

НЕПРЕРЫВНЫЙ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ

*А. В. Анисимов, А. П. Попов**

*Московский государственный инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 февраля 2005 г.

Рассматривается непрерывный спин-переориентационный переход из однородного магнитного состояния с моментами всех атомных слоев, ориентированными в плоскости пленки, в неоднородное магнитное состояние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области. Этот переход был обнаружен в экспериментах с ультратонкой магнитной пленкой железа, нанесенной на поверхность тонкой пленки гадолиния (0001) по расходимости магнитной восприимчивости в перпендикулярном магнитном поле при температуре около 240 К, что ниже точки Кюри гадолиния, равной 292.5 К. Показано, что в окрестности спин-переориентационного перехода термодинамический потенциал имеет вид, характерный для теории Ландау фазовых переходов второго рода. Параметр порядка, в качестве которого выбран угол ориентации момента поверхности, отсчитываемый от плоскости пленки, демонстрирует аномальное поведение, возрастающее с температурой. Выведены выражения для послойной магнитной восприимчивости. Показано, что нерегулярная часть магнитной восприимчивости каждого атомного слоя демонстрирует в окрестности перехода поведение, характерное для восприимчивости в теории Ландау: она вдвое меньше в низкосимметричной фазе и расходится в точке перехода. Регулярная часть магнитной восприимчивости каждого атомного слоя вносит дополнительный вклад в асимметрию полной восприимчивости в окрестности точки перехода, что является следствием полупространственности рассматриваемой неоднородной магнитной системы.

PACS: 75.40.Cx, 75.70.Cn

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные свойства пленок, состоящих из слоев различных материалов, представляют значительный фундаментальный и прикладной интерес. В них обнаружены эффект гигантского магнитосопротивления [1], спин-переориентационные переходы и др. Хотя число экспериментальных работ по процессам намагничивания и спин-переориентационным переходам в них велико (см., например, [2, 3]), теоретические модели, использовавшиеся до недавнего времени, либо оперировали с бесконечной средой, либо опирались на численные методы [4], что не давало законченной картины поведения магнитной структуры во внешнем магнитном поле. Основная сложность при теоретическом изучении этих систем со-

стоит в необходимости учета неоднородности магнитной структуры, возникающей вблизи границ раздела сред, на масштабе порядка параметра решетки, поскольку именно на этом масштабе меняется химический состав пленок. В результате такие параметры, как намагниченность и магнитная восприимчивость, характеризующие различные магнитные состояния, а также фазовые переходы между ними, становятся существенно зависящими от номера атомного слоя на расстояниях порядка параметра решетки. В этой связи в последнее время существенное внимание было уделено исследованию поверхностной и объемной анизотропии, а также выяснению роли внешней поверхности в процессе переориентации, анализируемой в моделях, учитывающих реальную геометрию магнетика [5–7]. В настоящей работе в рамках подхода, аналогичного подходу, использованному в работах [5–7], анализируется влия-

*E-mail: ap_popov@nm.ru

ние внешнего магнитного поля, перпендикулярного поверхности двухслойной магнитной пленки Fe/Gd, и анализируется обнаруженный в ней непрерывный спин-переориентационный переход.

В экспериментах с двухслойной пленкой, состоящей из полутора атомных слоев Fe, нанесенных на поверхность тонкой пленки Gd(0001), было установлено, что при увеличении температуры в ней происходит два последовательных спин-переориентационных перехода при температурах ниже точки Кюри объемного Gd, равной 292.5 К [8]. При низких температурах реализуется магнитная структура, в которой моменты всех атомных слоев лежат в плоскости пленки, при этом момент поверхности антипараллелен моментам нижележащих слоев Gd. Увеличение температуры приблизительно до 240 К приводит к непрерывному спин-переориентационному переходу в состояние, которое здесь условимся называть состоянием со скошенной магнитной структурой типа доменной стенки Нееля. В этом состоянии момент поверхности и моменты нижележащих слоев Gd отклонены от плоскости пленки, а при уходе в глубь кристалла ориентация моментов атомных слоев Gd постепенно приближается к ориентации в плоскости пленки. Дальнейшее увеличение температуры приводит к плавному увеличению угла отклонения момента поверхности от ориентации в плоскости пленки. При достижении температуры 280 К происходит разрывный спин-переориентационный переход из одной скошенной структуры в другую, в которой момент поверхности становится практически перпендикулярным плоскости пленки.

Оба перехода были обнаружены и исследовались методом электронной эмиссионной спектроскопии вторичных электронов с разрешением по спину. Этот метод чувствителен к магнитному состоянию лишь нескольких приповерхностных атомных слоев. Позднее были выполнены исследования этой системы, условно обозначаемой здесь как 1.5Fe/Gd(0001), методом, основанным на магнитооптическом эффекте Керра [9]. Этот метод позволяет анализировать магнитное состояние более глубоких объемных слоев Gd. В этих экспериментах было установлено, что при спин-переориентационных переходах многие слои Gd отклоняют свои моменты от ориентации в плоскости пленки и, таким образом, участвуют в каждом из указанных переходов.

Непрерывный переход из однородного по ориентации моментов атомных слоев состояния в состояние со скошенной магнитной структурой типа доменной стенки характерен именно для пленок, состоя-

щих из слоев, различающихся по химическому составу. В этом смысле он уникален. Действительно, он не происходит ни в одной однородной по химическому составу магнитной пленке. В 1954 году Неель показал, что анизотропия поверхностного слоя может отличаться от анизотропии внутренних слоев даже в случае однородных по химическому составу ферромагнетиков, таких как Fe, Co, Ni [10]. Поэтому можно было бы ожидать, что в случае, когда в поверхностном слое реализуется, например, анизотропия типа «легкая ось», а в объемных — анизотропия типа «легкая плоскость», в приповерхностной области возможно образование скошенной магнитной структуры типа доменной стенки. Однако в этих ферромагнетиках энергия обменного взаимодействия оказывается много больше энергии анизотропии, что не позволяет моменту поверхности отклоняться от ориентации в плоскости пленки [11]. Разумеется, даже в однородных по химическому составу пленках в приповерхностной области происходит перераспределение электронной плотности между атомными слоями — имеют место фриделевские осцилляции электронной плотности и связанное с ними явление межплоскостной релаксации. Все это, наряду с отличием симметрии окружения атомов на поверхности по сравнению с симметрией окружения атома в объеме, приводит к отличию не только поверхностной анизотропии от объемной, но и обменного взаимодействия в приповерхностной области от его объемного значения. Однако, как следует из экспериментов с пленками Fe, Co, Ni, перенормировки этих параметров оказывается недостаточно для образования скошенной магнитной структуры типа доменной стенки в приповерхностной области. В двухслойной системе 1.5Fe/Gd(0001) реализуется отличная от этой ситуация. Здесь нанесение ультратонкого слоя Fe на поверхность тонкой пленки Gd(0001) с анизотропией типа «легкая плоскость» вплоть до точки Кюри гадолия [12] приводит к образованию аморфной пленки Fe/Gd в поверхностной области образца. Известно, что аморфные пленки Fe/Gd имеют анизотропию типа «легкая ось», способствующую ориентации момента перпендикулярно плоскости пленки [13]. В результате на поверхности пленки Gd образуется ультратонкий слой Fe/Gd с анизотропией, отличной от объемной, и с повышенной величиной обменного взаимодействия. Последнее приводит к тому, что в системе 1.5Fe/Gd(0001) точка Кюри поверхности 350 К оказывается выше точки Кюри Gd 292.5 К [8].

Наиболее просто дать объяснение переходу в состояние со скошенной магнитной структурой в при-

поверхностной области можно в рамках так называемого однослойного приближения. В рамках такого подхода считается, что магнитное состояние только лишь поверхностного атомного слоя отлично от магнитного состояния объемных слоев. В окрестности точки Кюри Gd энергия обменного взаимодействия поверхностного атомного слоя со следующим $J_{SB}M_S M_B$, который в однослойном приближении полагается объемным, уменьшается до нуля, поскольку к нулю стремится величина намагниченности объемных слоев M_B . В то же время энергия анизотропии поверхности $K_S M_S^2$ в этом узком температурном интервале остается конечной и практически не зависит от температуры. Вследствие этого при некоторой температуре энергия анизотропии поверхности становится сравнимой с энергией обменного взаимодействия в приповерхностной области. По этой причине в системе 1.5Fe/Gd(0001) и происходит спин-переориентационный переход из однородного по ориентации моментов атомных слоев состояния в состояние со скошенной магнитной структурой типа доменной стенки. Разумеется, трактовка спин-переориентационного перехода в неоднородное состояние со скошенной магнитной структурой в рамках однослойного приближения не совсем корректна. В этом приближении толщина доменной стенки имеет размер параметра решетки, что противоречит как экспериментальным данным [9], так и имеющимся данным о соотношении между энергией анизотропии и энергией обменного взаимодействия в Gd. Однако эта трактовка, по крайней мере, позволяет на качественном уровне понять причину отклонения момента поверхности от ориентации в плоскости пленки. Ниже описание непрерывного спин-переориентационного перехода в состояние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области, конечно, ведется с учетом отклонения момента на многих атомных слоях пленки.

В настоящей работе рассматривается только первый из двух спин-переориентационных переходов: непрерывный переход из однородного по ориентации моментов атомных слоев в состояние со скошенной магнитной структурой типа доменной стенки. Он был обнаружен по пику магнитной восприимчивости пленки в перпендикулярном магнитном поле [8]. В соответствии с теорией Ландау фазовых переходов второго рода расходимость восприимчивости при некоторой температуре означает наступление при этой температуре непрерывного фазового перехода второго рода [14].

При описании и физической трактовке непрерывного спин-переориентационного перехода в состоя-

ние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области необходимо учитывать отклонение момента от ориентации в плоскости многих атомных слоев. Это есть следствие малой величины энергии объемной анизотропии по сравнению с энергией обменного взаимодействия между слоями. Учет многих слоев значительно затрудняет описание непрерывного фазового перехода вследствие сложной формы термодинамического потенциала, описывающего эту систему,

$$\begin{aligned} \Phi_0 = & -J_{SB}M_S M_B \cos(\theta_1 - \theta_2) - \\ & - J_{BB}M_B^2 \sum_{n=2}^{\infty} \cos(\theta_n - \theta_{n+1}) + \\ & + K_S M_S^2 \sin^2 \theta_1 + K_B M_B^2 \sum_{n=2}^{\infty} \sin^2 \theta_n. \end{aligned} \quad (1)$$

Несмотря на это, проблема описания этого перехода при учете многих слоев, т. е. в рамках модели (1), была во многом решена. Во-первых, основываясь на теории устойчивости, был выведен критерий перехода из однородного магнитного состояния по ориентации моментов в неоднородное магнитное состояние со скошенной магнитной структурой для полупространственного ферромагнетика. Изучено влияние на этот критерий внешнего поля, параллельного плоскости пленки, конечности толщины пленки, влияние анизотропии подложки, на которую она нанесена, а также неоднородности самой пленки по ее химическому составу [15]. Эффект влияния поля, перпендикулярного плоскости пленки был, однако, исследован только в предельном случае бесконечной величины константы объемной анизотропии $K_B \rightarrow \infty$. Также была построена фазовая диаграмма в координатах (k_S, k_B) , показывающая области, в которых реализуется однородная магнитная структура и неоднородная скошенная магнитная структура в приповерхностной области [15]; k_S и k_B — безразмерные константы поверхностной и объемной анизотропии, определяемые следующими формулами:

$$\begin{aligned} k_S = \frac{2K_S M_S^2}{J_{SB} M_S M_B}, \quad k_B = \frac{2K_B M_B^2}{J_{BB} M_B^2}, \\ \gamma = \frac{J_{SB} M_S M_B}{J_{BB} M_B^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Параметр γ учитывает в простейшем приближении неоднородность пленки, т. е. отличие обменного взаимодействия в приповерхностной области от его объемного значения, что есть следствие неоднородности пленки 1.5Fe/Gd(0001) по ее химическому со-

ставу. Позднее критерий перехода в состояние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области был повторно получен методом нелинейных отображений с сохранением площади [16].

В работе [17] наряду с непрерывным переходом в состояние со скошенной магнитной структурой, происходящим при относительно низких температурах, был описан и следующий за ним по температуре разрывный переход из одного состояния со скошенной магнитной структурой в другое состояние со скошенной магнитной структурой, в котором момент поверхности ориентирован почти перпендикулярно плоскости пленки. В этой работе фактически для каждого набора значений параметров модели вычислялись момент атома на каждом атомном слое и его ориентация как функция температуры. Затем с помощью полученных значений этих величин вычислялся сигнал, получаемый в эксперименте, основанном на магнитооптическом эффекте Керра, с учетом экспоненциального уменьшения вклада от каждого атомного слоя с увеличением индекса, нумерующего слой, и полученная кривая сравнивалась с экспериментальной зависимостью. Достигнуто хорошее согласие с экспериментом.

Несмотря на эти достижения, остается еще ряд вопросов, относящихся к описанию непрерывного спин-переориентационного фазового перехода из однородного магнитного состояния в неоднородное состояние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области. Во-первых, вывод критерия перехода в состояние со скошенной магнитной структурой основан на разложении термодинамического потенциала (1) только лишь до квадратичных слагаемых по углам ориентации θ_n атомных слоев, несмотря на то, какой именно метод используется для его вывода: [15] или [16]. Такое приближение позволяет вывести сам критерий, но не позволяет однозначно судить о роде спин-переориентационного фазового перехода, описываемого моделью (1). Действительно, в соответствии с теорией Ландау фазовых переходов второго рода вблизи точки перехода $T = T_C$ термодинамический потенциал может быть разложен в ряд по параметру порядка η :

$$\Delta\Phi = a(T - T_C)\eta^2 + B\eta^4. \quad (3)$$

Переход при $T = T_C$ из низкосимметричного состояния в высокосимметричное является фазовым переходом второго рода, если коэффициент при η^2 меняет знак в точке перехода, а коэффициент B при η^4 положителен. Физическая интуиция подсказывает, что плавное увеличение константы поверхностной анизотропии, способствующей пер-

пендикулярной ориентации поверхностного момента, очевидно, должно привести к непрерывному спин-переориентационному переходу в состояние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области. Однако, основываясь на выражении для термодинамического потенциала (1) для полупространственного кристалла, довольно трудно судить о знаке коэффициента при четвертой степени параметра порядка. Кроме того, не очень понятно, какой физический параметр может служить в качестве параметра порядка при непрерывном переходе в скошенную структуру, и будет ли термодинамический потенциал (1) в окрестности фазового перехода иметь форму, характерную для термодинамического потенциала Ландау (3). По этой причине в работе [17] род фазового перехода устанавливался лишь для частных значений параметров модели методом численных вычислений на компьютере. Также было получено, что в предельном случае бесконечного значения константы объемной анизотропии $K_B \rightarrow \infty$ граница, разделяющая на фазовой диаграмме (k_S, k_B) область скошенной магнитной структуры и область, в которой моменты всех слоев ориентированы в плоскости пленки, соответствует спин-переориентационному фазовому переходу второго рода. Первой задачей, решаемой в настоящей работе, является вывод выражения для термодинамического потенциала в форме, характерной для теории Ландау (3), на основании выражения (1) для термодинамического потенциала полупространственного неоднородного кристалла в окрестности точки перехода.

Решение этой задачи позволит однозначно заключить, что спин-переориентационный переход из однородного по ориентации моментов атомных слоев магнитного состояния в состояние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области, отвечающий пересечению линии, разделяющей соответствующие области на построенной ранее фазовой диаграмме (k_S, k_B) , является фазовым переходом второго рода для всех значений параметров модели k_S , k_B и γ . Кроме того, как следует из теории Ландау, параметр порядка η , фигурирующий в выражении для термодинамического потенциала (3), равен нулю в высокосимметричной фазе и отличен от нуля в низкосимметричной фазе. Решение первой задачи, сформулированной выше, позволит ответить на вопрос о том, что является параметром порядка в рассматриваемом непрерывном спин-переориентационном переходе и как он ведет себя с температурой. И, наконец, решение этой задачи необходимо для решения следующей задачи,

которая является основной проблемой, рассматриваемой в данной работе.

Второй проблемой, решаемой в настоящей работе, является вывод выражения для магнитной восприимчивости неоднородной магнитной пленки, описываемой термодинамическим потенциалом (1), в перпендикулярном поле в окрестности непрерывного спин-переориентационного перехода. Магнитная восприимчивость двухслойной пленки $1.5\text{Fe}/\text{Gd}(0001)$ является основным физическим параметром, измерявшимся в эксперименте. Однако до сих пор температурная зависимость магнитной восприимчивости неоднородной пленки $1.5\text{Fe}/\text{Gd}(0001)$ не исследовалась теоретически и не была описана. Как следует из теории Ландау, магнитная восприимчивость расходится в окрестности фазового перехода второго рода, и в низкосимметричной фазе она вдвое больше, чем в высокосимметричной. Следуют ли эти свойства из модели (1), описывающей неоднородную магнитную пленку, — это вопрос, на который поможет ответить решение второй задачи, рассматриваемой в настоящей работе. Также интересно исследовать, как химическая неоднородность и ограниченная геометрия рассматриваемой пленки влияют на указанные выше особенности поведения магнитной восприимчивости в окрестности непрерывного фазового перехода в неоднородное магнитное состояние типа доменной стенки в приповерхностной области. Решение второй задачи, рассматриваемой в настоящей работе, поможет также ответить на вопрос, правильно ли было, основываясь на расходимости магнитной восприимчивости, классифицировать обнаруженный переход в скошенную магнитную структуру как фазовый переход второго рода.

Следует иметь в виду, что в полупространственной химически неоднородной пленке магнитная восприимчивость является физическим параметром, зависящим от индекса атомного слоя. По этой причине вывод выражения для магнитной восприимчивости наталкивается на математические трудности, связанные с тем, что выражение для нее надо получать для каждого атомного слоя. Насколько известно авторам, на сегодняшний день имеется только одна публикация, где рассматривается эффект влияния перпендикулярного поля на полупространственный неоднородный магнетик, описываемый моделью (1), это работа [18]. Однако в этой работе методами нелинейной динамики изучались только профили намагниченности по ориентации моментов слоев, а магнитная восприимчивость в перпендикулярном поле вообще не рассматривалась.

В разд. 1 устанавливается связь между углами ориентации моментов атомных слоев в состоянии со скошенной магнитной структурой полупространственного неоднородного магнетика и углами ориентации в воображаемой бесконечной доменной стенке однородного магнетика ($\gamma = 1$), получаемого при искусственном достраивании полупространственного магнетика за его поверхность. Решение этой технической проблемы необходимо, поскольку, чтобы доказать, что в окрестности непрерывного спин-переориентационного перехода термодинамический потенциал (1) имеет форму, характерную для теории Ландау (3) (что демонстрируется в разд. 2), надо выразить каждый из ориентационных углов θ_n через ориентационный угол поверхностного слоя θ_1 с помощью так называемых условий равновесия. Затем следует подставить полученные выражения в выражение для термодинамического потенциала (1). Оказывается, что эта процедура существенно упрощается, если использовать понятие воображаемой доменной стенки бесконечного магнетика, упомянутое выше, и выразить углы ориентации моментов атомных слоев в реальной скошенной магнитной структуре в приповерхностной области θ_n через фиктивные углы ориентации моментов атомных слоев Θ_1 в воображаемой доменной стенке бесконечного однородного магнетика.

В разд. 3 выводятся выражения для регулярной и нерегулярной компонент магнитной восприимчивости в перпендикулярном магнитном поле в зависимости от индекса атомного слоя рассматриваемой системы, описываемой моделью (1). Показывается, что в соответствии с теорией фазовых переходов второго рода Ландау магнитная восприимчивость каждого атомного слоя расходится в точке перехода и в низкосимметричной фазе она вдвое меньше, чем в высокосимметричной. Полученные теоретические результаты сравниваются с экспериментальными данными. Так же анализируется и регулярная компонента магнитной восприимчивости. В заключение этого раздела подчеркнем, что непосредственное вычисление магнитной восприимчивости в перпендикулярном поле оказывается чрезвычайно затруднительным. В то же время вывод выражений для магнитной восприимчивости, основанный на теории Ландау, с использованием концепции параметра порядка значительно упрощает решение этой задачи.

В заключение этого введения сделаем следующие два замечания по поводу формулы (1) для термодинамического потенциала. Наблюдаемый в эксперименте переход происходит при достаточно

низкой температуре (около 230–240 К, что на 50–60 К ниже точки Кюри Gd, равной 292.5 К, и на 110–120 К ниже точки Кюри поверхности, равной 350 К), и при этом измеряемая величина намагниченности слоев Gd все еще близка к насыщению. Поэтому в системе еще мало магнов. В результате можно записать термодинамический потенциал в среднем поле, вводя амплитуды намагниченности $M_B(T)$. Лишь приповерхностная стенка Нееля является возможным альтернативным состоянием по отношению к коллинеарным состояниям, рассмотрением которой мы здесь и ограничились. Кроме того, в связи с постановкой первой задачи (см. выше) нас интересует лишь самое начало перехода, когда углы отклонения моментов от плоскости пленки сколь угодно малы. С учетом сказанного о низкой температуре перехода можно с хорошей точностью пренебречь возможной угловой зависимостью величины момента Gd. Кроме того, термодинамический потенциал (1) записан в дискретном послойном приближении. Градиентное слагаемое, фигурирующее в известном функционале Гинзбурга–Ландау, используемом, в частности, для описания доменных стенок, возникает (1) в явном виде при переходе к континуальному приближению после проведения следующей аппроксимации:

$$\cos(\theta_n - \theta_{n+1}) \approx 1 - \frac{a^2}{2} \left[\left. \frac{d\theta(x)}{dx} \right|_{x=na} \right]^2,$$

где a — межслойное расстояние. После этого в формуле (1) осуществляется переход от суммирования к интегрированию. Легко показать, что в этом приближении форма стенки описывается уравнением

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} = \frac{k_B}{2a^2} \sin(2\theta(x)).$$

Таким образом, нет необходимости включать градиентное слагаемое в формулу (1), поскольку оно уже там неявно содержится. Континуальный метод приводит к приближенным выражениям для второй и четвертой производных термодинамического потенциала по углу ориентации поверхностного слоя, которые являются предельными выражениями для точных выражений, полученных в данной работе дискретным методом. Имеется в виду предельный переход $\lambda \rightarrow 1 - \sqrt{k_B}$. Параметр λ вводится исключительно для удобства с целью параметризации константы объемной анизотропии k_B с помощью соотношения $k_B = (1 - \lambda)^2/\lambda$. При изменении λ от нуля до единицы k_B изменяется от нуля до бесконечности. Условием применимости континуального метода является $\sqrt{k_B} \ll 1$ и $\lambda \approx 1$. В этом случае при переходе

снова к дискретным переменным форма стенки описывается выражением

$$\theta_n = 2 \arctg \left\{ \operatorname{tg} \left(\frac{\Theta_1}{2} \right) \exp \left(\sqrt{k_B} (n-1) \right) \right\}.$$

При уменьшении λ форма стенки начинает существенно отличаться от формы, описываемой данным выражением. Поэтому для нас принципиально важно убедиться в том, что 4-я производная в точке перехода является положительной для любых возможных значений λ в интервале $0 < \lambda < 1$, т. е. для всех значений приведенной константы объемной анизотропии k_B от нуля до бесконечности. Так что полученные нами ниже результаты (см. разд. 2) носят более общий характер по сравнению с теми, которые получились бы при использовании континуального метода. Несмотря на это, заметим, что применение континуального приближения оказалось довольно плодотворным, например, при описании и качественном объяснении явления поверхностного магнетизма [19–21]. Вместе с тем, построение диаграммы магнитных состояний полупространственного магнетика в координатах (k_S, k_B) в рамках континуального приближения, выполненное в работах [22, 23], оказалось качественно неверным, что было показано в работе авторов [15]. Нас же здесь интересует выяснение рода и физической природы непрерывного спин-переориентационного перехода именно с точки зрения верной фазовой диаграммы (k_S, k_B) , полученной нами ранее в рамках дискретного метода [15]. И это есть еще одна причина, по которой в настоящей работе применяется дискретное приближение.

2. ВЫВОД ВЫРАЖЕНИЙ ДЛЯ УГЛОВ ОРИЕНТАЦИИ МОМЕНТОВ АТОМНЫХ СЛОЕВ ЧЕРЕЗ УГОЛ ОРИЕНТАЦИИ МОМЕНТА ПЕРВОГО СЛОЯ

С использованием введенных в предыдущем разделе приведенных констант анизотропии k_S и k_B (2) можно записать следующее выражение для термодинамического потенциала, приведенного к безразмерному виду:

$$\varphi_0 \equiv \frac{\Phi_0}{J_{BB} M_B^2} = \frac{\gamma k_S}{2} \sin^2 \theta_1 - \gamma \cos(\theta_1 - \theta_2) + \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{k_B}{2} \sin^2 \theta_n - \cos(\theta_n - \theta_{n+1}) \right). \quad (4)$$

Поиск равновесного состояния системы, описываемой этим термодинамическим потенциалом, т. е.

его минимизация по каждому из углов ориентации θ_n , дает систему бесконечного числа уравнений для углов ориентации θ_n :

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial \theta_1} = \frac{\gamma k_S}{2} \sin(2\theta_1) + \gamma \sin(\theta_1 - \theta_2) = 0, \quad n = 1, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial \theta_2} = \frac{k_B}{2} \sin(2\theta_2) + \sin(\theta_2 - \theta_3) + \gamma \sin(\theta_2 - \theta_1) = 0, \quad n = 2, \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial \theta_n} = \frac{k_B}{2} \sin(2\theta_n) + \sin(\theta_n - \theta_{n+1}) + \sin(\theta_n - \theta_{n-1}) = 0, \quad n > 2. \quad (5.3)$$

В теории Ландау термодинамический потенциал (3) соответствует неравновесному состоянию, пока параметр порядка η не принимает своего равновесного значения, т. е. параметр порядка η является варьируемой величиной. Как будет показано ниже, угол ориентации поверхностного атомного слоя θ_1 может служить параметром порядка для непрерывного спин-переориентационного перехода в скошенную магнитную структуру в приповерхностной области, описываемого в рамках модели (4). Поэтому ориентационный угол поверхности θ_1 будет здесь трактоваться как варьируемый параметр, т. е. необязательно равный своему равновесному значению. По этой причине условие равновесия (5.1) не будет использоваться. Ориентационные углы всех остальных атомных слоев зависят от ориентационного угла поверхности θ_1 в силу рекуррентных уравнений (5.2) и (5.3).

В соответствии с формулировкой первой задачи настоящей работы необходимо выразить каждый ориентационный угол θ_n через параметр порядка θ_1 и затем подставить полученные для них выражения в формулу для термодинамического потенциала (4). Однако из-за неоднородности пленки по химическому составу, $\gamma \neq 1$, форма условия равновесия, получаемого в результате дифференцирования по углу ориентации второго слоя (5.2), не совпадает с аналогичными условиями равновесия для всех остальных углов ориентации (5.3). Это обстоятельство значительно затрудняет решение первой задачи настоящей работы. Для того чтобы обойти эту трудность, здесь вводится понятие воображаемой доменной стенки бесконечного однородного кристалла, в которой углы ориентации каждого атомного слоя удовлетворяют условиям равновесия

(5.3). В настоящем разделе находятся соотношения между реальными углами ориентации в скошенной магнитной структуре в приповерхностной области и фиктивными углами ориентации в воображаемой доменной стенке бесконечного однородного кристалла, а также их выражения через параметр порядка θ_1 вблизи непрерывного спин-переориентационного перехода в скошенную магнитную структуру.

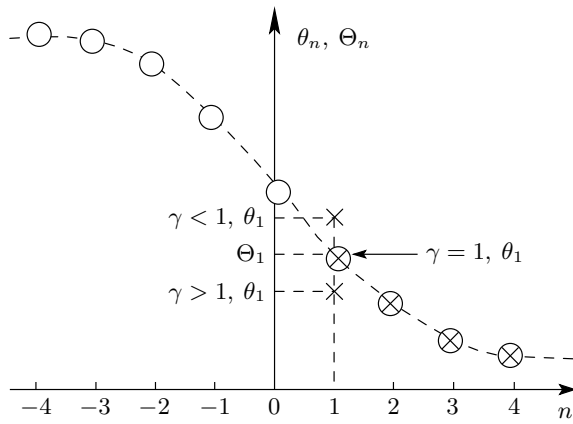
При $\gamma \neq 1$ профиль намагниченности является частью доменной стенки для всех атомных слоев за исключением первого. Равновесное значение угла ориентации первого слоя θ_1 отличается от соответствующего угла ориентации в воображаемой доменной стенке, обозначаемого Θ_1 . Если обменное взаимодействие момента поверхностного атомного слоя со следующим меньше, чем обменное взаимодействие между моментами соседних атомных слоев в объеме магнетика $\gamma < 1$, то реальный угол ориентации поверхности θ_1 больше фиктивного угла ориентации Θ_1 в доменной стенке. Если же обменное взаимодействие момента поверхностного атомного слоя со следующим больше, чем обменное взаимодействие между моментами соседних атомных слоев в объеме магнетика $\gamma > 1$, то реальный угол ориентации поверхности θ_1 меньше фиктивного угла ориентации Θ_1 в доменной стенке. Таким образом, в неоднородной магнитной пленке $\gamma \neq 1$ имеется скачок равновесного значения угла ориентации поверхностного слоя θ_1 по сравнению с соответствующим значением фиктивного угла Θ_1 в доменной стенке однородного магнетика, как это показано на рисунке. По этой причине здесь используются следующие обозначения: Θ_n — фиктивные углы в доменной стенке в бесконечном однородном магнетике, θ_n — реальные ориентационные углы в скошенной магнитной структуре в приповерхностной области. При $n > 1$ имеем $\Theta_n = \theta_n$, а при $n = 1$ связь между Θ_1 и θ_1 будет установлена ниже, см. (7), (18) и (20).

Фиктивные углы ориентации в воображаемой доменной стенке удовлетворяют рекуррентному уравнению (5.3). Поскольку угол Θ_1 также принадлежит этой доменной стенке, он, очевидно, также должен удовлетворять аналогичному уравнению

$$\frac{k_B}{2} \sin 2\theta_2 + \sin(\theta_2 - \Theta_1) + \sin(\theta_2 - \theta_3) = 0. \quad (6)$$

Как следует из сравнения этого уравнения с уравнением (5.2), связь между реальным углом ориентации θ_1 и соответствующим фиктивным углом ориентации Θ_1 в доменной стенке определяется следующим соотношением:

$$\gamma \sin(\theta_2 - \theta_1) = \sin(\theta_2 - \Theta_1). \quad (7)$$



Зависимость фиктивных углов ориентации моментов (кружки) в воображаемой доменной стенке и реальных углов ориентации моментов (крестики) в скошенной магнитной структуре в приповерхностной области от номера атомного слоя n . При $\gamma > 1$ угол ориентации момента поверхности θ_1 меньше соответствующего фиктивного угла Θ_1 в воображаемой доменной стенке. При $\gamma < 1$ угол ориентации момента поверхности θ_1 больше соответствующего фиктивного угла Θ_1 в воображаемой доменной стенке. При $\gamma = 1$ угол θ_1 совпадает с Θ_1 . При $n = 2, 3, 4, \dots$ реальные углы ориентации моментов θ_n совпадают с фиктивными углами ориентации Θ_n для любых значений параметра γ

Переход от реального угла ориентации поверхностного атомного слоя θ_1 к фиктивному углу ориентации Θ_1 в воображаемой доменной стенке позволяет использовать вместо уравнения (5.2) уравнение (6), которое аналогично уравнению (5.3), т. е. добиться своего рода однородности в системе рекуррентных уравнений (5.2), (5.3).

Для того чтобы получить разложение термодинамического потенциала (4) до четвертой степени по каждому из углов ориентации, необходимо сначала выразить фиктивные углы ориентации Θ_n через фиктивный угол ориентации поверхности Θ_1 в воображаемой доменной стенке с точностью до кубических слагаемых. Для того чтобы это сделать, надо разложить в ряд левую часть рекуррентного уравнения на фиктивные углы ориентации в воображаемой доменной стенке

$$\frac{k_B}{2} \sin 2\Theta_n + \sin(\Theta_n - \Theta_{n-1}) + \sin(\Theta_n - \Theta_{n+1}) = 0, \quad n \geq 2 \quad (8)$$

по каждому из углов ориентации Θ_n до кубических

слагаемых. Для $n \geq 2$ решение будем искать в следующем виде:

$$\Theta_n = \alpha_n \Theta_1 + \frac{\beta_n \Theta_1^3}{6}. \quad (9)$$

Очевидно, для $n = 1$ в этой формуле следует положить

$$\alpha_1 = 1, \quad \beta_1 = 0. \quad (10)$$

После подстановки выражения (9) в левую часть уравнения (8), разложенную до Θ_1^3 , и последующего приравнивания коэффициентов при одинаковых степенях Θ_1 нулю получаются следующие рекуррентные уравнения для коэффициентов α_n и β_n :

$$(k_B + 2)\alpha_n - \alpha_{n-1} - \alpha_{n+1} = 0, \quad n \geq 2, \quad (11.1)$$

$$(k_B + 2)\beta_n - \beta_{n+1} - \beta_{n-1} = \eta_0 \alpha_n^3, \quad n \geq 2. \quad (11.2)$$

Ниже ради удобства вместо приведенной константы объемной анизотропии k_B используется параметр λ . Связь между λ и k_B определяется формулой

$$k_B = \frac{(1 - \lambda)^2}{\lambda}. \quad (12)$$

При изменении λ от 0 до 1 приведенная константа объемной анизотропии k_B изменяется от $+\infty$ до 0. Тогда коэффициент η_0 может быть записан следующим образом:

$$\eta_0 = 4k_B - (\lambda - 1)^3 + \left(1 - \frac{1}{\lambda}\right)^3 = -\frac{(1 - \lambda^2)(\lambda^2 - 3\lambda + 1)}{\lambda^3}. \quad (13)$$

Решение однородного уравнения (11.1) имеет вид

$$\alpha_n = \lambda^{n-1}. \quad (14)$$

По аналогии со случаем неоднородных дифференциальных уравнений будем искать решение неоднородного рекуррентного уравнения (11.2) в виде суммы решения соответствующего однородного рекуррентного уравнения и частного решения неоднородного уравнения (11.2):

$$\beta_n = \tilde{\beta} \alpha_n + \bar{\beta} \alpha_n^3. \quad (15)$$

Подстановка этого выражения для β_n в рекуррентное уравнение (11.2) приводит к следующей формуле для коэффициента $\bar{\beta}$:

$$\bar{\beta} = \frac{1 - 3\lambda + \lambda^2}{1 + \lambda^2}. \quad (16)$$

Из граничных условий (10) следует, что $\tilde{\beta} = -\bar{\beta}$. В результате получается следующее выражение для произвольного фиктивного угла ориентации Θ_n в воображаемой доменной стенке как функции первого фиктивного ориентационного угла Θ_1 :

$$\Theta_n = \lambda^{n-1} \Theta_1 + \frac{\lambda^2 - 3\lambda + 1}{\lambda^2 + 1} \left[\lambda^{3(n-1)} - \lambda^{n-1} \right] \frac{\Theta_1^3}{6}. \quad (17)$$

При малых отклонениях вектора момента поверхностного атомного слоя от ориентации в плоскости пленки существует взаимно однозначное соответствие между реальным углом ориентации θ_1 и фиктивным углом ориентации Θ_1 , введенным с помощью соотношения (7). Найдем связь между Θ_1 и θ_1 с точностью до кубических слагаемых. Для того чтобы это сделать, надо разложить до кубических слагаемых обе части уравнения (7) и использовать выражение для Θ_2 в форме (17). Решение ищется в виде

$$\theta_1 = a\Theta_1 + \frac{c\Theta_1^3}{6}. \quad (18)$$

Выражения для коэффициентов a и c могут быть получены после приравнивания коэффициентов при одинаковых степенях Θ_1 :

$$\begin{aligned} a &= \frac{1 - (1 - \gamma)\lambda}{\gamma}, \\ c &= \frac{(1 - \lambda)^3}{\gamma} \left(\frac{1}{\gamma^2} - 1 \right) + \beta_2 \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right), \\ \beta_2 &= -(\lambda^2 - 3\lambda + 1)\lambda \frac{1 - \lambda^2}{1 + \lambda^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Аналогичным образом получается обратная формула, выражающая фиктивный угол Θ_1 через реальный угол ориентации θ_1 :

$$\Theta_1 = \xi\theta_1 + \varepsilon \frac{\theta_1^3}{6}, \quad \xi = \frac{1}{a}, \quad \varepsilon = -\frac{c}{a^4}. \quad (20)$$

Наконец, выразим фиктивные углы Θ_n для $n \geq 2$ через реальный угол ориентации поверхностного атомного слоя θ_1 с точностью до кубических слагаемых с помощью выражений (17) и (20):

$$\begin{aligned} \Theta_n &= \hat{\alpha}_n \theta_1 + \frac{\hat{\beta}_n}{6} \theta_1^3, \quad \hat{\alpha}_n = \frac{1}{a} \lambda^{n-1}, \\ \hat{\beta}_n &= \frac{\bar{\beta}}{a^3} \lambda^{3(n-1)} - \left(\frac{c}{a^4} + \frac{\bar{\beta}}{a^3} \right) \lambda^{n-1}. \end{aligned} \quad (21)$$

3. ВЫВОД ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В ФОРМЕ, ХАРАКТЕРНОЙ ДЛЯ ТЕОРИИ ЛАНДАУ (3)

Как следует из теории фазовых переходов второго рода Ландау, для того чтобы фазовый переход был переходом второго рода, необходимо, чтобы вторая производная термодинамического потенциала (3) по параметру порядка η меняла знак в точке перехода и четвертая производная (коэффициент B) была положительна. В этом разделе будет показано, что термодинамический потенциал неоднородной магнитной пленки (4) удовлетворяет этим условиям в окрестности спин-переориентационного перехода из однородного магнитного состояния с моментами всех слоев, ориентированными в плоскости пленки, в состояние со скошенной магнитной структурой типа доменной стенки в приповерхностной области.

Основываясь на результатах предыдущего раздела, можно заключить, что для произвольных значений параметров модели λ и γ существует конечный интервал значений поверхностного угла ориентации θ_1 , в котором есть взаимно-однозначное соответствие между ориентационными углами θ_n и θ_1 в состоянии со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области. При этом то, что система является дискретной, не играет никакой роли. Тогда в скошенном магнитном состоянии можно разложить термодинамический потенциал (4) в ряд по θ_1 до слагаемых θ_1^4 .

Ради простоты и удобства разобьем выражение для термодинамического потенциала (4) на объемную и поверхностную части:

$$\varphi_0 = \Delta\tilde{\varphi}_0 + \Delta\varphi_{0S},$$

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{\varphi}_0 &= \frac{\lambda - 1}{2} \sin^2 \Theta_1 - \cos(\Theta_1 - \Theta_2) + \\ &+ \frac{k_B}{2} \sum_{n=2} \sin^2 \Theta_n - \sum_{n=2} \cos(\Theta_n - \Theta_{n+1}), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_{0S} &= \frac{\gamma(k_S - k_{SC})}{2} \sin^2 \theta_1 + \\ &+ \frac{\gamma k_{SC}}{2} \sin^2 \theta_1 - \frac{\lambda - 1}{2} \sin^2 \Theta_1 - \\ &- \gamma \cos(\theta_1 - \Theta_2) + \cos(\Theta_1 - \Theta_2). \end{aligned} \quad (23)$$

Как видно из этих выражений, объемная часть $\Delta\tilde{\varphi}_0$, отвечающая доменной стенке однородного магнетика, не содержит параметра γ , который учитывает

неоднородность обменного взаимодействия в неоднородной магнитной пленке. Оно также не содержит приведенную константу анизотропии поверхностного атомного слоя k_S , отличающуюся от приведенной константы анизотропии объемных слоев магнетика k_B . Эти параметры модели содержатся в поверхностной части термодинамического потенциала $\Delta\varphi_{0S}$. После разложения $\Delta\tilde{\varphi}_0$ в ряд по каждому из фиктивных ориентационных углов Θ_n , подстановки вместо углов Θ_n их выражений через угол Θ_1 с помощью формулы (17) и суммирования получающихся геометрических прогрессий получается следующее выражение для объемной части термодинамического потенциала $\Delta\tilde{\varphi}_0$:

$$\Delta\tilde{\varphi}_0 \approx 3 \frac{1 - \lambda^2}{1 + \lambda^2} \frac{\Theta_1^4}{4!}. \quad (24)$$

При выводе формулы (24) были опущены все слагаемые, которые не зависят от углов ориентации. Как следует из формулы (24), выражение для $\Delta\tilde{\varphi}_0$ не содержит квадратичных слагаемых по Θ_1 . Разложение приращения полного термодинамического потенциала может быть получено следующим образом. Во-первых, следует разложить поверхностную часть термодинамического потенциала $\Delta\varphi_{0S}$ в ряд по каждому из ориентационных углов до четвертой степени, как реальных, так и фиктивных. Во-вторых, надо подставить выражение (17) для фиктивного угла Θ_2 через Θ_1 . В-третьих, подставить как в (23), так и в (24) выражение для фиктивного угла Θ_1 через реальный угол ориентации поверхностного атомного слоя θ_1 с помощью формулы (20). В результате получается следующее выражение для приращения полного термодинамического потенциала $\Delta\varphi_0$ как функции реального ориентационного угла поверхностного атомного слоя θ_1 :

$$\Delta\varphi_0 \approx \frac{\gamma}{2}(k_S - k_{SC})\theta_1^2 + B \frac{\theta_1^4}{4!},$$

$$B \equiv \left. \frac{\partial^4 \varphi_0}{\partial \theta_1^4} \right|_{\theta_1=0} = \frac{1}{a^4} \left[4\gamma(k_{SC} - k_S)a^4 + 3 \frac{1 - \lambda^2}{1 + \lambda^2} + 4(1 - \lambda)(a^3 - 1) + (1 - \lambda)^4 \left(1 - \frac{1}{\gamma^3} \right) \right]. \quad (25)$$

В этом выражении k_{SC} — критическое значение приведенной константы анизотропии поверхностного атомного слоя, зависящее от приведенной константы объемной анизотропии k_B и γ , формула (42) в работе [15]. График функции $k_{SC}(k_B)$ определяет границу на фазовой диаграмме (k_S, k_B) между областью, отвечающей однородному магнитному состоянию с ориентацией всех моментов в плоскости пленки, и областью, отвечающей скошенной

магнитной структуре в приповерхностной области. Как следует из формулы (25), вторая производная термодинамического потенциала по параметру порядка θ_1 изменяет знак при пересечении на фазовой диаграмме (k_S, k_B) границы между этими областями. Также, если выполнено условие $k_S < k_{SC}$, вторая производная термодинамического потенциала отрицательна, т. е. энергетически выгодным становится состояние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области. При выводе выражения (25) использовалось следующее выражение для критического значения константы поверхностной анизотропии k_{SC} , фигурирующее в критерии спин-переориентационного перехода в состояние со скошенной магнитной структурой $k_S < k_{SC}$:

$$k_{SC} = - \frac{1 - \lambda}{1 - (1 - \gamma)\lambda}. \quad (26)$$

Выражение в квадратных скобках в формуле (25) положительно. Действительно, в точке спин-переориентационного перехода, т. е. при $k_S = k_{SC}$, четвертая производная термодинамического потенциала по параметру порядка θ_1 может быть записана в следующем виде:

$$B = \left. \frac{d^4 \varphi_0}{d\theta_1^4} \right|_{\substack{k_S = k_{SC} \\ \theta_1 = 0}} = \frac{3}{a^4} \left[\frac{\lambda^4(1 - \lambda^2)}{1 + \lambda^2} + \frac{(1 - \lambda(1 - 2\gamma))^2(1 - \lambda)^2}{\gamma^3} \right] > 0. \quad (27)$$

При $\gamma = 1$ выражение для приращения термодинамического потенциала имеет особенно простой вид:

$$\Delta\varphi_0 \approx (k_S - k_{SC}) \frac{\theta_1^2}{2!} + 3 \frac{1 - \lambda^2}{1 + \lambda^2} \frac{\theta_1^4}{4!}. \quad (28)$$

Если критерий перехода в состояние со скошенной магнитной структурой $k_S < k_{SC}$ выполнен, то из уравнения (25) может быть получено равновесное значение угла ориентации поверхностного атомного слоя $\theta_1^{(0)}$:

$$\theta_1^{(0)} = \sqrt{\frac{6\gamma(k_{SC} - k_S)}{B}}. \quad (29)$$

Можно убедиться, что это значение параметра порядка θ_1 удовлетворяет условию равновесия (5.1) с точностью до кубических слагаемых. Также, основываясь на условии равновесия (5.1) для поверхностного атомного слоя, можно вывести выражение для коэффициента B , которое совпадает с выражением для этого коэффициента, определяемым формулой (25).

Таким образом, в окрестности непрерывного спин-переориентационного перехода в состояние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области термодинамический потенциал полупространственного неоднородного магнетика (4) имеет форму, характерную для теории Ландау (3). Положительность коэффициента B при θ_1^4 показывает, что это переход второго рода. Таким образом, спин-переориентационный переход из однородного магнитного состояния с моментами всех слоев, ориентированными в плоскости пленки, в состояние со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области, описываемый моделью (4), есть физическая реализация фазовых переходов второго рода, описываемых теорией Ландау.

Заметим, что при низких температурах, т. е. при $k_{SC} < k_S$, параметр порядка θ_1 равен нулю, увеличение температуры приводит к непрерывному возрастанию параметра порядка. Такое поведение параметра порядка с температурой находится в противоречии с подавляющим большинством экспериментальных данных по фазовым переходам второго рода. Это обстоятельство делает непрерывный спин-переориентационный переход, обнаруженный в системе 1.5Fe/Gd(0001), уникальным. Однако, как отмечается в теории Ландау, уменьшение параметра порядка с температурой не есть закон природы [14], поскольку все равно энтропия возрастает.

В заключение этого раздела заметим, что поскольку ориентационные углы всех атомных слоев взаимно зависимы, в качестве параметра порядка можно выбрать угол ориентации любого атомного слоя. Однако наиболее естественно выбрать в качестве параметра порядка угол ориентации именно поверхностного атомного слоя. Очевидно, любая нечетная функция поверхностного ориентационного угла, например $\sin \theta_1$, также может служить в качестве параметра порядка. Поскольку аналогично ориентационным углам все значения $\sin \theta_n$ также взаимно зависимы, в качестве параметра порядка можно выбрать суммарную проекцию моментов всех атомных слоев на нормаль к поверхности пленки.

4. МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ АТОМНЫХ СЛОЕВ В НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

При наличии внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки, выражение для термодинамического потенциала содержит дополни-

тельные слагаемые по сравнению выражением для φ_0 (4):

$$\varphi = \varphi_0 - \mu_1 h_{\perp} \sin \theta_1 - \mu h_{\perp} \sum_{n=2}^{\infty} \sin \Theta_n. \quad (30)$$

Здесь h_{\perp} — приведенная величина перпендикулярного внешнего магнитного поля, определяемая как

$$h_{\perp} = \frac{M_B H_{\perp}}{J_{BB} M_B^2}, \quad \mu_1 = \frac{M_S}{M_B}. \quad (31)$$

В соответствии с этим определением параметра h_{\perp} коэффициент μ в последнем слагаемом в формуле (30) должен быть положен равным единице. Однако удобнее его сохранить, поскольку он помогает проследить происхождение различных слагаемых при выводе окончательных формул для восприимчивости каждого из атомных слоев в перпендикулярном поле. По этой причине ниже параметр μ_1 трактуется как момент поверхностного атомного слоя, а μ — как момент объемного атомного слоя. Естественно, во всех следующих ниже формулах можно положить $\mu = 1$.

С учетом сделанных обозначений условия равновесия для каждого из углов ориентации принимают следующий вид:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta_1} = \frac{\gamma k_S}{2} \sin 2\theta_1 + \gamma \sin(\theta_1 - \Theta_2) - \mu_1 h_{\perp} \cos \theta_1 = 0, \quad n = 1, \quad (32.1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta_2} = \frac{k_B}{2} \sin 2\Theta_2 + \sin(\Theta_2 - \Theta_3) + \gamma \sin(\Theta_2 - \theta_1) - \mu h_{\perp} \cos \Theta_2 = 0, \quad n = 2, \quad (32.2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta_n} = \frac{k_B}{2} \sin 2\Theta_n + \sin(\Theta_n - \Theta_{n+1}) + \sin(\Theta_n - \Theta_{n-1}) - \mu h_{\perp} \cos \Theta_n = 0, \quad n > 2. \quad (32.3)$$

При включении внешнего поля угол ориентации момента каждого из атомных слоев изменяется по сравнению со своим прежним равновесным значением, которое он имел при $h_{\perp} = 0$. В глубине пленки далеко от поверхности отклонение момента от ориентации в плоскости пленки определяется ориентационным углом Θ_B , не зависящим от индекса атомного слоя:

$$\sin \Theta_B = \frac{\mu h_{\perp}}{k_B}. \quad (33)$$

Тогда выражение для магнитной восприимчивости объемного атомного слоя в перпендикулярном поле, χ_B , определяется следующей формулой:

$$\chi_B = \frac{\mu^2}{k_B}. \quad (34)$$

Теперь найдем выражение для магнитной восприимчивости произвольного атомного слоя в приповерхностной области вблизи точки непрерывного спин-переориентационного перехода в состояние со скошенной магнитной структурой. В состоянии со скошенной магнитной структурой и при $h_{\perp} = 0$ равновесный профиль по углам ориентации представляет собой часть доменной стенки Нееля. При включении внешнего перпендикулярного поля профиль по углам ориентации является частью модифицированной стенки Нееля. Таким образом, неравновесный термодинамический потенциал состояния со скошенной магнитной структурой зависит не только от варьируемой величины угла ориентации поверхности θ_1 , параметра порядка, но и от внешнего магнитного поля h_{\perp} . Кроме того, углы ориентации моментов остальных слоев, $n = 2, 3, \dots$ определяются уравнениями (32.2) и (32.3) при фиксированном значении угла ориентации момента поверхностного атомного слоя:

$$\Delta\varphi(\theta_1, h) = \Delta\varphi_0(\theta_1, h_{\perp}) - \mu_1 h_{\perp} \sin \theta_1 - \mu h_{\perp} \sum_{n=2}^{\infty} \sin \Theta_n, \quad (35)$$

$$\Theta_n = \Theta_n(\theta_1, h_{\perp}).$$

Покажем, во-первых, что первая производная полного термодинамического потенциала $\Delta\varphi_0$ по внешнему полю h_{\perp} равна нулю при стремлении величины поля к нулю. Действительно, выражение для этой производной при фиксированном значении угла ориентации момента поверхности θ_1 после перегруппировки слагаемых определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \Delta\varphi_0}{\partial h_{\perp}} \right|_0 &= \gamma \sin(\Theta_2^{(0)} - \theta_1) \left. \frac{\partial \Theta_2}{\partial h_{\perp}} \right|_0 + \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{k_B}{2} \sin(2\Theta_n^{(0)}) \left. \frac{\partial \Theta_n}{\partial h_{\perp}} \right|_0 + \right. \\ &+ \left. \sin(\Theta_n^{(0)} - \Theta_{n+1}^{(0)}) \frac{\partial(\Theta_n - \Theta_{n+1})}{\partial h_{\perp}} \right] \Big|_0 = \\ &= \left[\gamma \sin(\Theta_2^{(0)} - \theta_1) + \frac{k_b}{2} \sin(2\Theta_2^{(0)}) + \right. \\ &+ \left. \sin(\Theta_2^{(0)} - \Theta_3^{(0)}) \right] \left. \frac{\partial \Theta_2}{\partial h_{\perp}} \right|_0 + \\ &+ \sum_{n=3}^{\infty} \left[\frac{k_b}{2} \sin(2\Theta_n^{(0)}) + \sin(\Theta_n^{(0)} - \Theta_{n-1}^{(0)}) + \right. \\ &+ \left. \sin(\Theta_n^{(0)} - \Theta_{n+1}^{(0)}) \right] \left. \frac{\partial \Theta_n}{\partial h_{\perp}} \right|_0 = 0. \quad (36) \end{aligned}$$

Здесь $\Theta_n^{(0)}$ — равновесное значение углов ориентации при фиксированном значении угла ориентации момента поверхности в нулевом внешнем поле $n \geq 2$. В выражении (36) каждая из квадратных скобок содержит левую часть уравнения для равновесных значений углов ориентации (5.2) и (5.3). Следовательно, включение слабого внешнего перпендикулярного поля при фиксированном значении угла ориентации момента поверхности не меняет полной энергии системы, т. е. суммарной энергии обменного взаимодействия и энергии анизотропии. Это означает, что первое слагаемое $\Delta\varphi_0(\theta_1, h_{\perp})$ в термодинамическом потенциале (35), будучи разложено в ряд по полю h_{\perp} , не содержит линейного слагаемого по h_{\perp} .

Магнитная восприимчивость каждого атомного слоя в состоянии со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области представляет собой ряд Лорана по параметру $(k_{SC} - k_S) \equiv k_S$:

$$\chi_n = \frac{A_n}{\Delta k_S} + B_n + C_n \Delta k_S + D_n \Delta k_S^2 + \dots \quad (37)$$

Ниже находятся только первые два слагаемых в этом ряду: нерегулярный член $A_n/\Delta k_S$ и константа B_n . В предыдущем разделе было получено выражение для разложения термодинамического потенциала $\varphi_0(\theta_1, 0)$ по углу ориентации момента поверхности θ_1 вплоть до слагаемых четвертой степени (25). Здесь необходимо обобщить это разложение на случай ненулевого внешнего перпендикулярного магнитного поля h_{\perp} . Для того чтобы найти выражение для восприимчивости в состоянии со скошенной магнитной структурой (низкосимметричная фаза) с учетом константы B_n в ряду (37), необходимо разложить второе и третье слагаемые в формуле (35) по углу ориентации момента поверхности θ_1 до кубических слагаемых по θ_1 . Это можно сделать с помощью соотношения (17), в котором углы ориентации $\Theta_n \equiv \theta_n$ для $n > 1$ выражены через фиктивный угол ориентации поверхности Θ_1 в воображаемой доменной стенке, а также с помощью соотношения (20), в котором фиктивный угол ориентации момента поверхности Θ_1 выражен через реальный угол ориентации момента поверхности θ_1 в состоянии со скошенной магнитной структурой:

$$\begin{aligned} \sum_{n \geq 2} h_{\perp} \sin(\theta_n^{(0)}) &\approx -\frac{\gamma k_{SC}}{k_b} \theta_1 h_{\perp} + D \frac{\theta_1^3}{6} h_{\perp}, \\ D &= \frac{(\bar{\beta} - 1)\lambda^3}{(1 - \lambda^3)a^3} - \frac{\lambda}{(1 - \lambda)a^3} \left(\frac{c}{a} + \bar{\beta} \right). \end{aligned} \quad (38)$$

В итоге обобщенное выражение для разложения тер-

динамического потенциала по углу ориентации момента поверхности θ_1 может быть записано в виде

$$\Delta\varphi(\theta_1, h_\perp) \approx \frac{\gamma(k_S - k_{SC})\theta_1^2}{2} + \frac{B\theta_1^4}{4!} - \mu_1 h_\perp \left(1 - \frac{\mu\gamma k_{SC}}{\mu_1 k_B} \right) \theta_1 - \mu_1 h_\perp \frac{\theta_1^3}{6} \left(\frac{\mu}{\mu_1} D - 1 \right). \quad (39)$$

Перпендикулярная компонента момента поверхностного атомного слоя может быть записана как $\mu_{1\perp} = \mu_1 \sin \theta_1$. Из этой формулы следует, что восприимчивость поверхностного атомного слоя χ_1 можно записать в виде

$$\chi_1 = \left. \frac{\partial \mu_{1\perp}}{\partial h_\perp} \right|_{h_\perp=0} = \mu_1 \cos(\theta_1^{(0)}) \eta_1, \quad (40)$$

$$\eta_1 = \left. \frac{\partial \theta_1^{(0)}}{\partial h_\perp} \right|_{h_\perp=0}.$$

Дифференцирование термодинамического потенциала (39) по углу ориентации момента поверхности θ_1 и последующее дифференцирование по полю h_\perp приводят к уравнению для параметра η_1 , определяющего выражение для восприимчивости поверхности χ_1 . Решение этого уравнения и подстановка полученного выражения для η_1 в формулу (40) для χ_1 приводят к следующему выражению для восприимчивости поверхностного атомного слоя вблизи точки спин-переориентационного перехода в состоянии со скошенной магнитной структурой:

$$\chi_1 = \frac{\mu_1^2(1 - \mu\gamma k_{SC}/\mu_1 k_B)}{\gamma(k_S - k_{SC})}, \quad k_S > k_{SC}, \quad (41.1)$$

$$\chi_1 = \frac{\mu_1^2(1 - \mu\gamma k_{SC}/\mu_1 k_B)}{2\gamma(k_{SC} - k_S)} + \frac{3}{2} \frac{\mu_1^2}{B} \left[\frac{\mu}{\mu_1} \left(D + \frac{\gamma k_{SC}}{k_B} \right) - 2 \right], \quad k_S < k_{SC}. \quad (41.2)$$

При выводе этого выражения использовалось выражение для величины равновесного угла ориентации момента поверхностного атомного слоя в нулевом внешнем поле $h_\perp = 0$ (29).

Теперь перейдем к нахождению восприимчивости остальных слоев $\chi_n, n \geq 2$. В соответствии с определением перпендикулярной компоненты момента n -го атомного слоя $\mu_{n\perp} = \mu \sin \Theta_n$ выражение для восприимчивости n -го атомного слоя в перпендику-

лярном поле h_\perp может быть записано в следующем виде:

$$\chi_n = \mu \cos \Theta_n \Big|_{h_\perp=0} \frac{d\Theta_n}{dh_\perp} \Big|_{h_\perp=0} \equiv \mu \cos \Theta_n \Big|_{h_\perp=0} \eta_n. \quad (42)$$

В соответствии с подходом Ландау, который положен в основу настоящей работы, ориентационный угол момента произвольного атомного слоя Θ_n ($n = 2, 3, 4, \dots$) есть функция параметра порядка, т.е. угла ориентации момента поверхности θ_1 и внешнего перпендикулярного поля h_\perp : $\Theta_n = \Theta_n(\theta_1(h_\perp), h_\perp)$. В соответствии с таким подходом производная угла ориентации Θ_n по полю при $h_\perp = 0$ и при равновесном значении параметра порядка $\theta_1^{(0)}$ может быть записана как

$$\eta_n = \left. \frac{d\Theta_n(\theta_1(h_\perp), h_\perp)}{dh_\perp} \right|_{\substack{h_\perp=0 \\ \theta_1=\theta_1^{(0)}}} = \left. \frac{\partial \Theta_n}{\partial \theta_1} \frac{\partial \theta_1}{\partial h_\perp} \right|_{\substack{h_\perp=0 \\ \theta_1=\theta_1^{(0)}}} + \left. \frac{\partial \Theta_n}{\partial h_\perp} \right|_{\substack{h_\perp=0 \\ \theta_1=\theta_1^{(0)}}} = \nu_n \eta_1 + u_n^{(0)}. \quad (43)$$

Параметр ν_n определен в соответствии с разложением (21) следующей формулой:

$$\nu_n = \left. \frac{\partial \Theta_n}{\partial \theta_1} \right|_{\substack{h_\perp=0 \\ \theta_1=\theta_1^{(0)}}} = \hat{\alpha}_n + \frac{\hat{\beta}_n (\theta_1^{(0)})^2}{2}. \quad (44)$$

Частные производные $u_n^{(0)}$ удовлетворяют системе рекуррентных уравнений, получаемых в результате дифференцирования уравнений (32.2) и (32.3) ($n \geq 2$) по полю h_\perp при $h_\perp = 0, \theta_1 = \theta_1^{(0)}$. Верхний индекс в обозначении $u_n^{(0)}$ указывает на то, что эта частная производная вычисляется при равновесном значении параметра порядка, угла ориентации момента поверхностного атомного слоя:

$$k_b \cos 2\Theta_2 u_2^{(0)} + \cos(\Theta_2 - \Theta_3) (u_2^{(0)} - u_3^{(0)}) + \gamma \cos(\Theta_2 - \theta_1^{(0)}) u_2^{(0)} - \mu \cos \Theta_2 = 0, \quad n = 2, \quad (45.1)$$

$$k_b \cos 2\Theta_n u_n^{(0)} + \cos(\Theta_n - \Theta_{n+1}) (u_n^{(0)} - u_{n+1}^{(0)}) + \cos(\Theta_n - \Theta_{n-1}) (u_n^{(0)} - u_{n-1}^{(0)}) - \mu \cos \Theta_n = 0, \quad n > 2. \quad (45.2)$$

Важно заметить, что при вычислении частной производной угла ориентации $\Theta_n = \Theta_n(\theta_1(h_\perp), h_\perp)$ по полю h_\perp второе слагаемое в формуле (43), параметр порядка θ_1 , должно считаться константой. Именно по этой причине система уравнений (45) для частных производных $u_n^{(0)}$ не содержит параметр η_1 в предпоследнем слагаемом в (45.1). Также по этой причине отсутствует частная производная по полю h_\perp первого уравнения (32.1) в системе уравнений (45).

При нахождении восприимчивости χ_n в однородном состоянии с моментами всех слоев, ориентированными в плоскости пленки ($k_S > k_{SC}$), углы ориентации каждого из атомных слоев, включая поверхностный, должны быть положены равными нулю, поскольку именно эти значения ориентационных углов отвечают основному состоянию при выполнении условия $k_S > k_{SC}$. В этом частном случае система уравнений (45) имеет вид

$$\begin{aligned} (k_b + 1 + \gamma)u_2^{(0)} - u_3^{(0)} &= \mu, \quad n = 2, \\ (k_b + 2)u_n^{(0)} - (u_{n+1}^{(0)} + u_{n-1}^{(0)}) &= \mu, \quad n \geq 3. \end{aligned} \quad (46)$$

Решение этой системы рекуррентных уравнений определяется следующей формулой:

$$u_n^{(0)} = \frac{\mu}{k_b} (1 - \hat{\alpha}_n), \quad n \geq 2. \quad (47)$$

При нахождении восприимчивости χ_n в состоянии со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области ($k_S < k_{SC}$) угол ориентации момента каждого из атомных слоев Θ_n ($n \geq 2$) в системе уравнений для параметров $u_n^{(0)}$ может быть выражен через угол ориентации момента поверхностного атомного слоя с помощью формулы (21). Как следствие, решение системы уравнений (45) может быть разложено в ряд по θ_1 . Поскольку уравнение (45) содержит только косинусы, это разложение содержит только четные степени θ_1 :

$$u_n^{(0)} \approx a_n + b_n (\theta_1^{(0)})^2 + \dots$$

В соответствии с формулами (42) и (43) учет в этом разложении квадратичного слагаемого $b_n(\theta_1^{(0)})^2$ приведет к появлению этого слагаемого в выражении для восприимчивости. Однако в силу равенства (29) $(\theta_1^{(0)})^2 \propto \Delta k_S$. Таким образом, учет квадратичного слагаемого в разложении

$$u_n^{(0)} \approx a_n + b_n (\theta_1^{(0)})^2 + \dots$$

приводит к учету слагаемого в выражении (37) для восприимчивости χ_n , пропорционального Δk_S . Однако, как упоминалось выше, в настоящей работе находятся только первые два слагаемых в разложении восприимчивости в ряд Лорана по Δk_S (37). По этой причине при нахождении восприимчивости в состоянии со скошенной магнитной структурой в приповерхностной области ($k_S < k_{SC}$) система уравнений (45) для параметров $u_n^{(0)}$ снова трансформируется в систему уравнений (46) с аналогичным решением для $u_n^{(0)}$, определяемым формулой (47). Иными словами, в обоих случаях, $k_S < k_{SC}$ и $k_S > k_{SC}$, система уравнений (45) сводится к системе уравнений (46).

С использованием формул (42)–(47) и (29) получаются следующие выражения для восприимчивости n -го атомного слоя χ_n слева и справа от точки перехода:

$$\chi_n = \frac{\mu^2}{k_B} (1 - \hat{\alpha}_n) + \frac{\mu\mu_1(1 - \mu\gamma k_{SC}/\mu_1 k_B)}{\gamma(k_S - k_{SC})} \hat{\alpha}_n, \quad k_S > k_{SC}, \quad (48.1)$$

$$\begin{aligned} \chi_n = \frac{\mu^2}{k_B} (1 - \hat{\alpha}_n) + \frac{\mu\mu_1(1 - \mu\gamma k_{SC}/\mu_1 k_B)}{2\gamma(k_{SC} - k_S)} \hat{\alpha}_n + \\ + \frac{3\mu\mu_1}{2B} \left[\left(\frac{\mu}{\mu_1} D - 1 \right) \hat{\alpha}_n + \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{\mu\gamma k_{SC}}{\mu_1 k_B} \right) [\hat{\beta}_n - \hat{\alpha}_n^3] \right], \quad k_S < k_{SC}. \end{aligned} \quad (48.2)$$

Первое слагаемое в формулах (48.1) и (48.2) — собственная восприимчивость однородной подложки ($n \geq 2$), возмущенной наличием поверхностного атомного слоя иной природы. Суммирование первого слагаемого по слоям ($n = 2, 3, \dots, N$) дает следующий результат для этой части восприимчивости подложки:

$$\chi_{sub} = \frac{\mu^2}{k_b} N + \frac{\mu^2}{k_B} \frac{\gamma k_{SC}}{k_b}. \quad (49)$$

Из выражения (49) следует, что в случае $\gamma = 0$, что означает отсутствие поверхностного атомного слоя, восприимчивость каждого слоя равна своему объемному значению ($\hat{\alpha}_n = 0$). Напротив, наличие поверхностного атомного слоя ($\gamma \neq 0$) с отрицательной константой анизотропии ($k_S < 0$) приводит к уменьшению восприимчивости слоев в приповерхностной области, поскольку появление поверхностного атомного слоя с отрицательной константой анизотропии способствует ориентации моментов перпендикулярно плоскости пленки. Этот эффект аналогичен приложению локального перпендикулярного магнитного поля ко второму атомному слою.

Второе слагаемое в формулах (48.1) и (48.2) — это так называемая нерегулярная часть восприимчивости, расходящаяся в точке спин-переориентационного перехода. Как следует из выражения для этого слагаемого, нерегулярная часть восприимчивости в состоянии со скошенной магнитной структурой вдвое меньше нерегулярной части восприимчивости в однородном магнитном состоянии с моментами всех слоев, ориентированными в плоскости пленки. Это находится в согласии результатами теории Ландау, где восприимчивость низкосимметричной фазы вдвое меньше восприимчивости высокосимметричной фазы. Как в (48.1), так и в (48.2) нерегулярная часть восприимчивости уменьшается до нуля с номером атомного слоя как λ^n ($0 < \lambda < 1$), что указывает на то, что непрерывный спин-переориентационный фазовый переход происходит именно в приповерхностной области. Суммирование нерегулярных частей восприимчивости по всем слоям, включая и поверхностный, дает следующий результат:

$$\begin{aligned} \chi_{irreg}(k_S > k_{SC}) &= \sum_{n=1}^{\infty} \chi_{n,irreg}(k_S > k_{SC}) = \\ &= \frac{\mu_1^2(1 - \mu\gamma k_{SC}/\mu_1 k_B)^2}{\gamma(k_S - k_{SC})}, \end{aligned} \quad (50.1)$$

$$\begin{aligned} \chi_{irreg}(k_S < k_{SC}) &= \sum_{n=1}^{\infty} \chi_{n,irreg}(k_S < k_{SC}) = \\ &= \frac{\mu_1^2(1 - \mu\gamma k_{SC}/\mu_1 k_B)^2}{2\gamma(k_{SC} - k_C)}. \end{aligned} \quad (50.2)$$

В действительности, в реальном эксперименте с пленкой 1.5Fe/Gd(0001) измерение восприимчивости в перпендикулярном поле сводилось к измерению спиновой поляризации вторичных электронов, выбиваемых из приповерхностной области в течение короткого промежутка времени после выключения внешнего поля. В простейшем приближении можно считать, что вклад в результирующий сигнал от отдельных атомных слоев экспоненциально убывает с номером слоя. Очевидно, что суммирование нерегулярных частей восприимчивости (48.1) и (48.2) с экспоненциальным множителем приведет лишь к появлению одинакового сомножителя в правой части формул (50.1) и (50.2). Другими словами, эта процедура не приведет к исчезновению расходимости в точке перехода или к каким-либо другим существенным изменениям в структуре формул (50.1) и (50.2). По этой причине идентификация непрерывного спин-переориентационного перехода в состоянии со скошенной магнитной структурой как фазового

перехода второго рода по расходимости восприимчивости в точке перехода [8] была оправдана.

Наконец, суммирование по индексам атомных слоев подложки последних слагаемых в (48.2) с учетом аналогичного слагаемого в (41.2) в случае $k_S < k_{SC}$ приводит к следующему выражению для этой компоненты регулярной части восприимчивости:

$$\chi_{reg} = \frac{3\mu_1^2}{B} \left(\frac{\mu}{\mu_1} D - 1 \right) \left(1 - \frac{\mu\gamma k_{SC}}{\mu_1 k_B} \right), \quad (51)$$

$k_S < k_{SC}$.

Это слагаемое, так же как и следующие члены в разложении (37), пропорциональные $\Delta k_S, \Delta k_S^2, \dots$, вносит дополнительный вклад в асимметрию поведения восприимчивости в окрестности точки спин-переориентационного перехода помимо известной асимметрии нерегулярной части восприимчивости, которая вдвое меньше в низкосимметричной фазе.

Работа выполнена при финансовой поддержке НАТО (грант № PST.CLG.979374).

Авторы выражают благодарность Д. П. Паппасу за постановку задачи и обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
2. K. Sherifi, C. Dufour, G. Marchal et al., J. Magn. Magn. Mat. **104–107**, 1833 (1992).
3. M. Nawate, H. Kiriake, K. Doi et al., J. Magn. Magn. Mat. **104–107**, 1861 (1992).
4. R. E. Camley and D. R. Tilley, Phys. Rev. B **37**, 3413 (1988).
5. К. Звездин, С. Н. Уточкин, Письма в ЖЭТФ **57**, 418 (1993).
6. К. Звездин, С. Н. Уточкин, Письма в ЖЭТФ **57**, 424 (1993).
7. S. N. Utochkin and A. K. Zvezdin, J. Magn. Magn. Mat. **140–144**, 787 (1995).
8. C. S. Arnold, D. P. Pappas, and A. P. Popov, Phys. Rev. Lett. **83**, 3305 (1999).
9. C. S. Arnold, D. P. Pappas, and A. P. Popov, J. Appl. Phys. **87**, 5478 (2000).
10. L. Neel, J. Phys. Rad. **15**, 225 (1954).

11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика т. VIII, Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982), с. 200–204.
12. C. S. Arnold and D. P. Pappas, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5202 (2000).
13. P. Chaudhari, J. J. Cuomo, and R. J. Gambino, *IBM J. Res. Dev.* **17**, 66 (1977); *Appl. Phys. Lett.* **22**, 337 (1973).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика т. V, Статистическая физика*, Наука, Москва (1976).
Е. М. Lifshitz, L. P. Pitaevskii, *Landau and Lifshitz Course of Theoretical Physics*, Vol. 5, *Statistical Physics: Part I*, 3-rd ed., Pergamon Press (1980).
15. A. P. Popov, D. P. Pappas, *Phys. Rev. B* **64**, 184401 (2001).
16. M. G. Pini, A. Rettori, D. P. Pappas, A. V. Anisimov, and A. P. Popov, *J. Magn. Magn. Mat.* **272–276**, 1152 (2004).
17. A. P. Popov, A. V. Anisimov, and D. P. Pappas, *Phys. Rev. B* **67**, 094428 (2003).
18. P. Betti, M. G. Pini, and A. Rettori, *Phys. Rev. B* **67**, 012402 (2003).
19. М. И. Каганов, А. Н. Омелянчук, *ЖЭТФ* **61**, 1679 (1971).
20. М. И. Каганов, *ЖЭТФ* **62**, 1196 (1972).
21. М. И. Каганов, Н. С. Карпинская, *ЖЭТФ* **76**, 2143 (1979).
22. D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **39**, 12306 (1989).
23. R. C. O'Handley and J. P. Woods, *Phys. Rev. B* **42**, 6568 (1990).