

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Поверхностный спин-флип-переход в антиферромагнетике

А.И. Морозов, А.С. Сигов

Исследован поверхностный спин-флип-переход в случаях гладкой и шероховатых некомпенсированных поверхностей полубесконечного двухподрешётчатого коллинеарного антиферромагнетика. Рассмотрено влияние размерных эффектов, возникающих в плоском слое антиферромагнетика, на спин-флип- и спин-флип-переходы в плоском слое с гладкими и шероховатыми поверхностями. Продемонстрировано принципиальное различие в протекании спин-флип-перехода на участках слоя, содержащих чётное и нечётное число атомных плоскостей.

PACS numbers: 75.30.Kz, **75.40.-s**, 75.50.Ee, 75.60.Ch, **75.70.-i**

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007b.0709

Содержание

1. Введение (709).
 2. Гладкая поверхность полубесконечного образца (711).
 3. Размерные эффекты в плоскопараллельном слое антиферромагнетика с гладкими некомпенсированными поверхностями (713).
 4. Полубесконечный антиферромагнетик с некомпенсированной шероховатой поверхностью (715).
 5. Слой антиферромагнетика с некомпенсированными шероховатыми поверхностями (718).
5.1. Тонкий слой. 5.2. Толстый слой.
 6. Заключение (721).
- Список литературы (722).

1. Введение

Хорошо известно, что физические свойства кристалла вблизи его поверхности отличаются от таковых в его объёме. Это различие может привести к тому, что фазовый переход вблизи поверхности кристалла произойдёт при значении температуры, внешнего поля или другого управляющего параметра, не совпадающем со значениями, отвечающими точке фазового перехода в безграничном кристалле.

Одним из примеров такого различия является опрокидывание подрешёток одноосного коллинеарного двухподрешётчатого антиферромагнетика в магнитном поле, приложенном параллельно лёгкой оси, — спин-флип-переход. Следует отметить, что приведённые в

литературе теоретические модели поверхностных переходов, как правило, рассматривают гладкую плоскую поверхность кристалла. Реальная поверхность кристалла всегда содержит атомные ступени, изменяющие координату, соответствующую положению плоской поверхности, на высоту одного атомного слоя. В случае некомпенсированной поверхности антиферромагнетика наличие на ней атомных ступеней приводит к разбиению поверхности на области двух типов, в которых вектор намагниченности верхнего слоя атомов соответственно параллелен и антипараллелен внешнему магнитному полю. Спин-флип-переход в областях разного типа проходит по различным сценариям, зависящим также от соотношения между радиусом корреляции антиферромагнитного параметра порядка и размером указанных областей. Исследование этих сценариев является первой целью данного обзора.

Вторая цель обзора — рассмотрение спин-флип- и спин-флип-переходов в плоскопараллельных слоях антиферромагнетика с толщиной в нанометровом диапазоне в условиях, когда радиус корреляции параметра порядка сравним с толщиной слоя и когда становятся существенными размерные эффекты. Модель плоскопараллельного слоя антиферромагнетика позволяет удовлетворительно описать антиферромагнитные атомные цепочки на поверхности ферромагнетика, а также многослойные магнитные структуры с антиферромагнитным взаимодействием между соседними ферромагнитными слоями. Такие многослойные структуры, в которых наблюдается эффект гигантского магнетосопротивления, вызвали большой интерес исследователей и практиков, что делает появление данного обзора вполне своевременным.

Впервые спин-флип-переход в объёме безграничного антиферромагнетика был предсказан в пионерской работе Нееля [1]. Рассмотрим систему квазиклассических локализованных спинов при температуре $T \ll T_N$ (где T_N — температура Нееля), когда модули локализованных спинов можно считать неизменными. Энергия обменного взаимодействия в приближении взаимодей-

А.И. Морозов, А.С. Сигов. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), просп. Вернадского 78, 119454 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 433-03-11, (495) 433-00-44
Факс (495) 434-86-65
E-mail: morosov@mirea.ru, rector@mirea.ru

Статья поступила 30 сентября 2009 г.,
после доработки 19 февраля 2010 г.

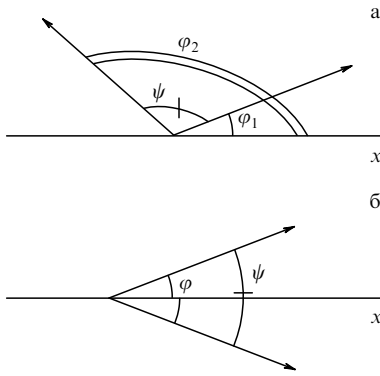


Рис. 1. (а) Углы φ_1 и φ_2 , характеризующие направления векторов намагниченности подрешёток антиферромагнетика, $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$. (б) Ориентация векторов намагниченности в спин-флоп-фазе.

ствия ближайших соседей имеет вид

$$W_{\text{ex}} = -\frac{1}{2} \tilde{z} J N \cos \psi, \quad (1)$$

где \tilde{z} — число ближайших соседей, $J < 0$ — обменный интеграл, величина спинов включена в соответствующие константы (в данном случае — в J), N — число спинов, ψ — угол между намагниченностями подрешёток.

Энергия одноионной анизотропии

$$W_{\text{an}} = -\frac{N}{2} \sum_{i=1}^2 K \cos^2 \varphi_i, \quad (2)$$

где $K > 0$ — константа анизотропии, φ_i — угол между намагниченностью i -й подрешётки ($i = 1, 2$) и лёгкой осью x (рис. 1а), $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$.

Энергия спинов во внешнем магнитном поле, параллельном лёгкой оси, выражается в виде

$$W_B = -\mu B_0 \frac{N}{2} \sum_{i=1}^2 \cos \varphi_i, \quad (3)$$

где μ — магнитный момент атома, B_0 — индукция внешнего магнитного поля.

В коллинеарной фазе, где $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$, суммарная энергия $W = W_{\text{ex}} + W_{\text{an}} + W_B$ равна [1]

$$W_1 = -\left(\frac{1}{2} \tilde{z} |J| + K\right) N. \quad (4)$$

В спин-флоп-фазе (рис. 1б) $\varphi_1 = -\varphi_2 = \varphi$, а энергия W равна

$$W_2 = -\left(\frac{1}{2} \tilde{z} J \cos 2\varphi + K \cos^2 \varphi + \mu B_0 \cos \varphi\right) N. \quad (5)$$

Минимизируя W_2 по φ и вводя обозначения

$$\alpha = \frac{K}{\tilde{z} |J|} \ll 1, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{\mu B_0}{\tilde{z} |J|}, \quad (7)$$

находим

$$\cos \varphi = \frac{\beta}{2(1 - \alpha)}, \quad (8)$$

$$W_2 = -\frac{\tilde{z} |J| N}{2} \left[1 + \frac{\beta^2}{2(1 - \alpha)} \right]. \quad (9)$$

Сравнивая W_1 и W_2 , получаем значение индукции магнитного поля, соответствующее объёмному спин-флоп-переходу первого рода из коллинеарной фазы в спин-флоп-фазу:

$$\beta_1 = 2\sqrt{\alpha(1 - \alpha)} \approx 2\sqrt{\alpha}. \quad (10)$$

Угол φ при $\beta > \beta_1$ уменьшается с возрастанием поля, и при $\beta = \beta_2$,

$$\beta_2 = 2(1 - \alpha), \quad (11)$$

происходит схлопывание подрешёток: угол φ обращается в нуль. Этот фазовый переход второго рода называют спин-флип-переходом. При $\beta > \beta_2$ намагниченности подрешёток антиферромагнетика параллельны, и мы будем называть эту фазу ферромагнитной.

Перейдём к рассмотрению поверхностного спин-флоп-перехода. Вначале изучим атомно-гладкую поверхность. Поверхностные срезы антиферромагнетика относят к двум классам: скомпенсированный срез соответствует случаю, в котором атомные плоскости, параллельные поверхности, содержат равное количество атомов, принадлежащих разным подрешёткам. Магнитный момент таких плоскостей в коллинеарной фазе равен нулю.

Нескомпенсированный срез отвечает случаю, в котором атомные плоскости, параллельные поверхности, содержат атомы только одной подрешётки, причём соседние атомные плоскости состоят из атомов разных подрешёток и магнитные моменты этих плоскостей в коллинеарной фазе противоположны.

В случае скомпенсированного среза поверхностный фазовый переход не имеет места, а спины поверхностного слоя атомов опрокидываются в поле объёмного спин-флоп-перехода β_1 . Это связано с атомным масштабom изменения антиферромагнитного параметра порядка, равного разности векторов намагниченности подрешёток, и энергетической невыгодностью подобных искажений [2].

В дальнейшем мы будем рассматривать только нескомпенсированные срезы. Поверхностный спин-флоп-переход для этого случая впервые был исследован в работе [3], где было показано, что смягчение закона дисперсии поверхностных магнонов имеет место при

$$\beta_s = \frac{\beta_1}{\sqrt{2}}. \quad (12)$$

В последующих работах [4, 5] было найдено распределение антиферромагнитного параметра порядка в диапазоне полей $\beta_s < \beta < \beta_1$. Авторы исходили из предположения, что на поверхности антиферромагнетика реализуется спин-флоп-ориентация, которая имеет место в объёме антиферромагнетика при $\beta > \beta_1$, т.е. вектор антиферромагнетизма в поверхностном слое атомов перпендикулярен лёгкой оси.

Поскольку объём антиферромагнетика при $\beta < \beta_1$ находится в коллинеарной фазе, то вблизи поверхности антиферромагнетика должна возникнуть 90° -ная обменная спираль, структура которой совпадает со структурой блоховской доменной стенки.

Предположение о наличии спин-флоп-ориентации на поверхности антиферромагнетика является излишним, так как распределение спинов может быть найдено без дополнительных допущений. Более того, как было показано в работе [2], это предположение является ошибочным, поскольку вблизи поверхности возникает не 90° -ная, а 180° -ная обменная спираль.

В течение многих лет после появления работ [4, 5] вопрос о поверхностном спин-флоп-переходе оставался вне зоны внимания исследователей. Новый интерес к нему возник после открытия явления гигантского магнетосопротивления в многослойных магнитных структурах (см., например, работы [6–8]), когда стало ясным, что поведение в магнитном поле многослойных структур с чередующимися ферромагнитными и немагнитными слоями с нанометровой толщиной и антиферромагнитным знаком обмена между соседними ферромагнитными слоями во многом аналогично поведению плоскопараллельного слоя антиферромагнетика с нескомпенсированными поверхностями.

Обзор имеет следующую структуру. В разделе 2 рассмотрен поверхностный фазовый переход в полубесконечном антиферромагнетике с нескомпенсированной поверхностью, в разделе 3 описаны размерные эффекты в плоскопараллельном слое антиферромагнетика и показано принципиальное различие в поведении слоёв, содержащих чётное и нечётное число атомных плоскостей. Раздел 4 посвящён исследованию спин-флоп-перехода на шероховатой нескомпенсированной поверхности полубесконечного антиферромагнетика, в разделе 5 описана фазовая диаграмма плоскопараллельного слоя антиферромагнетика с нескомпенсированными шероховатыми поверхностями. В кратком заключении (раздел 6) подведены итоги проведённого рассмотрения.

2. Гладкая поверхность полубесконечного образца

Поскольку число ближайших соседей для спинов, расположенных на поверхности антиферромагнетика, меньше, чем в объёме, то они оказываются более податливыми к воздействию внешнего магнитного поля. Именно поэтому поле поверхностного спин-флоп-перехода оказывается меньше своего объёмного значения.

Будем предполагать, что лёгкая ось лежит в плоскости поверхности. Пронумеруем нескомпенсированные атомные плоскости, параллельные поверхности, индексом j , начиная с поверхности. Чётные и нечётные значения j отвечают разным подрешёткам. Положение спинов в атомной плоскости будем задавать углом θ_j между направлением лёгкой оси и соответствующим спину магнитным моментом. Предполагается, что магнитные моменты атомов не выходят из своей атомной плоскости. Тогда появляющийся в результате спин-флоп-перехода поверхностный магнитный момент не имеет составляющей, перпендикулярной поверхности. В противном случае возникает магнитное поле, что приводит к возрастанию энергии системы.

С учётом сделанного предположения энергия обменного взаимодействия может быть выражена в виде

$$W_{\text{ex}} = \frac{n|J|\tilde{z}}{4} \sum_{j=1}^{\infty} [\cos(\theta_j - \theta_{j-1})(1 - \delta_{1,j}) + \cos(\theta_j - \theta_{j+1})], \quad (13)$$

где n — число спинов в атомной плоскости, $\delta_{i,j}$ — символ Кронекера. Число ближайших к данному спину соседей, находящихся в предшествующей или последующей атомных плоскостях равно $\tilde{z}/2$. Для среза (100) тетрагональной объёмноцентрированной решётки (с лёгкой осью c , лежащей в плоскости среза) $\tilde{z} = 8$.

Для энергии одноионной анизотропии и зеемановской энергии имеем

$$W_{\text{an}} = -Kn \sum_{j=1}^{\infty} \cos^2 \theta_j, \quad (14)$$

$$W_B = -\mu B_0 n \sum_{j=1}^{\infty} \cos \theta_j, \quad (15)$$

магнитное поле приложено параллельно лёгкой оси.

Минимизируя суммарную энергию W по параметрам θ_j , получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \sin(\theta_j - \theta_{j-1})(1 - \delta_{1,j}) + \sin(\theta_j - \theta_{j+1}) = \\ = 2\alpha \sin 2\theta_j + 2\beta \sin \theta_j. \end{aligned} \quad (16)$$

Решение системы (16) получено в работе [2] численными методами.

Оказалось, что если магнитный момент верхней атомной плоскости в слабом магнитном поле антипараллелен полю ($\theta_1 = \pi$), то в поле β_s происходит поверхностный спин-флоп-переход, в результате которого вблизи поверхности возникает 180° -ная обменная спираль: намагниченность верхней атомной плоскости разворачивается по направлению поля, намагниченности второй и третьей, четвёртой и пятой и т.д. атомных плоскостей попарно скомпенсированы. Поскольку намагниченность первой атомной плоскости параллельна намагниченности последней чётной атомной плоскости, то в результате спин-флоп-перехода вблизи поверхности антиферромагнетика возникает магнитный момент, равный $2\mu n$ [2]. Разворот вектора намагниченности верхней атомной плоскости на 180° можно наблюдать методами магнитосиловой, спин-поляризованной туннельной и фотоэмиссионной электронной микроскопии. Трудность состоит в том, что измерения необходимо проводить во внешнем магнитном поле.

Характерный масштаб, на котором происходит разворот намагниченностей атомных плоскостей в исследуемой обменной спирали, можно оценить, рассматривая асимптотическое поведение углов θ_j .

В глубине антиферромагнетика величины θ_j отличаются от своих объёмных значений (0 для чётных плоскостей и π для нечётных) на малую величину. Это позволяет линеаризовать систему (16) относительно этих отклонений [2]:

$$\chi_{2n} = \theta_{2n}, \quad \chi_{2n-1} = \theta_{2n-1} - \pi.$$

Линеаризованное уравнение имеет решение

$$\chi_n = \kappa \chi_{n-1}, \quad (17)$$

где

$$\kappa = 1 - \sqrt{\beta_1^2 - \beta^2}, \quad (18)$$

которое соответствует экспоненциальному спаду искажений по направлению в глубь антиферромагнетика:

$$\chi_n = \chi_1 \exp \left[-\frac{d(n-1)}{r_c} \right], \quad (19)$$

где d — расстояние между ближайшими атомными плоскостями, r_c — радиус корреляции параметра порядка,

$$r_c = \frac{d}{|\ln |\kappa||} = \frac{d}{\sqrt{\beta_1^2 - \beta^2}} \propto (\beta_1 - \beta)^{-1/2}. \quad (20)$$

Впервые такая зависимость радиуса корреляции при $\beta < \beta_1$ была получена в работе [5]. Легко видеть, что при $\beta \rightarrow \beta_1$ величина r_c стремится к бесконечности как $(\beta_1 - \beta)^{-1/2}$, т.е. поверхностный спин-фlop-переход распространяется в глубь антиферромагнетика по мере приближения к точке объёмного спин-фlop-перехода.

При $\beta > \beta_1$, когда объёмный спин-фlop-переход уже произошёл, намагниченности верхней (первой) атомной плоскости энергетически выгодно быть направленной по полю, поэтому 180° -ная спираль превращается в 90° -ную: в объёме вектор антиферромагнетизма перпендикулярен лёгкой оси, а вблизи поверхности коллинеарен ей. Опрокидывание подрешёток в приповерхностном слое происходит в более сильных полях ($\beta \sim 0,25$).

Если магнитный момент верхней атомной плоскости в слабых магнитных полях параллелен вектору поля ($\theta_1 = 0$), то поверхностный спин-фlop-переход является энергетически невыгодным, а объёмный переход происходит при $\beta = \beta_1$.

Ситуация при $\beta > \beta_1$ полностью аналогична случаю $\theta_1 = \pi$, различие заключается только в направлении вращения антиферромагнитного параметра порядка в обменной спирали.

Характерный масштаб обменной спирали также можно определить по асимптотическому поведению углов θ_j . Только теперь малы отклонения углов θ_j от своих объёмных значений в спин-фlop-фазе $\chi_{2n-1} = \theta_{2n-1} - \varphi$ и $\chi_{2n} = \theta_{2n} + \varphi$, где φ даётся формулой (8).

Решение линеаризованного уравнения имеет вид (19), где, согласно [2],

$$\kappa = 1 - \sqrt{\beta^2 - \beta_1^2}. \quad (21)$$

С возрастанием β в области $\beta > \beta_1$ обменная спираль вблизи поверхности не исчезает, но угол разворота в ней уменьшается. Зависимость $\chi_1 = \theta_1 - \varphi$ от величины магнитного поля приведена на рис. 2.

Кроме того, спираль сжимается из-за уменьшения радиуса корреляции r_c . Параметр κ , описывающий асимптотическое поведение отклонений χ_j , в области значений поля $\beta_1 \ll \beta < \beta_2$ даётся выражением [2]

$$\kappa = 1 + \frac{2\beta^2}{\beta_2^2 - 2\beta^2} \pm \sqrt{\left(1 + \frac{2\beta^2}{\beta_2^2 - 2\beta^2}\right)^2 - 1}. \quad (22)$$

Легко видеть, что $\kappa \rightarrow 0$ при $\beta \rightarrow \beta^* = \beta_2/\sqrt{2}$ и вместе с ним обращается в нуль радиус корреляции. Это соответствует тому, что при $\beta = \beta^*$ от объёмного значения отклоняется только угол θ_1 , определяющий направление намагниченности верхней атомной плоскости. Знак этого отклонения таков, что намагниченность составляет с

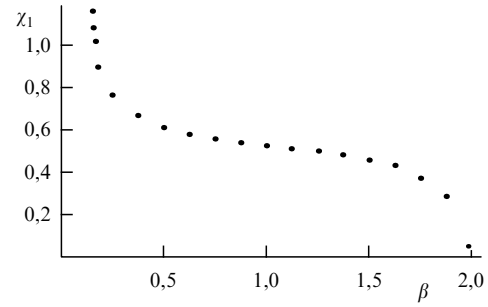


Рис. 2. Зависимость угла поворота магнитного момента поверхностного слоя атомов от магнитного поля, большего поля объёмного спин-фlop-перехода, в случае $\alpha = 0,005$.

вектором магнитного поля угол, меньший, чем в объёме кристалла.

При $\beta = \beta^*$ происходит смена знака κ . Если при $\beta < \beta^*$ параметр $\kappa > 0$ (знак минус в формуле (22)), то при $\beta > \beta^*$ этот параметр отрицателен (знак плюс в (22)).

По мере возрастания величины магнитного поля в области $\beta^* < \beta < \beta_2$ характерный размер обменной спирали начинает увеличиваться и стремиться к бесконечности как $(\beta_2 - \beta)^{-1/2}$ при $\beta \rightarrow \beta_2 - 0$. Поскольку в пределе $\beta \rightarrow \beta_2$ все углы θ_j и χ_j стремятся к нулю, решение системы (16) может быть найдено аналитически [2].

Введём безразмерный параметр

$$\Delta = 1 - \frac{\beta}{\beta_2}. \quad (23)$$

Из формулы (8) следует, что

$$\varphi = \sqrt{2\Delta}. \quad (24)$$

Используя выражение (22), получаем

$$\kappa = \sqrt{8\Delta} - 1.$$

Из линеаризованного уравнения для χ_1 находим

$$\chi_1 = \sqrt{2\Delta} (\sqrt{2\Delta} - 1). \quad (25)$$

Тогда

$$\theta_1 = 2\Delta. \quad (26)$$

Таким образом, при $\beta \rightarrow \beta_2$ значения угла φ в объёме отличаются от нуля на величину порядка $\sqrt{\Delta}$, в то время как на поверхности величина θ порядка Δ , чего и следовало ожидать, так как магнитный момент верхней атомной плоскости составляет меньший угол с направлением магнитного поля, чем соответствующий угол в объёме.

Радиус корреляции $r_c = d/\sqrt{8\Delta} \propto \Delta^{-1/2}$, как это и следует из теории среднего поля для фазовых переходов второго рода.

Таким образом, дополнительные (по отношению к таковому в объёме) искажения антиферромагнитного параметра порядка вблизи некомпенсированной поверхности антиферромагнетика, вызванные магнитным полем, возникают в поле поверхностного спин-фlop-перехода β_s и присутствуют при увеличении поля вплоть до значения, соответствующего спин-флип-переходу в ферромагнитную фазу.

3. Размерные эффекты в плоскопараллельном слое антиферромагнетика с гладкими нескомпенсированными поверхностями

При $\alpha \ll 1$ в случае нескомпенсированной поверхности антиферромагнетика радиус корреляции параметра порядка r_c в полях $\beta \sim \beta_1$ намного превосходит межатомное расстояние, поэтому в данной области полей, а также вблизи значения поля спин-флип-перехода, при котором r_c становится порядка толщины антиферромагнитного слоя или превосходит её, могут возникать заметные размерные эффекты.

Как уже говорилось в разделе 2, система, состоящая из чередующихся ферромагнитных и немагнитных металлических слоёв, при антиферромагнитном знаке обмена между ближайшими ферромагнитными слоями ведёт себя в магнитном поле аналогично рассматриваемому слою антиферромагнетика.

Теоретическое исследование подобных многослойных структур проводилось численными методами в ряде работ [9–16], однако попыток аналитического рассмотрения размерных эффектов практически не предпринималось.

В недавней работе [17] численными методами исследовано основное состояние антиферромагнитной цепочки атомов на ферромагнитной подложке. Главное упрощение, сделанное в [17], состоит в том, что спины ферромагнетика предполагаются невозмущёнными взаимодействием с цепочкой. Данное предположение справедливо, если энергия обменного взаимодействия соседних спинов в ферромагнетике намного превосходит обменное взаимодействие между спинами подложки и спином цепочки. Тогда обменное поле, создаваемое ферромагнитной подложкой, играет роль внешнего поля для антиферромагнитной цепочки и задача о поведении спинов цепочки, как показано в работе [18], сводится к задаче о спин-фlop- и спин-флип-переходах в тонком слое антиферромагнетика, рассмотренной в работе [19].

Изменения в формулах (13)–(16) при описании антиферромагнетика с конечной толщиной сводятся к тому, что теперь число членов в сумме по j конечно и равно M — числу атомных плоскостей в слое, а слагаемое $\cos(\theta_j - \theta_{j+1})$ в правой части уравнения (13) и слагаемое $\sin(\theta_j - \theta_{j+1})$ в левой части уравнения (16) должны умножаться на $(1 - \delta_{M,j})$.

Как показано в работе [19], поведение слоёв с чётным и нечётным числом атомных плоскостей различается принципиально. На примере многослойных структур с $M = 15$ и $M = 16$ такое различие впервые было обнаружено в работе [9].

Чётное M . В таком слое поверхностные атомные плоскости принадлежат разным подрешёткам антиферромагнетика. В магнитных полях $\beta < \beta_s$ слой находится в коллинеарной фазе. Спин-фlop-переход в нём происходит при $\beta = \beta_s$, причём в результате перехода в центре слоя возникает 180° -ная блоховская доменная стенка [9, 19]. Если радиус корреляции $r_c(\beta_s)$, задаваемый формулой (20), меньше толщины слоя a , то стенка занимает только центральную часть слоя (кривая 1 на рис. 3). Вследствие появления стенки магнитные моменты по-

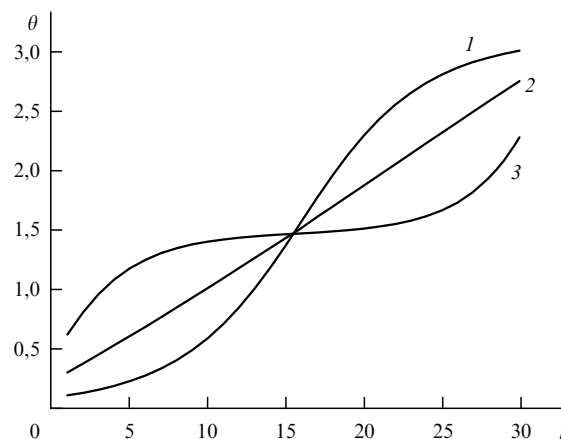


Рис. 3. Доменные стенки в слое с чётным числом атомных плоскостей в полях $\beta_s < \beta < \beta_1$ (кривая 1), $\beta \approx \beta_1$ (кривая 2), $\beta > \beta_1$ (кривая 3). Изображена зависимость угла разворота вектора антиферромагнетизма от номера атомной плоскости.

верхностных атомных плоскостей оказываются направленными по вектору магнитного поля.

Если толщина слоя $a < r_s \equiv r_c(\beta_s) = d\beta_s^{-1} \approx d/\sqrt{2\alpha}$, то в слое помещается только центральная часть доменной стенки, в которой угол поворота вектора антиферромагнетизма изменяется линейно с изменением расстояния.

По мере возрастания эффективного поля и приближения β к значению β_1 радиус корреляции стремится к бесконечности как $(\beta_1 - \beta)^{-1/2}$. При этом в случае $a \gg r_s$ доменная стенка, расширяясь, захватывает всю толщину слоя в поле β_a , которое можно найти из условия

$$2r_c(\beta_a) \approx a. \quad (27)$$

При дальнейшем возрастании r_c толщина доменной стенки перестаёт увеличиваться, а вектор антиферромагнетизма разворачивается равномерно на угол π от одной поверхности слоя к другой так, что намагниченности крайних атомных плоскостей направлены по вектору внешнего поля (прямая 2 на рис. 3).

В обменных полях, превосходящих поле β_1 , радиус r_c начинает убывать, а 180° -ная доменная стенка в центре слоя преобразуется в две почти 90° -ные обменные спирали вблизи поверхностей (кривая 3 на рис. 3).

При этом середина слоя находится в спин-фlop-фазе. По мере возрастания поля r_c убывает, размерные эффекты становятся несущественными, а поведение обменной спирали вблизи одной поверхности слоя описывается независимо от поведения другой. Закономерности этого поведения рассмотрены в разделе 2.

При приближении поля к значению поля объёмного спин-флип-перехода β_2 r_c возрастает и размерный эффект снова становится существенным.

Как показало моделирование, проведённое в работе [19], спин-флип-переход в слое с конечной толщиной является фазовым переходом второго рода и происходит в поле $\beta_2^* < \beta_2$ (рис. 4).

Полученную зависимость можно аппроксимировать формулой

$$\beta_2^* = \beta_2 \left[1 - \frac{1}{8} \left(\frac{4,5}{M} \right)^2 \right]. \quad (28)$$

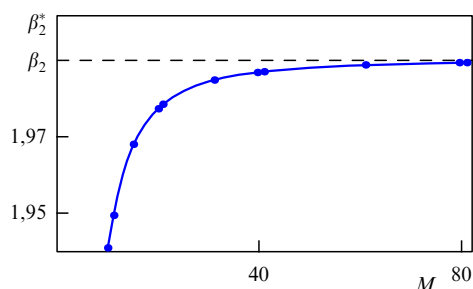


Рис. 4. Зависимость поля спин-флип-перехода от числа атомных плоскостей в слое.

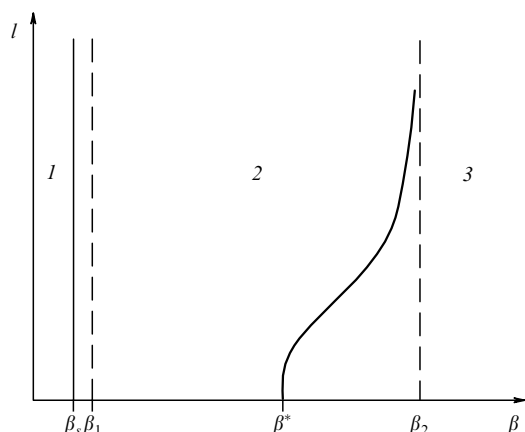


Рис. 5. Фазовая диаграмма "магнитное поле–толщина слоя" для слоя с чётным числом атомных плоскостей: коллинеарная антиферромагнитная фаза (1), неколлинеарная фаза (2), ферромагнитная фаза (3). Сплошные кривые соответствуют линиям фазовых переходов.

Фазовая диаграмма слоя с чётным числом атомных плоскостей в переменных "магнитное поле–толщина слоя" изображена на рис. 5.

Нечётное M . В этом случае обе поверхностные атомные плоскости принадлежат одной подрешётке антиферромагнетика. Будем исходить из предположения о том, что суммарный магнитный момент, а следовательно, и магнитные моменты указанных плоскостей, направлены по вектору внешнего магнитного поля.

Как показано в разделе 2, в этой конфигурации спин-флоп-переход в поверхностном слое подавлен. Поэтому в слое с конечной толщиной спин-флоп-переход происходит при $\beta_1^* > \beta_1$, причём, в отличие от спин-флоп-перехода в бесконечном образце и в слое с чётным числом атомных плоскостей, этот фазовый переход является переходом второго рода [19]. Угол поворота намагниченностей изменяется с изменением поля непрерывно, причём максимум угла поворота имеет место в центре слоя (рис. 6, 7).

Расчётная зависимость $\beta_1^*(M)$, приведённая на рис. 8, аппроксимируется выражением

$$(\beta_1^*)^2 = \beta_1^2 + \left(\frac{4}{M}\right)^2. \quad (29)$$

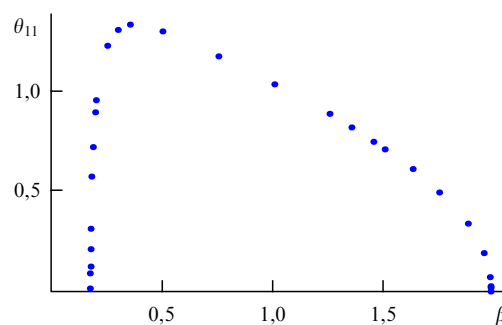


Рис. 6. Зависимость направления вектора намагниченности средней атомной плоскости от величины магнитного поля в слое с $M = 21$ при $\alpha = 0,005$.

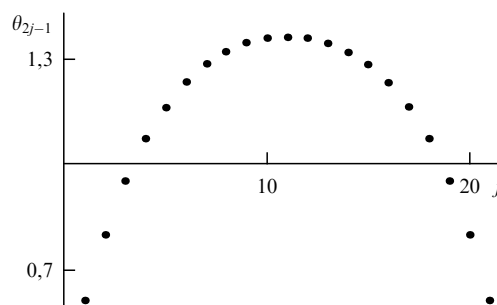


Рис. 7. Направление векторов намагниченности нечётных атомных плоскостей в поле $\beta = 0,2$ для слоя с $M = 41$ при $\alpha = 0,005$.

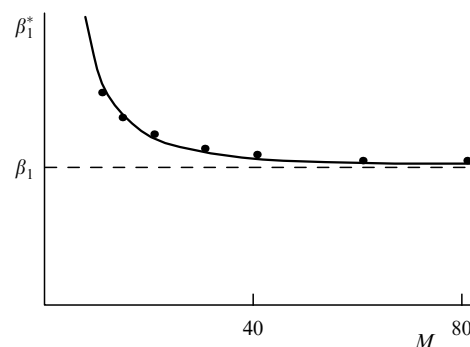


Рис. 8. Зависимость поля спин-флоп-перехода от числа атомных плоскостей в слое с нечётным числом атомных плоскостей.

Поведение слоя с нечётным M при $\beta > \beta_1^*$ аналогично таковому в случае чётного M .

Фазовая диаграмма слоя с нечётным числом атомных плоскостей приведена на рис. 9.

Таким образом, характер спин-флоп-перехода в слое определяется чётностью числа атомных плоскостей в нём. Если при чётном M спин-флоп-переход является фазовым переходом первого рода и всегда происходит в поле поверхностного спин-флоп-перехода, то при нечётном M имеет место фазовый переход второго рода, который происходит в поле, превосходящем поле объёмного спин-флоп-перехода и зависящем от M .

Спин-флип-переход в слое с конечной толщиной происходит в поле, меньшем поля объёмного спин-флип-перехода.

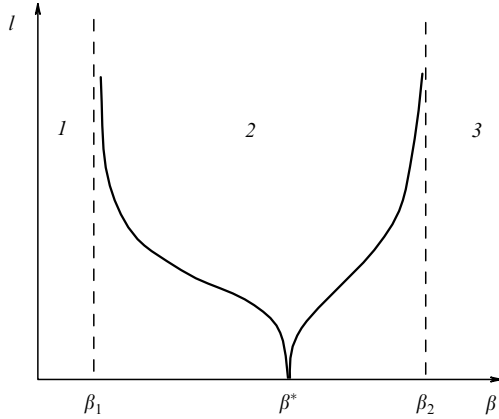


Рис. 9. Фазовая диаграмма "магнитное поле – толщина слоя" для слоя с нечётным числом атомных плоскостей: коллинеарная антиферромагнитная фаза (1), неколлинеарная фаза (2), ферромагнитная фаза (3). Сплошные кривые соответствуют линиям фазовых переходов.

4. Полубесконечный антиферромагнетик с некомпенсированной шероховатой поверхностью

На шероховатой поверхности антиферромагнетика присутствуют атомные ступени высотой в один атомный слой. По разные стороны ступени верхний атомный слой принадлежит различным подрешёткам антиферромагнетика (рис. 10). Таким образом, вся поверхность антиферромагнетика разбита границами ступеней на области первого и второго типа; тип области определяется номером подрешётки антиферромагнетика, к которой принадлежит верхний атомный слой.

Если характерный продольный размер ступеней R достаточно велик, то при приложении параллельно намагниченности первой подрешётки магнитного поля величиной β , удовлетворяющей неравенству $\beta_s < \beta < \beta_1$, магнитная структура областей первого типа останется неизменной, а в областях второго типа произойдёт поверхностный спин-флоп-переход. В результате поверхность разобьётся на домены.

Вид поверхностных искажений магнитной структуры существенно зависит от соотношения между характерной шириной ступеней R и радиусом корреляции параметра порядка r_c . Сильная зависимость r_c от β , в частности стремление r_c к бесконечности при $\beta \rightarrow \beta_1$, приводит к достаточно сложной фазовой диаграмме искажений магнитной структуры в переменных (β, R) , которая была исследована в работе [20] на примере тетрагональной объёмноцентрированной решётки спинов, направление которых задавалось единичным векто-

ром $\mathbf{s}_{n,i,j}$, причём индекс n нумеровал плоскости, начиная с самой верхней из имеющихся в образце с шероховатой поверхностью, а индексы i и j задавали положение спинов в плоскости, где они образовывали прямоугольную решётку. Величина спина считалась неизменной и включалась в соответствующие константы взаимодействия.

Наряду с гейзенберговским обменным взаимодействием, описываемым в приближении ближайших соседей выражением

$$W_{\text{ex}} = \frac{|J|}{2} \sum_{n,i,j,\delta} (\mathbf{s}_{n,i,j}, \mathbf{s}_{(n,i,j)+\delta}), \quad (30)$$

где индекс δ нумерует ближайших к данному спину соседей, учитывалась энергия одноосной анизотропии в виде

$$W_M = K_{\perp} \sum_{n,i,j} (s_{n,i,j}^z)^2 - K \sum_{n,i,j} (s_{n,i,j}^x)^2, \quad (31)$$

где ось z ортогональной декартовой системы координат направлена перпендикулярно поверхности, а ось x , направленная параллельно поверхности, является лёгкой осью. Константа поверхностной анизотропии K_{\perp} введена для того, чтобы учесть энергетическую невыгодность состояний, в которых возникающий магнитный момент имеет z -составляющую, перпендикулярную поверхности. При $K_{\perp} > 0$ спины лежат в атомных плоскостях, параллельных поверхности, и их направление задаётся углом $\theta_{n,i,j}$, который образует с лёгкой осью соответствующий спину магнитный момент. Прямой учёт диполь-дипольного взаимодействия спинов и возникающих размагничивающих полей сильно усложняет задачу и резко увеличивает время расчёта.

Зеемановская энергия имеет вид

$$W_Z = \mu \sum_{n,i,j} (\mathbf{s}_{n,i,j}, \mathbf{B}_0). \quad (32)$$

Здесь учтено, что вектор спина антипараллелен вектору соответствующего ему магнитного момента. Равновесное распределение спинов находилось путём моделирования их поведения на основе системы уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта

$$\hbar S_{\text{af}} \frac{d}{dt} \mathbf{s}_{n,i,j} = [\mathbf{s}_{n,i,j}, \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \gamma \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (33)$$

где γ — коэффициент затухания, S_{af} — величина спина атома,

$$H_{\text{eff}}^p = - \frac{\partial W}{\partial s_{n,i,j}^p}, \quad (34)$$

$p = x, y, z$; W — суммарная энергия, $W = W_{\text{ex}} + W_{\text{an}} + W_Z$.

В качестве исходного выбиралось либо коллинеарное состояние антиферромагнетика, отвечающее минимуму энергии в отсутствие внешнего поля, либо однородное состояние, возникающее после объёмного спин-флоп-перехода. Решение системы уравнений (33) находилось "классическим" методом Рунге – Кутты четвёртого порядка. Приход к равновесию контролировался по поведению суммарной энергии системы.

Моделирование проводилось для случая, в котором края ступеней параллельны оси y ортогональной сис-

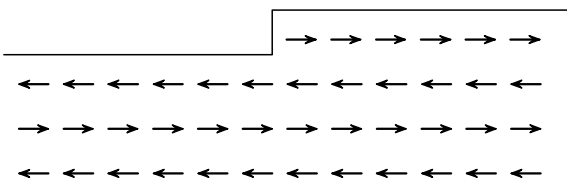


Рис. 10. Атомная ступень на поверхности антиферромагнетика. Стрелками показаны направления спинов атомов.

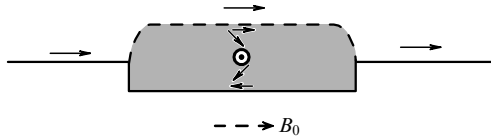


Рис. 11. Обменная спираль в области второго типа. Сплошные стрелки указывают локальное направление вектора антиферромагнетизма, вращение которого происходит в плоскости, параллельной поверхности. Штриховая стрелка показывает направление магнитного поля.

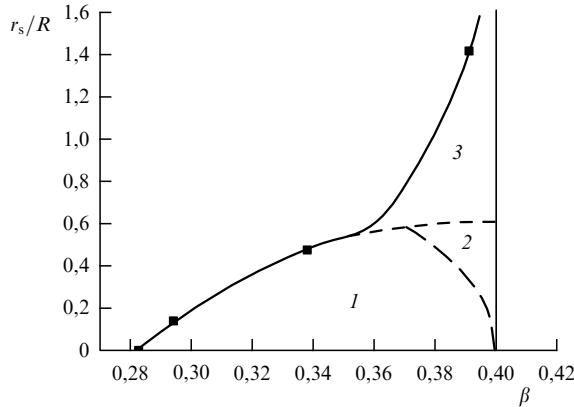


Рис. 12. Фазовая диаграмма "магнитное поле – шероховатость" в области полей $\beta \leq \beta_1$ в случае $\alpha = 0,04$. Сплошная кривая — линия фазовых переходов первого рода из коллинеарной фазы в неколлинеарную. Обозначены области существования доменов (1), вихрей (2) и слабых искажений (3).

темы координат, т.е. решалась двумерная задача с периодическими по x граничными условиями. Это ограничение не сказывается качественно на общности полученных результатов. Результаты моделирования показали, что когда характерный размер ступеней R намного превосходит радиус корреляции антиферромагнитного параметра порядка r_c , в областях второго типа, где в слабых полях магнитный момент поверхностного слоя атомов антипараллелен внешнему магнитному полю, в поле поверхностного спин-флоп-перехода вблизи поверхности возникает 180° -ная обменная спираль (рис. 11).

По мере уменьшения R , но при $R > r_s$, поле спин-флоп-перехода в ограниченной области второго типа смещается в сторону более сильных магнитных полей (рис. 12). При $R < r_s$ доменная стенка в отдельной области вообще не образуется.

При приближении внешнего поля к точке объёмного спин-флоп-перехода β_1 $r_c \rightarrow \infty$, поэтому даже в случае возникновения доменной фазы соотношение $R > r_c$ нарушается при возрастании магнитного поля. Для области полей, в которой $r_c \gg R$, рассматриваемая задача, как показано в работе [20], сводится к задаче об искажениях параметров порядка на шероховатой границе раздела двуслойной системы ферромагнетик – антиферромагнетик [21, 22], если предположить, что ферромагнетик является абсолютно жёстким по отношению к магнитным искажениям, а межслойный обмен заменить магнитным полем β .

Как показывает расчёт, вблизи поверхности антиферромагнетика формируются захватывающие область $|z| < R$ статические спиновые вихри, границы которых на

поверхности антиферромагнетика совпадают с краями атомных ступеней. Причём, наряду с характерным размером R , существует второй характерный размер δ_0 — ширина поверхностной области вблизи атомной ступени, в которой $\theta_{n,i,j}$ существенно отличается от своего оптимального значения (соответственно 0 и π по разные стороны ступени).

Оценим δ_0 в случае $R \gg \delta_0$ исходя из энергетических соображений. Тот факт, что в области шириной δ_0 намагниченность верхнего атомного слоя не совпадает с направлением магнитного поля, ведёт к проигрышу в зеемановской энергии (здесь и далее в единицах $\tilde{z}|J|$) порядка $\beta\delta_0/S_0$ на единицу длины атомной ступени, где S_0 — площадь прямоугольной ячейки в атомной плоскости. Проигрыш в энергии анизотропии $\alpha\delta_0/S_0$ пренебрежимо мал по сравнению с проигрышем в зеемановской энергии.

В области $\delta_0 < \rho < R$, где ρ — кратчайшее расстояние от точки до края ступени на поверхности антиферромагнетика, $|\nabla\theta|$ обратно пропорционален ρ . В этой области вклад искажений антиферромагнитного параметра порядка в обменную энергию составляет в расчёте на единицу длины атомной ступени величину порядка $b_y^{-1} \ln(R/\delta_0)$, где b_y — параметр кристаллической решётки вдоль края атомной ступени [21, 22]. Минимизируя суммарную энергию по δ_0 , находим $\delta_0 \sim b_x/\beta$ (где b_x — параметр кристаллической решётки вдоль оси x), и в области $\beta \sim \beta_1$ величина $\delta_0 \sim r_s$.

В противоположном случае, $R \ll \delta_0$, разворот намагниченности не успевает произойти. Это область слабых искажений.

Как уже отмечалось, ступени разбивают всю поверхность антиферромагнетика на области двух типов с суммарными площадями σ_1 и σ_2 соответственно. Если среднее значение θ в области $R \ll |z| \ll r_c$ равно ψ , то в вихре, занимающем область первого типа, происходит изменение θ от нуля до ψ , в то время как у вихрей в областях второго типа θ изменяется от ψ до π .

Суммарную энергию вихрей, по аналогии с таковой в модели "магнитной близости" Слончевского [23], можно записать в виде

$$W = C_1\psi^2 + C_2(\pi - \psi)^2, \quad (35)$$

где

$$C_k = \frac{\sigma_k}{R}. \quad (36)$$

В случае $\sigma_1 = \sigma_2$ минимуму энергии вихрей соответствует $\psi = \pi/2$.

Таким образом, для уменьшения энергии вихрей необходимо возникновение 90° -ной обменной спирали вблизи поверхности антиферромагнетика (рис. 13). С появлением спирали связана дополнительная поверхностная энергия w :

$$w \sim \sqrt{\beta_1^2 - \beta^2}, \quad (37)$$

которая обращается в нуль при $\beta \rightarrow \beta_1$. В рассматриваемой области полей в случае, когда $\delta_0 \ll R \ll r_c$, выигрыш в энергии вихрей намного превосходит проигрыш в энергии за счёт образования обменной спирали.

При $r_s \ll R$ переход из доменной фазы в вихревую происходит непрерывно в поле β_R , для которого

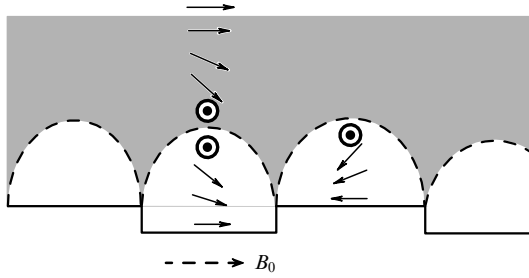


Рис. 13. Статические спиновые вихри и 90°-ная обменная спираль. Область существования спирали выделена темным цветом. Сплошные стрелки указывают локальное направление вектора антиферромагнетизма, вращающегося в плоскости, параллельной поверхности. Штриховая стрелка показывает направление магнитного поля.

$r_c(\beta_R) \sim R$, т.е. при

$$\tau_R \equiv 1 - \frac{\beta_R}{\beta_1} \sim \frac{r_s^2}{R^2}. \quad (38)$$

Фазовая диаграмма "магнитное поле–шероховатость" для $\beta < \beta_1$ приведена на рис. 12.

При $R \ll r_s$ фазовый переход из коллинеарного состояния происходит сразу в фазу со слабыми искажениями.

Как показывает моделирование в рамках дискретной модели, переход из коллинеарной фазы в фазу со слабыми искажениями и 90°-ной обменной спиралью является поверхностным фазовым переходом первого рода, происходящим в поле β_R , величину которого можно оценить исходя из простых энергетических соображений [20]:

$$\tilde{\tau}_R \equiv 1 - \frac{\tilde{\beta}_R}{\beta_1} \sim \left(\frac{R}{r_s}\right)^2 \ll 1. \quad (39)$$

В области полей $\beta > \beta_1$, когда спин-флоп-переход в объёме антиферромагнетика уже произошёл, поведение поверхностных искажений практически одинаково при всех значениях R . Поскольку $r_c \rightarrow \infty$ при $\beta \rightarrow \beta_1 + 0$, вблизи значения поля β_1 система находится в вихревой фазе или фазе слабых искажений, а поверхностные искажения проникают внутрь антиферромагнетика на глубину порядка R . При этом в случае $\sigma_2 = \sigma_1$ в результате объёмного спин-флоп-перехода поверхностная обменная спираль исчезает.

По мере возрастания поля r_c убывает согласно формуле (21), а δ_0 изменяется как β^{-1} . При $\beta \geq 1$, не слишком близких к значению поля схлопывания подрешётки β_2 , r_c и δ_0 являются величинами одного порядка, сравнимыми с постоянной решётки.

В поле β'_R , где $r_c(\beta'_R) = R \gg \delta_0(\beta'_R)$, происходит плавный переход к доменной фазе, в которой в областях двух типов образуются почти 90°-ные обменные спирали с противоположным направлением вращения антиферромагнитного параметра порядка (от $\theta = 0$ на поверхности до $\theta = 90^\circ$ в объёме в области первого типа и от $\theta = 180^\circ$ на поверхности до $\theta = 90^\circ$ в объёме в области второго типа). Для β'_R получаем оценку

$$\tau'_R = \frac{\beta'_R}{\beta_1} - 1 \sim \frac{r_s^2}{R^2}. \quad (40)$$

С возрастанием поля намагниченность верхнего слоя атомов поворачивается, отклоняясь от направления

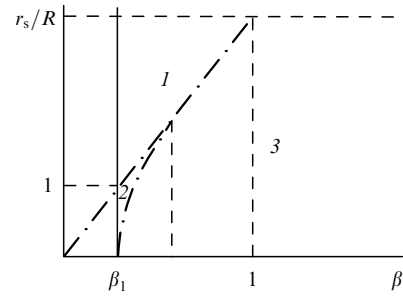


Рис. 14. Фазовая диаграмма "магнитное поле–шероховатость" в области полей $\beta > \beta_1$. Обозначены области существования слабых искажений (1), вихрей (2) и доменов (3).

магнитного поля и приближаясь к направлению намагниченности соответствующей подрешётки в объёме. Угол поворота в обменной спирали уменьшается, а её толщина убывает при увеличении поля вплоть до значения $\beta^* = \beta_2/\sqrt{2}$.

При $\beta_2 > \beta > \beta^*$ поворот антиферромагнитного параметра порядка в областях разного типа, в отличие от такового в диапазоне полей $\beta_1 < \beta < \beta^*$, имеет один знак, поэтому различие между областями нивелируется и дальнейшая эволюция поверхностных искажений аналогична эволюции таких искажений в случае гладкой поверхности, изученном в разделе 2.

Если же $R < \delta_0(\beta)$, то наблюдаются только слабые поверхностные искажения. Фазовая диаграмма в области полей $\beta_2 > \beta > \beta_1$ приведена на рис. 14.

Остановимся теперь на возможности экспериментального обнаружения этих искажений. Положение краёв атомных ступеней на поверхности антиферромагнетика и характерное расстояние между ними могут быть найдены методом атомно-силовой микроскопии. К сожалению, при проведении эксперимента параметр R , как правило, остаётся в тени, а исследуется только среднеквадратичное отклонение поверхности от её среднего положения. Косвенные оценки дают для R величину порядка от 1 нм до 10 нм. Совершенствование технологий роста кристаллов и нанослоёв ведёт к уменьшению концентрации атомных ступеней и возрастанию R . В слабых магнитных полях в коллинеарной фазе по разные стороны атомной ступени направления намагниченностей верхней атомной плоскости противоположны, что может быть обнаружено методами магнитной микроскопии. В доменной фазе ориентация намагниченности верхнего слоя атомов одинакова в областях обоих типов. Таким образом, поле поверхностного спин-флоп-перехода в областях второго типа может быть найдено экспериментально. Методами магнитной микроскопии можно идентифицировать границы между областями и убедиться в том, что они совпадают с краями атомных ступеней. На границе областей ориентация намагниченности отличается от своего значения в центре области (в частности, в центре переходной области она перпендикулярна лёгкой оси). Ширина переходной области δ_0 , в зависимости от величины анизотропии, составляет 10–100 нм и при $\beta \leq \beta_1$ совпадает по порядку величины с шириной доменной стенки в отсутствие магнитного поля.

Фазу со слабыми искажениями легко идентифицировать по отклонению средней намагниченности поверх-

ностного слоя атомов от направления магнитного поля и оси лёгкого намагничивания. В полях $\beta > \beta_1$ можно экспериментально наблюдать переход из фазы со слабыми искажениями в вихревую или доменную фазу.

5. Слой антиферромагнетика с нескомпенсированными шероховатыми поверхностями

Антиферромагнитные слои нанометровой толщины находят широкое применение в современной магнитоэлектронике. Поэтому исследование их характеристик представляет несомненный интерес.

Антиферромагнитный слой можно мысленно разбить на области, границы которых перпендикулярны плоскости слоя. Плоскость границы проходит через край атомной ступени на одной из поверхностей слоя. Поведение намагниченности в каждой области определяется числом атомных плоскостей, принадлежащих каждой из двух подрешёток антиферромагнетика. Внутри области это число остаётся неизменным. Тип области определяется комбинацией двух параметров: чётностью (или нечётностью) числа атомных плоскостей (E (even) — чётное, O (odd) — нечётное) и номером подрешётки антиферромагнетика, которой принадлежит верхняя атомная плоскость (A или B). Всего возможны четыре комбинации и, следовательно, четыре типа областей (EA , EB , OA и OB).

Как показано в разделе 3, в случае слоя с гладкими границами характер спин-фlop-перехода существенно зависит от чётности числа атомных плоскостей:

- в слое с чётным числом атомных плоскостей спин-фlop-переход первого рода происходит в поле поверхностного спин-фlop-перехода. В результате возникает состояние с доменной стенкой, центрированной в середине слоя;
- в слое с нечётным числом атомных плоскостей спин-фlop-переход второго рода возникает в поле, превышающем поле объёмного спин-фlop-перехода и зависящем от толщины слоя.

Если характерное расстояние между ступенями R достаточно велико, то в магнитном поле антиферромагнитный слой разбивается на домены, границы которых совпадают с границами областей, т.е. являются перпендикулярными плоскости слоя и пересекают край атомной ступени на одной из его поверхностей. Поведение намагниченности в каждом домене диктуется типом соответствующей области.

Характер искажений магнитной структуры во всём диапазоне изменения магнитных полей и значений R в рамках модели, описанной в разделе 4, был изучен в работе [24].

Выбирался слой, вырезанный перпендикулярно направлению $[100]$ тетрагональной объёмноцентрированной решётки. Поведение тонких ($a \ll r_s$) и толстых ($a \gg r_s$) слоёв антиферромагнетика в магнитном поле $\beta \leq \beta_1$ существенно различалось. Поэтому опишем эти случаи последовательно.

5.1. Тонкий слой

5.1.1. $R \gg r_s$. Изучим распределение спинов в областях всех типов, предполагая, что размер области R превосходит другие характерные длины задачи.

Области OA и OB обладают магнитным моментом, равным магнитному моменту одной нескомпенсированной атомной плоскости. Поэтому спин-фlop-переход второго рода в области OA будет происходить в поле β_1^* (см. формулу (29)). В случае тонкого слоя (29) приобретает вид

$$\beta_1^* \approx \frac{4}{M} \approx \frac{4\beta_s r_s}{a} \gg \beta_1. \quad (41)$$

В области OB магнитный момент при включении поля направлен против него. В слое типа OB с гладкими границами изменение направления вектора антиферромагнетизма на противоположное происходит в сколь угодно слабом поле. Поэтому такая исходная ориентация в разделе 3 не исследовалась. В случае области с конечными размерами переориентация вектора антиферромагнетизма сопровождается заменой типа области OB типом OA и возникновением по её периметру 180° -ной доменной стенки, перпендикулярной поверхности слоя.

Характерное поле этого фазового перехода можно найти, приравняв выигрыш в зеэмановской энергии к энергии возникающей доменной стенки. Выигрыш в зеэмановской энергии составляет величину порядка β на одну ячейку в плоскости слоя (здесь и далее энергия дана в единицах $\tilde{z}|J|$). Поверхностная энергия доменной стенки в антиферромагнетике порядка $\sqrt{\alpha}$ в расчёте на площадь элементарной ячейки, а толщина стенки порядка r_s . Поскольку площадь области на поверхности слоя $\sim R^2$, а площадь доменной стенки $\sim Ra$, то характерное поле переориентации

$$\beta_{\text{теор}} \approx \frac{a\sqrt{\alpha}}{R} \approx \frac{a}{R} \beta_1 \ll \beta_1. \quad (42)$$

Как будет показано ниже, возникающая доменная стенка практически полностью расположена в области с чётным числом атомных плоскостей, поскольку образование доменной стенки в такой области не сопровождается заметным понижением зеэмановской энергии.

Для описания доменных стенок, перпендикулярных слою, используем континуальное приближение.

Произведём замену переменных $\tilde{\theta}_{2n-1,i,j} = \theta_{2n-1,i,j}$, $\theta_{2n,i,j} = \pi + \tilde{\theta}_{2n,i,j}$. В полях, много меньших поля спин-флип-перехода β_2 ,

$$|\tilde{\theta}_1(x, y, z) - \tilde{\theta}_2(x, y, z)| \ll 1, \quad (43)$$

где $\tilde{\theta}_1(x, y, z)$ и $\tilde{\theta}_2(x, y, z)$ описывают направление спинов, принадлежащих первой и второй подрешёткам антиферромагнетика соответственно.

Минимизируя суммарную энергию W по переменным $\tilde{\theta}_{n,i,j}$ и переходя к континуальному представлению в получившихся уравнениях, находим с учётом (43) в объёме антиферромагнетика:

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_2 - \tilde{\theta}_1 + \frac{1}{8} \Delta \tilde{\theta}_2 &= \alpha \sin 2\tilde{\theta}_1 + \beta \sin \tilde{\theta}_1, \\ \tilde{\theta}_1 - \tilde{\theta}_2 + \frac{1}{8} \Delta \tilde{\theta}_1 &= \alpha \sin 2\tilde{\theta}_2 - \beta \sin \tilde{\theta}_2, \end{aligned} \quad (44)$$

где Δ — трёхмерный лапласиан в безразмерных переменных $\xi = x/b_x$, $\eta = y/b_y$, $\zeta = z/b_z$, $b_z = b_y$ — размер тетрагональной ячейки кристалла вдоль оси z .

Вводя переменные

$$\theta = \frac{\tilde{\theta}_1 + \tilde{\theta}_2}{2}, \quad \varphi = \tilde{\theta}_2 - \tilde{\theta}_1 \ll 1,$$

находим, складывая и вычитая уравнения (44):

$$\frac{1}{8} \Delta \theta = \alpha \sin 2\theta - \frac{1}{2} \beta \varphi \cos \theta, \quad (45)$$

$$\varphi + \frac{1}{16} \Delta \varphi = \beta \sin \theta. \quad (46)$$

В (45) и (46) мы учли, что $\alpha, \varphi \ll 1$ и пренебрегли слагаемыми, содержащими вторую и более высокие степени этих параметров.

Когда размеры магнитных неоднородностей намного превышают атомные размеры, можно пренебречь $\Delta \varphi$ в уравнении (46). Тогда оно примет вид

$$\varphi = \beta \sin \theta. \quad (47)$$

Подставляя значение φ в (45), получаем

$$\Delta \theta = 2(\beta_1^2 - \beta^2) \sin 2\theta. \quad (48)$$

Рассмотрим теперь ситуацию на границе антиферромагнетика. Если верхней является атомная плоскость, принадлежащая первой подрешётке, то в результате перехода к континуальному представлению уравнение для спина, принадлежащего этой плоскости, преобразуется в следующее:

$$\tilde{\theta}_2 - \tilde{\theta}_1 - \frac{1}{2} \frac{\partial \tilde{\theta}_2}{\partial \zeta} + \frac{1}{8} \Delta_{\xi, \eta} \tilde{\theta}_2 = 2\alpha \sin 2\tilde{\theta}_1 + 2\beta \sin \tilde{\theta}_1, \quad (49)$$

где $\Delta_{\xi, \eta}$ — двумерный лапласиан в плоскости слоя. Если верхняя плоскость принадлежит второй подрешётке, то граничное условие приобретает вид

$$\tilde{\theta}_1 - \tilde{\theta}_2 + \frac{1}{2} \frac{\partial \tilde{\theta}_1}{\partial \zeta} + \frac{1}{8} \Delta_{\xi, \eta} \tilde{\theta}_1 = 2\alpha \sin 2\tilde{\theta}_2 - 2\beta \sin \tilde{\theta}_2. \quad (50)$$

Используя непрерывность функции $\varphi(x, y, z)$, после перехода к переменным θ и φ и подстановки (47) в уравнения (49), (50) находим

$$-\frac{1}{2} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} + \frac{1}{8} \Delta_{\xi, \eta} \theta = \pm \beta \sin \theta, \quad (51)$$

где знаки плюс или минус в правой части отвечают случаям, когда верхняя атомная плоскость принадлежит первой или второй подрешётке соответственно. На противоположной поверхности слоя необходимо изменить знак перед производной $\partial \theta / \partial \zeta$ в (51).

Учитывая неравенство $a \ll r_s$, проинтегрируем уравнение (48) по толщине слоя, причём все слагаемые, за исключением $\partial^2 \theta / \partial \zeta^2$, представим в виде усреднённых по слою значений, а интеграл от $\partial^2 \theta / \partial \zeta^2$ вычислим по формуле Ньютона–Лейбница, используя для нахождения значений $\partial \theta / \partial \zeta$ на границах слоя граничные условия (51). В результате, считая, что число плоскостей в слое $M \gg 1$, получаем в случае нечётного M

$$\Delta_{\xi, \eta} \theta = \pm \frac{8\beta}{M} \sin \theta + 2(\beta_1^2 - \beta^2) \sin 2\theta. \quad (52)$$

Знак плюс соответствует области типа ОА, а знак минус — области типа ОВ.

Для областей с чётным M

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=M/4} - \left. \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=-M/4} &\approx \mp 2\beta (\sin \theta|_{\zeta=M/4} - \sin \theta|_{\zeta=-M/4}) \approx \\ &\approx \mp \beta M \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \approx \beta^2 M \sin 2\theta. \end{aligned} \quad (53)$$

В результате после усреднения по толщине слоя для областей ЕА и ЕВ находим

$$\Delta_{\xi, \eta} \theta = 2(\beta_1^2 - 2\beta^2) \sin 2\theta. \quad (54)$$

В случае плоской доменной стенки, параллельной плоскости yz , задача становится одномерной.

Легко видеть, что уже в сравнительно слабых полях, $\beta_1 \gg \beta > (a/r_s)\beta_s$, доменная стенка в областях ОА и ОВ имеет толщину

$$\lambda_{\text{odd}} = b_x \left(\frac{M}{8\beta} \right)^{1/2}, \quad (55)$$

намного меньшую, чем r_s , так и толщины стенки λ_{even} в области с чётным числом атомных плоскостей,

$$\lambda_{\text{even}} = \frac{b_x}{2\sqrt{|\beta_1^2 - 2\beta^2|}}. \quad (56)$$

Соответственно поверхностная энергия такой стенки существенно выше, именно поэтому перпендикулярная поверхности слоя доменная стенка, возникающая в поле переориентации на границе области ОВ, почти целиком находится в области с чётным числом атомных плоскостей. В случае параллельных краёв атомных ступеней доменная стенка располагается посередине области, имевшей тип ЕА(ЕВ) и разделявшей области типа ОА и ОВ.

Толщина доменной стенки увеличивается по мере возрастания магнитного поля, стремясь к бесконечности как $(\beta_s - \beta)^{-1/2}$ в поле поверхностного спин-флоп-перехода (а не объёмного, как радиус корреляции параметра порядка). При $\beta \rightarrow \beta_s$ доменная стенка занимает всю область типа ЕА(ЕВ), а в полях, превосходящих поле поверхностного спин-флоп-перехода, она плавно трансформируется в две 90°-ные доменные стенки, расположенные на границах области (аналогично тому, как это изображено на рис. 3). В центре области имеет место спин-флоп-состояние, рассмотренное в разделе 3.

Если область ЕА(ЕВ) лежит между двумя областями ОВ, то в поле переориентации в ней, так же как и в соседних областях, происходит разворот антиферромагнитного параметра порядка на 180°, доменная стенка не образуется, а область типа ЕА становится областью типа ЕВ (и наоборот).

Спин-флоп-переход в области типа ЕА(ЕВ), разделяющей области типа ОА, является фазовым переходом первого рода. Вследствие взаимодействия с соседними областями вектор антиферромагнетизма в центре области скачком изменяется на величину, меньшую $\pi/2$, на границах области возникают доменные стенки. По мере возрастания магнитного поля вектор антиферромагнетизма ориентируется перпендикулярно полю. Поле данного фазового перехода β_s^* превосходит значение β_s , и

β_s^* может быть оценено из условия $2\lambda(\beta_s^*) \approx R$. Используя выражение (56), находим

$$\beta_s^* \approx \left[\beta_s^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{b_x}{R} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (57)$$

Таким образом, в случае слабой шероховатости слоя, когда ширина ступеней $R \gg r_s$, в слое по мере возрастания магнитного поля будут последовательно происходить: переход переориентации в областях типа ОВ, спин-флоп-переход в областях типа ЕА(ЕВ) и спин-флоп-переход в областях типа ОА соответственно. Взаимное влияние областей разного типа, конечность и различие их размеров приводят к некоторому размытию этих фазовых переходов.

5.1.2. $R \ll r_s$. Как показано в работе [24], в случае сильной шероховатости переориентация отдельных областей типа ОВ невозможна, а реализуется спин-флоп-переход во всём объёме слоя.

Найдём характерное поле "коллективного" спин-флоп-перехода при $R \ll r_s$. Рассмотрим случай, когда суммарные площади σ_{OA} и σ_{OB} на поверхности слоя, занимаемые областями типа ОА и ОВ, одинаковы. В противном случае поведение системы определяется доминирующим типом областей, а рассмотрение аналогично проведённому выше. Необходимо только учесть в энергетическом балансе фактор, равный отношению $(\sigma_{OA} - \sigma_{OB})/\sigma$, где σ — суммарная площадь поверхности слоя.

Предположим, что усреднённый по объёму слоя вектор антиферромагнетизма составляет угол θ с лёгкой осью. В областях типа ОА и ОВ вектор антиферромагнетизма поворачивается дополнительно в разные стороны на угол $\chi \ll 1$ так, чтобы намагниченность лишней (непарной) атомной плоскости образовывала как можно меньший угол с направлением магнитного поля. Соответствующий выигрыш в зеэмановской энергии составит величину порядка $\beta \chi b_x \sin \theta / a$ в расчёте на одну ячейку, а проигрыш в обменной энергии при $R \gg a$ — величину порядка $\chi^2 b_x^2 / R^2$. Минимизируя суммарную энергию по χ , находим, что $\chi \approx \beta R^2 \sin \theta / a b_x$, а выигрыш в суммарной энергии порядка $\beta^2 R^2 \sin^2 \theta / a^2$ в расчёте на одну ячейку. В поле спин-флоп-перехода этот выигрыш должен компенсировать проигрыш в энергии за счёт опрокидывания подрешёток, равный $(\beta_1^2 - \beta^2) \sin^2 \theta$. В результате получаем поле спин-флоп-перехода β_{sf} ,

$$\beta_{sf} \approx \beta_1 \frac{a}{R} \ll \beta_1. \quad (58)$$

Легко проверить, что во всей области сильной шероховатости $\chi(\beta_{sf}) \ll 1$ и $\lambda_{\text{odd}}(\beta_{sf}) \gg R$.

Если же $R \ll a$, то неоднородность антиферромагнитного параметра порядка захватывает только области толщиной порядка R вблизи каждой из поверхностей слоя, проигрыш в обменной энергии порядка $\chi^2 b_x^2 / R a$, $\chi \approx \beta R b_x^{-1} \sin \theta$ и

$$\tau_{sf} \equiv 1 - \frac{\beta_{sf}}{\beta_1} \approx \beta_1 \frac{R}{a} \propto R, \quad \tau_{sf} \ll 1. \quad (59)$$

С возрастанием поля χ увеличивается и при $\beta \approx \beta_0$ становится порядка единицы. В случае $\beta_0 \ll \beta_1^*$, что эквивалентно условию $R \gg a$, в полях, больших β_0 ,

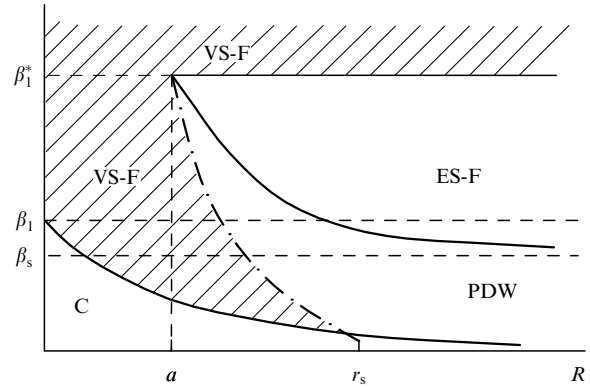


Рис. 15. Фазовая диаграмма "магнитное поле – шероховатость" для тонкого слоя: C — коллинцевая фаза, PDW — фаза с перпендикулярными поверхностями слоя доменными стенками, возникшими в результате переориентации областей типа ОВ, ES-F — фаза, в которой спин-флоп-переход произошёл только в областях типа EB и EA, VS-F — объёмная спин-флоп-фаза. Сплошными кривыми обозначены линии фазовых переходов.

поведение областей различного типа становится "индивидуальным" и совпадает с рассмотренным в предыдущем случае. В противоположном пределе, $R \ll a$, система остаётся в "коллективной" спин-флоп-фазе.

В полях $\beta \gg \beta_1^*$, но меньших поля спин-флип-перехода, когда радиус корреляции антиферромагнитного параметра порядка $r_c \ll a$, объём слоя находится в спин-флоп-фазе, а искажения параметра порядка вблизи одной из поверхностей слоя не влияют на таковые у другой поверхности. Этот режим рассмотрен в разделе 4. Вблизи поля спин-флип-перехода шероховатость не играет существенной роли и размерный эффект при $\beta \rightarrow \beta_2$ аналогичен описанному в разделе 3.

Фазовая диаграмма "магнитное поле – шероховатость" тонкого слоя антиферромагнетика изображена на рис. 15.

5.2. Толстый слой

5.2.1. $a \gg R \gg r_s$. В этом случае разбиение на поверхностные домены возникает независимо вблизи каждой из двух границ слоя в поле β_s . Начальный этап изменений характера искажений магнитной структуры по мере возрастания магнитного поля описан в разделе 4. При увеличении β радиус корреляции r_c возрастает и достигает значения R в поле β_R , задаваемом формулой (38).

При $\beta > \beta_R$ вблизи каждой поверхности слоя формируется система статических вихрей, проникающих в глубь слоя на расстояние порядка R , и параллельная поверхности 90° -ная обменная спираль толщиной r_c .

С возрастанием величины поля обменные спирали вследствие увеличения r_c захватывают всё большую долю слоя, и в поле β_a , при котором $2r_c(\beta_a) \approx a$, как показало моделирование, средняя часть слоя переходит в спин-флоп-фазу в результате фазового перехода первого рода. Величина β_a определяется соотношением

$$\tau_a \equiv 1 - \frac{\beta_a}{\beta_1} \approx \left(\frac{r_s}{a} \right)^2. \quad (60)$$

5.2.2. $a \gg r_s \gg R$. Этот случай соответствует области слабых вихревых искажений. Как показано в разделе 4, в поле β_R (см. формулу (39)) вблизи каждой поверхности

слоя возникают слабые искажения и 90°-ная обменная спираль. Затем в поле β_a происходит спин-флоп-переход в объёме слоя. Такой сценарий реализуется при $\tau_a < \tilde{\tau}_R$, что соответствует условию $aR > r_s^2$.

В противоположном случае, $aR < r_s^2$, имеет место другой ход событий. При некотором значении поля β весь объём слоя сразу переходит в спин-флоп-фазу со слабыми вихревыми искажениями вблизи поверхностей. Соответствующую величину $\tilde{\tau}$ можно оценить из следующих соображений: характерный выигрыш в энергии за счёт возникновения слабых искажений составляет по порядку величины Rb_x/r_s^2 на одну ячейку поверхности слоя. Проигрыш в энергии (на одну ячейку поверхности слоя) за счёт возникновения спин-флоп-фазы в поле, меньшем критического β_1 , равен по порядку величины $(a/b_z)(\beta_1^2 - \beta^2) \approx ab_x\tilde{\tau}/r_s^2$. Отсюда

$$\tilde{\tau} \equiv 1 - \frac{\beta}{\beta_1} \approx \frac{R}{a}. \quad (61)$$

5.2.3. $R \gg a \gg r_s$. В этом случае малой шероховатости поверхностей реализуется сценарий, аналогичный сценарию при $R \gg r_s$ для тонкого слоя: по мере возрастания магнитного поля последовательно происходят переход переориентации в областях типа ОВ в поле $\beta_{\text{теог}}$ (см. формулу (42)), спин-флоп-переход в областях типа ЕА(ЕВ) в поле β_s и спин-флоп-переход в областях типа ОА в поле β_1^* . Существенные отличия от случая тонкого слоя состоят в следующем.

1. В поле β_s в областях типа ЕА(ЕВ) в центре слоя возникает параллельная его границам 180°-ная доменная стенка толщиной порядка r_s , занимающая только часть толщины слоя. Напомним, что в тонком слое помещалась только центральная часть доменной стенки. По мере увеличения поля и приближения его к значению поля объёмного спин-флоп-перехода стенка захватывает, вследствие возрастания r_c , всю толщу слоя. Это происходит в поле β_a . При дальнейшем возрастании поля толщина доменной стенки перестаёт увеличиваться, оставаясь конечной при $\beta \rightarrow \beta_1$.

Для того чтобы продемонстрировать указанный факт, обратимся к уравнению (48). В одномерном случае в пределе $r_c \gg a$ (48) принимает вид $\theta_{\zeta\zeta}'' = 0$, что свидетельствует о линейной зависимости угла поворота подрешёток в объёме слоя. В центре слоя угол $\theta = \pi/2$, при приближении к поверхности слоя он изменяется на величину χ так, чтобы намагниченность верхней атомной плоскости образовывала острый угол с направлением приложенного магнитного поля. Значение χ находится из граничного условия (51): $\theta_{\zeta}' = \pm 2\beta \sin \theta$, которое преобразуется в следующее условие:

$$\chi = \omega \cos \chi, \quad (62)$$

где $\omega = a\beta/b_z \approx a/\sqrt{2}r_s$. При $\omega \ll 1$ величина $\chi \approx \omega$, а при $\omega \gg 1$ справедливо соотношение $\chi \approx (\pi/2)(1 - \omega^{-1})$.

В полях $\beta > \beta_1$ доменная стенка распадается на две почти 90°-ные обменные спирали, локализованные вблизи поверхностей слоя.

2. Перпендикулярная поверхности слоя доменная стенка, разделяющая области с чётным и нечётным числом атомных плоскостей, в полях, близких к β_1 , имеет следующую структуру: её ширина δ вблизи поверхности слоя, содержащей край атомной ступени, равна $\delta_0 \sim b_x/\beta$. Толщина стенки возрастает линейно по

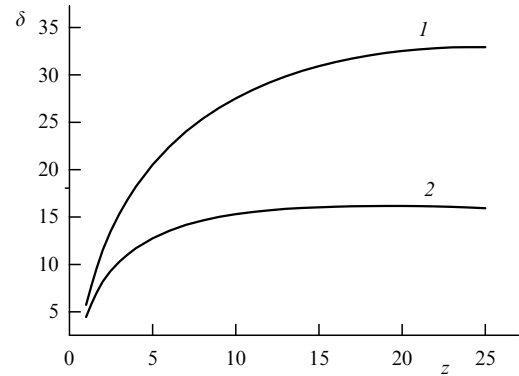


Рис. 16. Зависимость толщины доменной стенки от расстояния до границы раздела при $r_s > a$ (кривая 1) и $r_s < a$ (кривая 2).

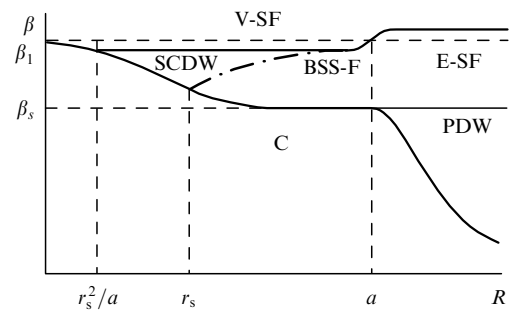


Рис. 17. Фазовая диаграмма "магнитное поле – шероховатость" для толстого слоя: BSS-F — фаза с поверхностным спин-флоп-переходом в областях типа В, SCDW — фаза с поверхностными 90°-ными доменными стенками, параллельными слою; остальные обозначения аналогичны таковым на рис. 15.

мере удаления от поверхности, причём $d\delta/dz \sim 1$, и достигает значения $\delta \approx \min(r_c, a)$. В случае $r_c < a$ при дальнейшем удалении от поверхности слоя, содержащей ступень, толщина доменной стенки не изменяется. В случае $r_c > a$ увеличение толщины стенки продолжается вплоть до достижения ею противоположной поверхности слоя (рис. 16), а энергия подобной доменной стенки в расчёте на длину элементарной ячейки на поверхности слоя порядка $\ln(a/\delta_0)$ [22, 25].

В полях $\beta \gg \beta_1^*$ поведение системы аналогично таковому в случае тонкого слоя. Фазовая диаграмма "магнитное поле – шероховатость" толстого слоя антиферромагнетика изображена на рис. 17.

Таким образом, спин-флоп-переход в нанослое антиферромагнетика с нескомпенсированными шероховатыми поверхностями приводит к появлению целого ряда новых типов доменных стенок, толщины которых существенно зависят от величины магнитного поля. Наблюдение этих стенок экспериментальными методами представляет несомненный интерес как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения.

6. Заключение

Итак, на наш взгляд, мы представили убедительные доказательства того, что физика поверхностных спин-флоп-переходов в антиферромагнетиках и исследования размерных эффектов в антиферромагнитных образцах нанометрового масштаба далеки от завершения.

Результаты последних работ заставляют пересмотреть некоторые, казалось бы, устоявшиеся воззрения на поверхностный спин-флоп-переход, в частности на возникающее в результате перехода состояние, а между тем работа по исследованию поверхностного спин-флоп-перехода в случае реальной шероховатой поверхности антиферромагнетика только начинается.

И если в теоретическом описании указанных явлений сделаны определённые шаги, то экспериментальные исследования проблемы пока ещё находятся на старте. Вместе с тем теория предсказывает целый ряд интересных объектов, в частности несколько новых типов доменных стенок, возникающих в результате наличия спин-флоп-перехода в одной части плоскопараллельного нанослоя антиферромагнетика и его отсутствия в другой. Столь различное поведение областей, содержащих чётное и нечётное число атомных плоскостей, параллельных поверхностям слоя, является новым интересным объектом для экспериментального изучения и возможных практических применений. Ширина этих доменных стенок составляет несколько десятков или сотен нанометров.

Как отмечалось выше, возможности современной магнитной микроскопии, а именно магнитно-силовой, спин-поляризованной туннельной и фотоэмиссионной электронной микроскопии, позволяют провести эти исследования, проверить справедливость предсказанных фазовых диаграмм, приведённых в данном обзоре. Нам остаётся только пожелать успеха коллегам, выбравшим этот непростой путь.

Список литературы

1. Néel L *Ann. Physique* **5** 232 (1936)
2. Берзин А А, Морозов А И, Сигов А С *ФТТ* **47** 1651 (2005) [Berzin A A, Morosov A I, Sigov A S *Phys. Solid State* **47** 1714 (2005)]
3. Mills D L *Phys. Rev. Lett.* **20** 18 (1968)
4. Mills D L, Saslow W M *Phys. Rev.* **171** 488 (1968)
5. Keffer F, Chow H *Phys. Rev. Lett.* **31** 1061 (1973)
6. Thompson S M *J. Phys. D* **41** 093001 (2008)
7. Fert A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517 (2008); Ферт А *УФН* **178** 1336 (2008)
8. Grünberg P A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1531 (2008); Грюнберг П А *УФН* **178** 1349 (2008)
9. Wang R W et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 920 (1994)
10. Trallori L *Phys. Rev. B* **57** 5923 (1998)
11. Papanicolaou N J *Phys. Condens. Matter* **10** L131 (1998)
12. Dantas A L, Carriço A S *Phys. Rev. B* **59** 1223 (1999)
13. te Velthuis S G E et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 127203 (2002)
14. Bogdanov A N, Röbber U K *Phys. Rev. B* **68** 012407 (2003)
15. Röbber U K, Bogdanov A N *Phys. Rev. B* **69** 094405 (2004)
16. Röbber U K, Bogdanov A N *Phys. Rev. B* **69** 184420 (2004)
17. Lounis S, Dederichs P H, Blügel S *Phys. Rev. Lett.* **101** 107204 (2008)
18. Берзин А А, Морозов А И, Сигов А С *ФТТ* **52** 110 (2010) [Berzin A A, Morosov A I, Sigov A S *Phys. Solid State* **52** 117 (2010)]
19. Берзин А А, Морозов А И, Сигов А С *ФТТ* **47** 2009 (2005) [Berzin A A, Morosov A I, Sigov A S *Phys. Solid State* **47** 2095 (2005)]
20. Морозов А И, Морозов И А, Сигов А С *ФТТ* **48** 1798 (2006) [Morosov A I, Morosov I A, Sigov A S *Phys. Solid State* **48** 1909 (2006)]
21. Левченко В Д, Морозов А И, Сигов А С *Письма в ЖЭТФ* **71** 544 (2000) [Levchenko V D, Morosov A I, Sigov A S *JETP Lett.* **71** 373 (2000)]
22. Морозов А И, Сигов А С *ФТТ* **46** 385 (2004) [Morosov A I, Sigov A S *Phys. Solid State* **46** 395 (2004)]
23. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **150** 13 (1995)
24. Морозов А И, Морозов И А, Сигов А С *ФТТ* **49** 1228 (2007) [Morosov A I, Morosov I A, Sigov A S *Phys. Solid State* **49** 1287 (2007)]
25. Левченко В Д и др. *ЖЭТФ* **114** 1817 (1998) [Levchenko V D et al. *JETP* **87** 985 (1998)]

Surface spin-flop transition in an antiferromagnet

A.I. Morosov, A.S. Sigov

Moscow State Institute of Radioengineering, Electronics and Automation (Technical University),
prosp. Vernadskogo 78, 119454 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 433-03 11, (7-495) 433-00 44 . Fax (7-495) 434-86 65
E-mail: morosov@mirea.ru, rector@mirea.ru

Surface spin-flop transition is investigated for a flat, rough noncompensated surface of a semi-infinite, two-sublattice, collinear antiferromagnet. The influence of size effects arising in the flat antiferromagnetic layer on the spin-flop and spin-flip transitions is considered for smooth and rough surfaces. A principal difference is demonstrated between how the spin-flop transition proceeds in the layer areas with an odd and even number of atomic planes.

PACS numbers: 75.30.Kz, **75.40.**—s, 75.50.Ee, 75.60.Ch, **75.70.**—i

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201007b.0709

Bibliography — 25 references

Received 30 September 2009, revised 19 February 2010

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **180** (7) 709–722 (2010)

Physics—Uspekhi **53** (7) (2010)