

Полевые зависимости намагниченности и «обменный сдвиг» в ферро/антиферромагнитных системах.

I. Модель двухслойного ферромагнетика

А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua

М.Л. Панкратова

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61107, Украина

Статья поступила в редакцию 10 февраля 2009 г., после переработки 18 февраля 2009 г.

Для качественного объяснения экспериментальных результатов исследования полевых зависимостей намагниченности в контактирующих ферро- и антиферромагнитных средах предложена модель, в которой тонкая ферромагнитная (ФМ) пленка на антиферромагнитной (АФМ) подложке состоит только из двух ферромагнитных слоев, — простейшая модель, допускающая пространственно-неоднородные состояния ФМ. В рамках этой точно решаемой модели показано, что существует область полей, в которой реализуется устойчивая неколлинеарная (скошенная) структура ФМ подсистемы. Ей соответствуют наклонные участки кривой зависимости намагниченности от поля $M(H)$, не связанные с кинетикой процесса перемагничивания. В предложенной модели для систем с большой легкоплоскостной анизотропией процесс перемагничивания с учетом «обменного смещения» («exchange bias») является строго симметричным по полю в условиях пренебрежения дополнительной слабой магнитной анизотропией ФМ в легкой плоскости. Учет этой анизотропии в легкой плоскости приводит к гистерезисному поведению кривой намагниченности и появлению полевой несимметрии зависимости $M(H)$.

Для якісного пояснення експериментальних результатів дослідження польових залежностей намагніченості в ферро- і антиферромагнітних середовищах, що контактують, запропонована модель, у якій тонка ферромагнітна (ФМ) плівка на антиферромагнітній (АФМ) підкладці складається тільки із двох ферромагнітних шарів, — найпростіша модель, що допускає просторово-неоднорідні стани ФМ. У рамках цієї точно розв'язуваної моделі показано, що існує область полів, у якій реалізується стійка неколінеарна (скошена) структура ФМ підсистеми. Їй відповідають похилі ділянки кривої залежності намагніченості від поля $M(H)$, не пов'язані з кінетикою процесу перемагнічування. У запропонованій моделі для систем з великою легкоплоскотною анізотропією процес перемагнічування з урахуванням «обмінного зсуву» («exchange bias») є строго симетричним по полю в умовах знехтування додатковою слабкою магнітною анізотропією ФМ у легкій площині. Урахування цієї анізотропії в легкій площині приводить до гистерезисного поведіння кривої намагніченості й появи польової несиметрії залежності $M(H)$.

PACS: 75.70.Cn Магнитные свойства вблизи границы раздела (многослойные структуры, сверхрешетки, гетероструктуры);
75.60.Ch Доменные стенки и доменная структура;
75.60.Ej Кривые намагничивания, гистерезис, эффект Баркхаузена и связанные эффекты.

Ключевые слова: ферромагнетик, антиферромагнетик, граница раздела, обменный сдвиг, полевая зависимость намагниченности.

1. Введение

Интерес к магнитным многослойным структурам мотивируется их многочисленными применениями, как уже реализованными, так и разрабатываемыми, в области магнито- и спин-электроники. Примерами могут служить высокочувствительные сенсоры магнитных полей, устройства магнитной записи и хранения информации. Большой интерес проявляется к исследованию фазовых переходов, спиновой структуры, масштабирования (качественного изменения свойств), эффектов близкодействия (proximity) при изменении размерности материалов. Двух- и многослойные магнитные структуры состоят из чередующихся слоев с различными магнитными свойствами. Особенно привлекают внимание многослойники с чередующимися слоями ферро- и антиферромагнетиков. Эти объекты перспективны в связи с изучением и применением явления гигантского магнитосопротивления. С теоретической точки зрения они интересны как системы, в которых граничат среды с разной пространственной симметрией [1–3].

Одно из самых интригующих явлений в физике низкоразмерных магнитных систем — явление обменного смещения (ОС) (exchange bias), или обменной анизотропии (exchange anisotropy) [4–6]. Этот эффект, обнаруженный в 1956 г. Майкледжоном и Бином [4] для окисленных CoO микрочастиц кобальта, заключается в смещении петли гистерезиса зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля $M = M(H)$ из симметричного положения относительно точки $H = 0$. Эффект ОС возникает в системах с границей раздела ферромагнетик (ФМ) / антиферромагнетик (АФМ) при условии охлаждения системы ниже температуры Нееля АФМ T_N (которая должна быть ниже температуры Кюри ФМ T_C) во внешнем магнитном поле. Хотя эффект впервые наблюдался на микрочастицах ФМ, покрытых оксидной пленкой АФМ, наиболее удобны для изучения эффекта и для технических приложений слоистые системы ФМ/АФМ. Явление ОС используется в головках чтения/записи современных жестких дисков для фиксирования направления намагниченности при $H = 0$.

Качественно природа эффекта состоит в следующем. При температуре выше T_N , но ниже T_C , АФМ находится в магниторазупорядоченном, а ФМ — в упорядоченном состояниях. При уменьшении температуры ниже T_N в присутствии поля H антиферромагнетик упорядочивается, и обменная связь через границу раздела обеспечивает эффективное магнитное поле H_{bias} , которое смещает петлю гистерезиса $M = M(H)$. Эффект носит поверхностный характер и уменьшается с ростом толщины ФМ слоя как $H_{\text{bias}} \sim 1/L_F$, где L_F — толщина ФМ слоя [5,6]. Простейшая теоретическая модель явления [4], предполагающая однород-

ную намагниченность ФМ слоя, дает выражение для обменного смещения $H_{\text{bias}} = J_0 S_A S_F / L_F M_F$, где S_A и S_F — магнитные моменты АФМ и ФМ соответственно, M_F — намагниченность ФМ (в расчете на постоянную решетки вдоль границы раздела ФМ/АФМ) и J_0 — обмен через границу раздела. Эксперимент показывает, что это выражение завышает H_{bias} на 2–4 порядка величины, если считать, что J_0 имеет тот же порядок величины, что и обменное взаимодействие внутри ФМ слоя. Кроме этого, отметим, что граница раздела ФМ/АФМ может быть как скомпенсированной (суммарный магнитный момент приповерхностного слоя АФМ равен нулю), так и нескомпенсированной [1–3]. Естественно было бы ожидать возникновения эффекта ОС только для нескомпенсированных интерфейсов. Однако в действительности H_{bias} имеет один порядок величины для обоих типов интерфейсов. С момента открытия явления ОС предложено много теоретических моделей [7], изучающих различные его аспекты. Так, в работах [1,8–14] рассмотрена возможность формирования доменных границ (ДГ) или «неполных» доменных границ (incomplete domain walls), параллельных границе раздела, в работах [14–16] изучалась роль дефектов границы раздела, доменной и поликристаллической структуры магнетиков, а в работах [10,11,17] предприняты попытки объяснить природу ОС в системах со скомпенсированным интерфейсом. Несмотря на наличие многочисленных работ, исчерпывающей теории явления ОС на сегодняшний день не существует.

В последнее время экспериментально обнаружены новые особенности явления обменного сдвига. В частности, сдвинутая петля гистерезиса становится асимметричной (т.е. $M(2H_{\text{bias}} - H) \neq -M(H)$), и на ней появляются дополнительные ступеньки [18–22]. Наклон кривой намагничивания на разных участках различен, что может быть связано с различной кинетикой переворотов спинов в разных магнитных конфигурациях. Утрированные картины перемагничивания в этих случаях приведены на рис. 1 и качественно соответствуют представленным в работах [18–22]. Обращает на себя внимание наличие «полочек» на полевой зависимости. Интересна также зависимость $M(H)$, приведенная на рис. 1,б. На ней прослеживаются две области. Верхняя часть петли гистерезиса (при положительных значениях поля) почти симметрична по полю, что характерно для обычного гистерезиса. В нижней части зависимости $M(H)$ наблюдается широкая сдвинутая по полю петля гистерезиса. Наличие «полочек» и разделенных по полю участков зависимости $M(H)$ указывает на возможность существования необычных дополнительных стационарных состояний, отличных от полностью перемагниченных состояний. Различные теории [23–25] для объяснения

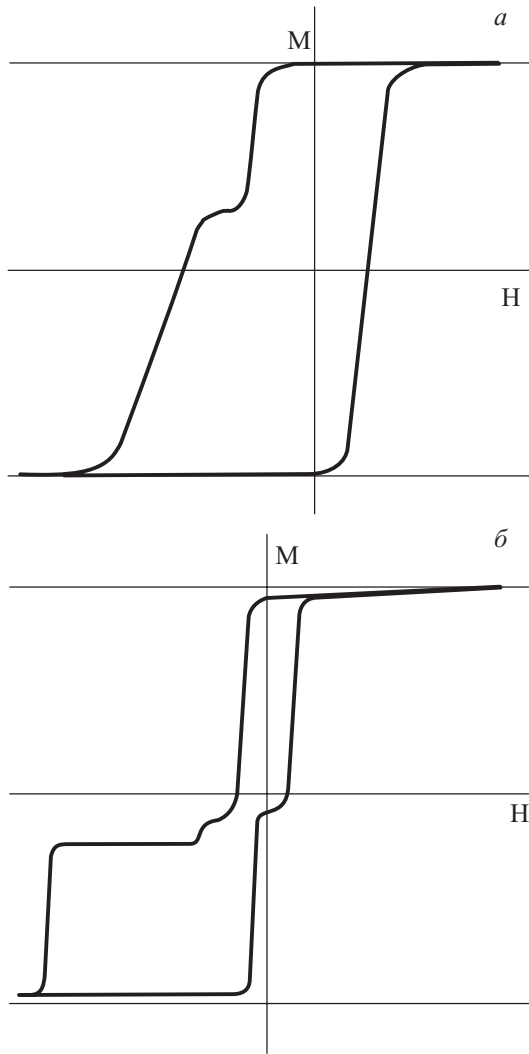


Рис. 1. Экспериментальные зависимости намагниченности от поля из работ [21] (а) и [22] (б). Виден асимметричный сдвиг по полю и «полочка» при $H < 0$.

явления асимметрии петли гистерезиса привлекают дополнительные предположения, такие как наличие ненулевого угла между направлением намагниченности ФМ и осью анизотропии АФМ, или наличие членов высших порядков в обменном взаимодействии через ФМ/АФМ границу [23,24]. С другой стороны, в работах [10–13] показано, что некоторая анизотропия зависимости $M(H)$ естественным образом возникает в простейших моделях явления ОС в случае достаточно толстого ФМ слоя.

В данной работе рассмотрена модель ФМ/АФМ интерфейса, предложенная в работах [10–13]. В ней АФМ считается магнито жестким материалом, т.е. магнитные моменты АФМ зафиксированы. Моменты ФМ не фиксированы и взаимодействуют с внешним полем H , друг с другом (обменный интеграл J) и с приграничным слоем АФМ (обменный интеграл J_0), образуя

объекты типа неполных ДГ в ФМ слое. При этом обменный интеграл J_0 следует понимать как некоторое эффективное взаимодействие [10–13,16], учитывающее наличие дефектов границы раздела и частичную нескомпенсированность АФМ границы. Теоретическая оценка этого параметра — довольно сложная проблема [10–13,16]. Из экспериментов следует, что $J_0/J \sim 10^{-2}–10^{-3}$. В данной работе рассматривается более широкий интервал значений отношения J_0/J . В следующей публикации мы покажем, что увеличение этого параметра соответствует эффективному уменьшению толщины ФМ слоя, что оправдывает исследование в данной работе аномально тонкой пленки при $J_0/J \sim 1$. Как и в работах [10–13], в основной части работы пренебрегаем дополнительной магнитной анизотропией ФМ в легкой плоскости, которая приводит к появлению гистерезиса. Это связано с тем, что анизотропия не влияет качественно на симметрию кривой перемагничивания, а также на величину H_{bias} , которая в ее отсутствие определяется из условия $M(H_{\text{bias}}) = 0$. В работах [10–13] данная модель изучалась численно или аналитически в очень простом подходе.

Цель данной работы — получение и исследование точных аналитических решений проблемы в предельном случае ФМ, состоящего из двух атомных слоев, т.е. в рамках «минимально простой» модели, допускающей существование неоднородных состояний ФМ.

2. Теоретическая модель двухслойного ферромагнетика

Рассмотрим простую модель, в которой ферромагнитная часть системы состоит только из двух атомных слоев (реально число слоев может достигать нескольких десятков). Случай одного ФМ слоя рассмотрен в работе [4] и тривиален, а минимально простая модель, допускающая неоднородные состояния типа ДГ, состоит из двух слоев. Исследование нелинейных дискретных систем с небольшим числом степеней свободы показывает, что некоторые их структурные и динамические свойства имеют аналоги в системах с большим числом степеней свободы и даже в системах с распределенными параметрами [26,27]. Рассмотрим вначале ферромагнитную подсистему с сильной легкочлоскостной анизотропией, «укладывающей» спины в эту плоскость, в отсутствие дополнительной слабой анизотропии в легкой плоскости. (Ниже слова «учет анизотропии» означают учет дополнительной магнитной анизотропии именно в этой плоскости.) Для простоты считаем, что вдоль границы раздела состояние однородно. Считаем, что спины в АФМ слое, контактирующем с границей, направлены вдоль оси Z и в этом же направлении приложено внешнее магнитное поле. При этом модель становится скалярной и

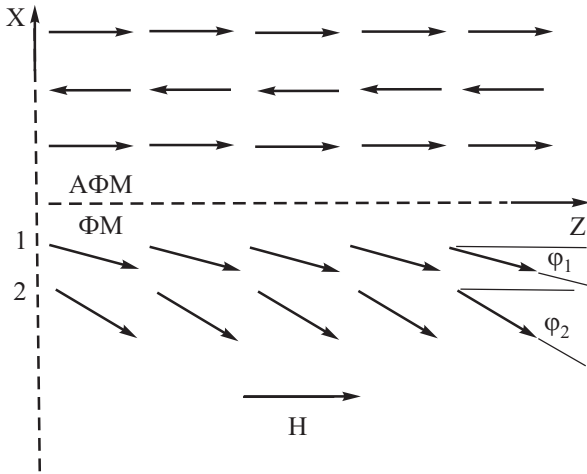


Рис. 2. Схема предложенной модели двухслойного ферромагнетика, контактирующего с некомпенсированной границей антиферромагнетика.

описывается двумя углами поворота от направления оси Z спинов в легкой плоскости для двух ФМ слоев φ_1 и φ_2 . АФМ предполагается слоистым, а граница раздела — некомпенсированной, т.е. однородной. На рис. 2 плоскость раздела ферро- и антиферромагнетика направлена вдоль оси Z , а легкой плоскости соответствует плоскость (ZX) . Энергия ФМ системы и взаимодействия через интерфейс равна

$$E = -J_0 \cos \varphi_1 - J \cos (\varphi_1 - \varphi_2) - H (\cos \varphi_1 + \cos \varphi_2), \quad (1)$$

где J_0 — обменное взаимодействие через границу (предполагается ферромагнитным), J — обмен между ФМ слоями, H — внешнее магнитное поле. Легко видеть, что данная энергия инвариантна относительно преобразования $H \leftrightarrow -J_0 - H$, $\varphi_1 \leftrightarrow \pi - \varphi_2$. При этом $M(-J_0 - H) = -M(H)$, что означает, что поле ОС в этой модели равно $H_{\text{bias}} = -J_0 / 2$, что совпадает с результатом модели, предложенной в работе [4]. В «сдвинутом» на величину H_{bias} поле кривая намагниченности симметрична. Таким образом, модель двух спинов в отсутствие анизотропии не может объяснить явление асимметрии петли гистерезиса.

Равновесные спиновые конфигурации определяются системой уравнений $\partial E / \partial \varphi_1 = \partial E / \partial \varphi_2 = 0$, сводящейся к следующей системе:

$$(H + J_0) \sin \varphi_1 + J \sin (\varphi_1 - \varphi_2) = 0, \quad (2)$$

$$H \sin \varphi_2 - J \sin (\varphi_1 - \varphi_2) = 0. \quad (3)$$

Из этих уравнений вытекает простая связь углов φ_1 и φ_2 :

$$\sin \varphi_2 = -(1 + J_0 / H) \sin \varphi_1. \quad (4)$$

3. Полевые зависимости намагниченности ферромагнитных слоев

Уравнение (3) имеет очевидные решения

$$\sin \varphi_1 = 0, \quad \sin \varphi_2 = 0, \quad (5)$$

описывающие коллинеарные магнитные структуры с параллельной и антипараллельной ориентацией спинов, которые можно условно представить в виде $\uparrow\uparrow$ ($\varphi_1 = \varphi_2 = 0$), $\uparrow\downarrow$ ($\varphi_1 = 0, \varphi_2 = \pi$), $\downarrow\uparrow$ ($\varphi_1 = \pi, \varphi_2 = 0$), $\downarrow\downarrow$ ($\varphi_1 = \varphi_2 = \pi$), где левая стрелка соответствует направлению намагниченности в первом ФМ слое, а правая — во втором, углы отсчитываются от направления намагниченности в приграничном АФМ слое. Энергии этих состояний равны соответственно $E_{\uparrow\uparrow} = -J_0 - J - 2H$, $E_{\uparrow\downarrow} = -J_0 + J$, $E_{\downarrow\uparrow} = J_0 + J$, $E_{\downarrow\downarrow} = J_0 - J + 2H$. При выполнении неравенства $J > J_0$ минимуму энергии при $H > H_{\text{bias}} = -J_0 / 2$ соответствует состояние $\uparrow\uparrow$ с полной намагниченностью $M = 2$, а при $H < H_{\text{bias}}$ — состояние $\downarrow\downarrow$ с $M = -2$. Зависимость $M = M(H)$ для коллинеарных состояний носит ступенчатый характер, со ступенькой, сдвинутой в область отрицательных полей на величину H_{bias} . При выполнении обратного неравенства $J < J_0$ (мы рассмотрим и этот случай, хотя обычно в реальной ситуации выполняется обратное усиленное неравенство $J_0 \ll 2J$) имеются три области коллинеарных структур с двумя критическими полями $H_1 = -J_0 + J < H_2 = -J$. В области $H < H_1$ минимальной энергией обладает фаза $\downarrow\downarrow$ с намагниченностью $M = -2$, в области $H_1 < H < H_2$ — фаза $\uparrow\downarrow$ с $M = 0$ («антипараллельная») и в области $H > H_2$ — фаза $\uparrow\uparrow$ с $M = 2$. Таким образом, в этом случае на зависимости $M = M(H)$ может существовать «полочка» с $M = 0$, сдвинутая в область отрицательных полей на $H_{\text{bias}} = J_0 / 2$. Фаза $\downarrow\uparrow$ при $J_0 > 0$ не реализуется. Однако, как мы покажем, антипараллельная фаза $\uparrow\downarrow$ устойчива в более узком интервале полей и только при выполнении неравенства $J < J_0 / 2$.

Это связано с тем, что коллинеарными структурами не исчерпываются все решения уравнения (3): возможны также неколлинеарные фазы с отклонением векторов намагниченности от направления магнитного поля. Рассматриваемые неоднородные состояния с разворотом намагниченности не являются доменными границами, но напоминают их по структуре и существуют только во внешнем магнитном поле. Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести безразмерное внешнее магнитное поле, сдвинутое относительно нулевого значения на H_{bias} , и безразмерный параметр обменного взаимодействия:

$$h = 2H / J_0 + 1, \quad I = 2J / J_0. \quad (6)$$

В этих обозначениях скачок намагниченности происходит при $h=0$, а антиколлинеарная фаза возникает при $I < 1$ и занимает симметричную область $I-1 < h < 1-I$. Распределение магнитных моментов в неколлинеарной структуре имеет следующий вид:

$$\cos \varphi_{1,2} = \frac{4I^2 h \pm (1-h^2)^2}{2I(1-h^2)(1 \pm h)}. \quad (7)$$

Заметим, что эти выражения обладают симметрией $\cos \varphi_1(h) = -\cos \varphi_2(-h)$, что является тривиальным следствием упомянутой выше симметрии задачи. Зависимость намагниченности ферромагнитной части от внешнего поля принимает вид

$$M(h) = \cos \varphi_1(h) + \cos \varphi_2(h) = h \frac{4I^2 - (1-h^2)^2}{I(1-h^2)^2}. \quad (8)$$

Видно, что эта зависимость антисимметрична по полю h (сдвинутому): $M(-h) = -M(h)$. Следует иметь в виду, что выражение (8) имеет смысл только при $-2 < M < 2$. Кроме того, ограниченность функций $\cos \varphi_i$ в отдельности ($-1 < \cos \varphi_i < 1$) накладывает дополнительные условия на область допустимых значений параметров

$$-1 < \frac{4I^2 h \pm (1-h^2)^2}{2I(1-h^2)(1 \pm h)} < 1. \quad (9)$$

На рис. 3,а приведена фазовая диаграмма областей устойчивости различных конфигураций ферромагнитной части системы на плоскости (h, I) в случае отсутствия анизотропии в легкой плоскости.

Зависимости намагниченности ферромагнитных слоев от магнитного поля приведены на рис. 4 для различных соотношений обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями и через границу ферро/антиферромагнетик, т.е. различных значений параметра I . Зависимостям для коллинеарных фаз отвечают горизонтальные отрезки прямых линий, а зависимостям для неколлинеарных (скошенных) фаз — наклонные кривые. Для наглядности также приведены (пунктиром) полевые зависимости для перпендикулярной намагниченности $M_{\perp} = \sin \varphi_1 + \sin \varphi_2$. При значениях поля $\sqrt{1+2I} < |h| < \sqrt{1+I^2} + I$ существуют дополнительные скошенные фазы, которые, очевидно, неустойчивы и не приведены на рисунке. Поэтому обсудим только коллинеарные и скошенные структуры в области $|h| < 1$.

При $I > 1$ антиколлинеарная структура $\uparrow \downarrow$ с $M=0$ («полочка») отсутствует, а скошенная структура существует в интервале $|h| < h_* < 1$, где граница интервала зависит от параметра I следующим образом: $h_* = \sqrt{1+I^2} - I$. При $I=1$ появляется узкая симметрич-

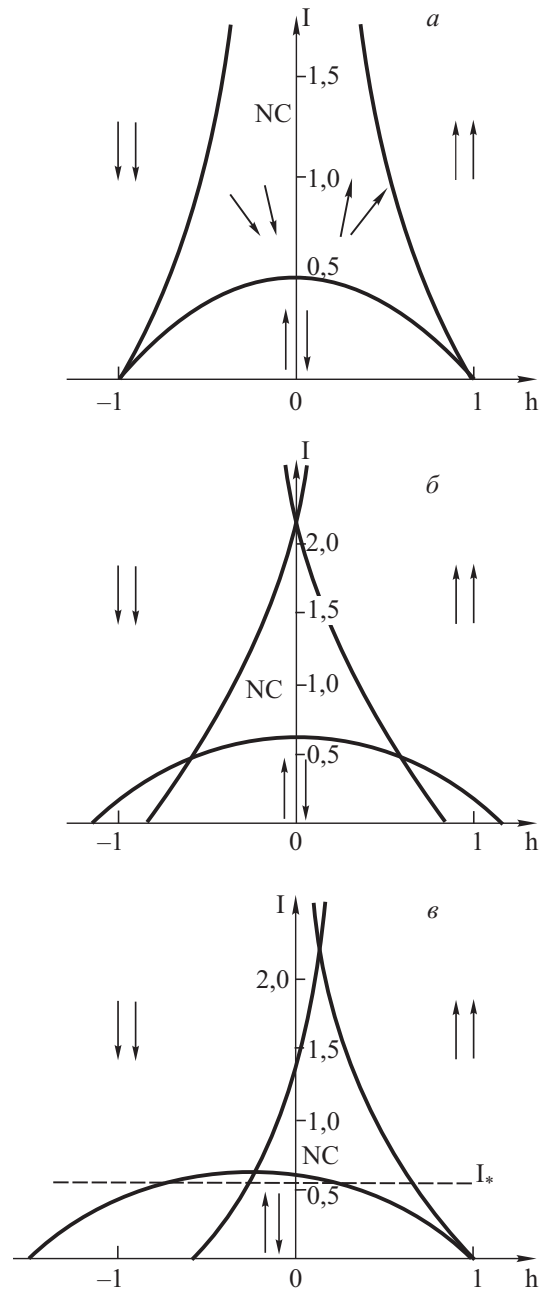


Рис. 3. Фазовая диаграмма двухслойной модели ферромагнетика в переменных (h, I) . Приведены области устойчивости коллинеарных фаз $\uparrow \uparrow$, $\downarrow \downarrow$, $\uparrow \downarrow$ и неколлинеарной фазы (NC) в отсутствие анизотропии в легкой плоскости (а) и при ее учете для $b_1 = b_2 = 0,1$ (б) и $b_1 = 0,2, b_2 = 0$ (в) ($b_i = \beta_i / J_0$ — безразмерные константы анизотропии).

ная по h область решений для антиколлинеарной структуры шириной $2(1-I)$, которая расширяется с уменьшением величины I , однако эти решения в области $1/2 < I < 1$ неустойчивы. На рис. 4,а приведена зависимость $M(H)$ при $1/2 < I < 1$, а соответствующая зависимость Z -компонент разворачивающихся спинов в ФМ слоях изображена на рис. 5,а. При этом для скошенной структуры выполняется условие

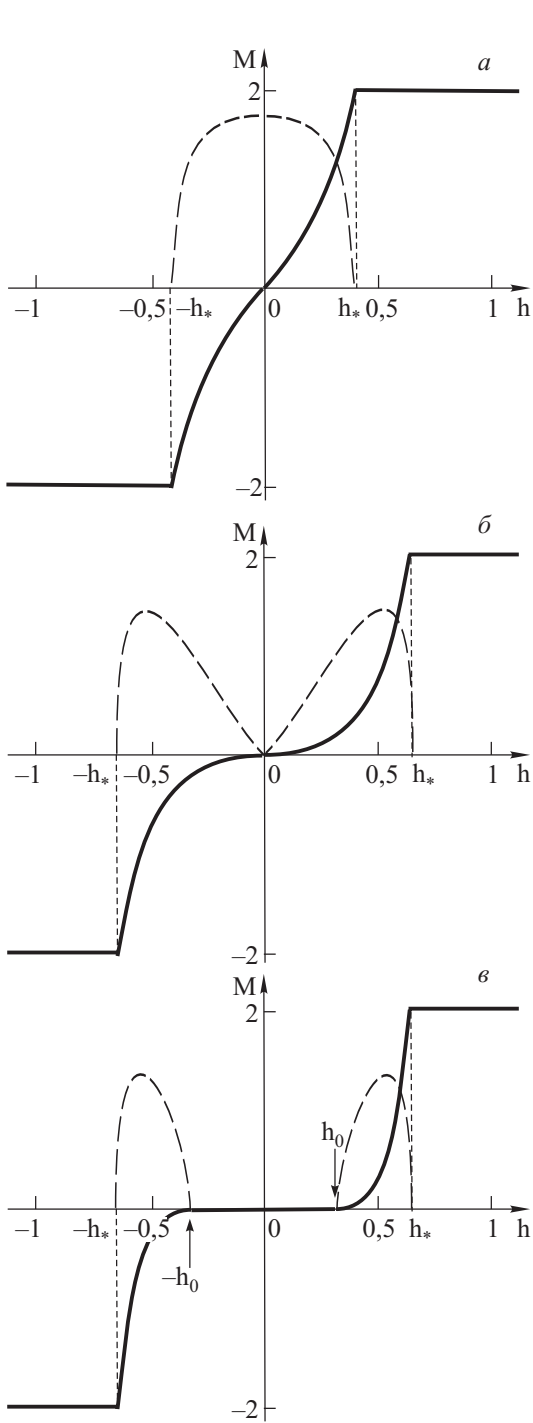


Рис. 4. Зависимость продольной (сплошные линии) и поперечной (пунктирные линии) намагниченностей от внешнего поля h для различных значений параметра I : а) $I > 1/2$ ($I = 1,1$), б) $I = 1/2$, в) $I < 1/2$ ($I = 0,48$).

$dM/dh|_{h=0} > 0$. При критическом значении $I = 1/2$ (рис. 4,б) эта производная обращается в нуль: $dM/dh|_{h=0} = 0$. Соответствующие зависимости намагниченности в слоях приведены на рис. 5,б. Наконец, полевые зависимости полной намагниченности и намагниченностей в слоях при $0 < I < 1/2$ приведены на рис. 4,в и 5,в соответственно. Это наиболее ин-

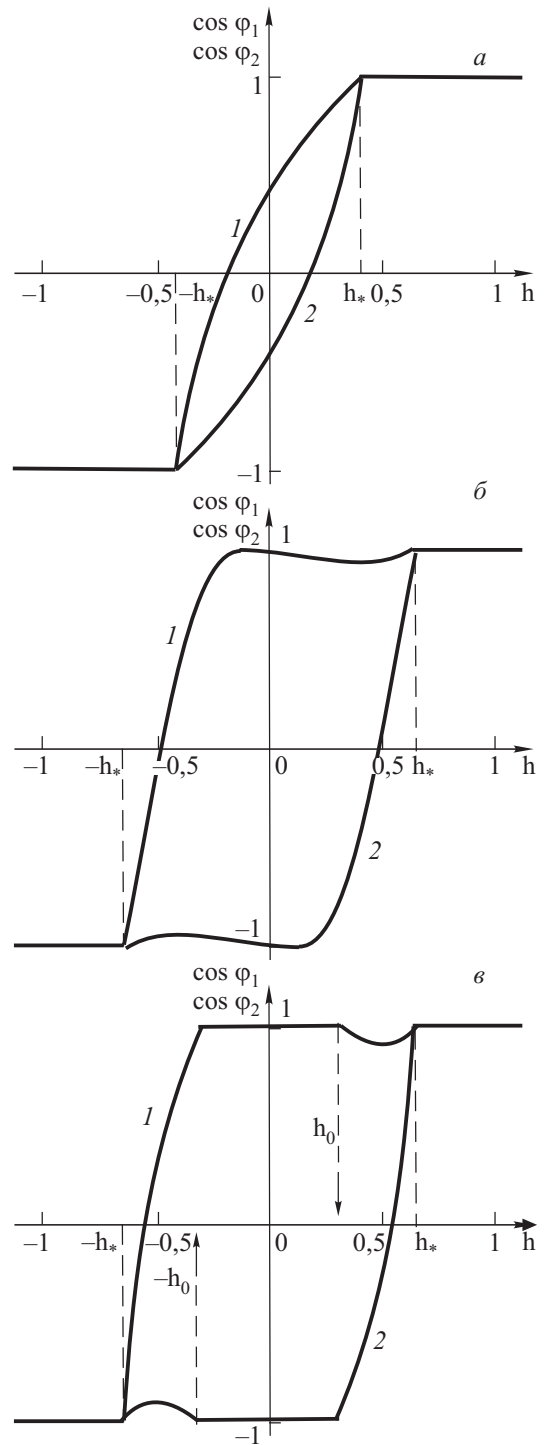


Рис. 5. Полевые зависимости Z-компоненты намагниченности первого (1) и второго (2) ферромагнитных слоев: а) $I > 1/2$ ($I = 1,1$), б) $I = 1/2$, в) $I < 1/2$ ($I = 0,48$).

тересная область значений параметра I . В ней скошенная фаза существует лишь в интервале полей $h_0 < |h| < h_*$, где $h_0 = \sqrt{1-2I}$, а в интервале $|h| < 1-I$ существует решение для антипараллельной фазы. То есть в интервале $\sqrt{1-2I} < |h| < h_*$ скошенная структура сосуществует с различными коллинеарными структурами и необходимо исследование устойчивос-

ти различных состояний. (В точках $|h|=h_0$ производная $dM/dh|_{h=h_0}=0$.)

4. Устойчивость магнитных фаз разной симметрии

Исследуем устойчивость различных структур в области $h_0 < |h| < h_*$. Полная энергия системы (1) во введенных обозначениях выглядит следующим образом:

$$\mathcal{E} = \frac{2E}{J_0} = -(h+1) \cos \varphi_1 - (h-1) \cos \varphi_2 - I \cos(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (10)$$

В этих обозначениях энергии коллинеарных (параллельных и антипараллельных) и скошенной фаз имеют вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\uparrow\uparrow} &= -I - 2h, & \mathcal{E}_{\downarrow\downarrow} &= -I + 2h, & \mathcal{E}_{\uparrow\downarrow} &= I - 2, \\ \mathcal{E}_{NC} &= \frac{h^2 - 1}{2I} + \frac{I(h^2 + 1)}{h^2 - 1}. \end{aligned} \quad (11)$$

При $I > 1$ имеются только коллинеарные и скошенные структуры, а при $I < 1$ на зависимости $\mathcal{E}(h)$ возникает «полочка», отвечающая антипараллельной структуре и лежащая выше по энергии зависимости для скошенной фазы. Полевые зависимости энергии для разных фаз приведены на рис. 6 последовательно для $I > 1$ (а), $I = 1/2$ (б) и $I < 1/2$ (в). Энергии коллинеарных структур совпадают с энергией скошенной структуры при $|h|=h_*$, и в этих точках $d\mathcal{E}_{NC}/dh = d\mathcal{E}_{\uparrow\downarrow}/dh$. Ситуация различна при $I > 1/2$ и $I < 1/2$. При $I > 1/2$ во всей области существования скошенной структуры ее энергия минимальна (меньше энергий коллинеарных фаз) и она устойчива. При $I < 1/2$ в области $|h| < h_0$ существует устойчивая антиколлинеарная структура, а скошенная фаза вообще не существует. В области $h_0 < |h| < h_*$ минимум энергии отвечает скошенной структуре, которая и является устойчивой. Рассмотрим вопрос о возможности существования метастабильных состояний, т.е. исследуем устойчивость всех найденных решений.

Устойчивость этих решений определяется положительной определенностью детерминанта матрицы производных $D = \det |\partial^2 \mathcal{E} / \partial \varphi_i \partial \varphi_j| > 0$. Чтобы рассматриваемое состояние соответствовало минимуму энергии, дополнительно необходимо потребовать положительность величины $K = \partial^2 \mathcal{E} / \partial \varphi_1^2 > 0$. Это означает одновременное выполнение неравенств

$$K = (h+1) \cos \varphi_1 + I \cos(\varphi_1 - \varphi_2) > 0, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} D &= (h^2 - 1) \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + I \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \times \\ &\times [(h+1) \cos \varphi_1 + (h-1) \cos \varphi_2] > 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Для неколлинеарных решений (7) условие (13) выполняется всегда, поскольку можно показать, что для

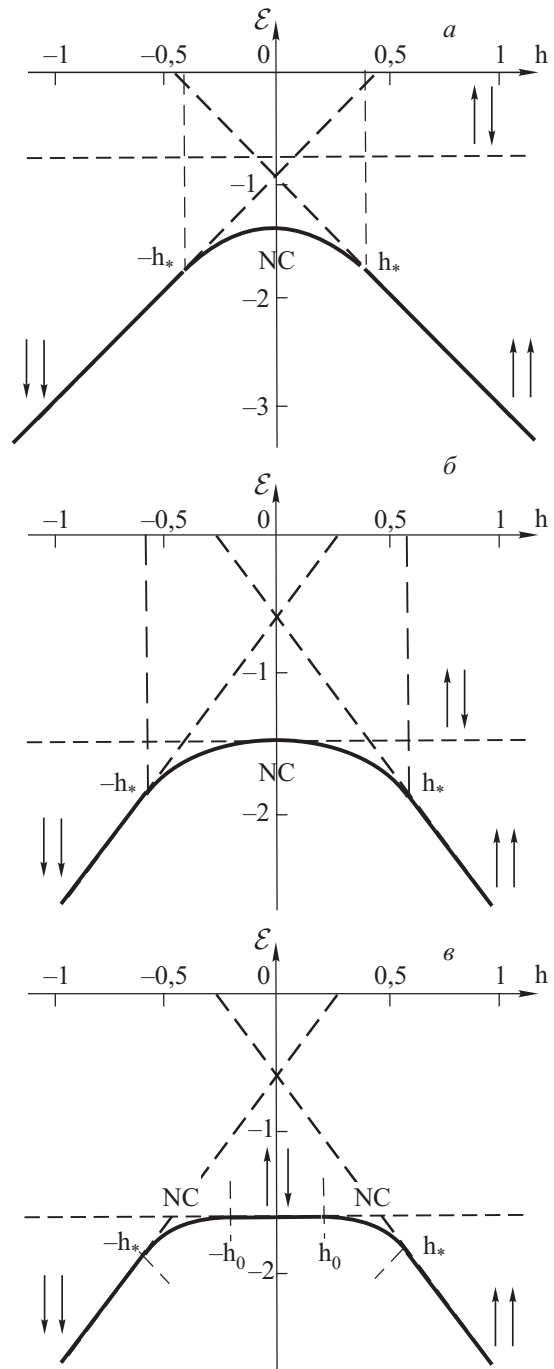


Рис. 6. Полевые зависимости энергии $\mathcal{E}(h)$ для различных значений параметра I : а) $I > 1/2$ ($I = 1, 1$); б) $I = 1/2$; в) $I < 1/2$ ($I = 0, 48$). Сплошные линии соответствуют устойчивым, а штриховые — неустойчивым состояниям.

них $D = I[(1+h) \sin \varphi_1]^2$. Первое же условие (12) можно свести к неравенству $K = I(1+h)/(1-h) > 0$, что выполняется при $|h| < 1$. Поэтому скошенные структуры при $|h| > 0$ неустойчивы, о чем упоминалось выше. В области $|h| < 1$ неколлинеарные решения существуют лишь в интервале $h_0 < |h| < h_*$, где они устойчивы. При $I > 1$ коллинеарные фазы при $|h| > h_*$ и скошенная

фаза при $|h| < h_*$ соответствуют единственным минимумам энергии. Остальные состояния отвечают седловым точкам и максимумам на зависимости энергии от углов спинов $\mathcal{E}(\varphi_1, \varphi_2)$. Таким образом, гистерезис на полевой зависимости намагниченности отсутствует. Это (отсутствие относительных минимумов энергии) относится и к другим областям изменения параметра I : единственными минимумами энергии обладают коллинеарные фазы при $|h| > h_*$, скошенная фаза при $|h| < h_*$ ($I > 1/2$) и $h_0 < |h| < h_*$ ($I < 1/2$) и антиколлинеарная фаза при $|h| < h_0$ ($I < 1/2$). На рис. 3,а каждой точке плоскости параметров (I, h) отвечает одна и только одна устойчивая фаза (дополнительных относительных минимумов энергии нет). На границах фаз фазовые переходы происходят непрерывным образом и гистерезис в системе не возникает. Отметим, что это справедливо только в случае пренебрежения анизотропией ферромагнетика в исходной модели.

Окончательная полевая зависимость намагниченности в исходных переменных выглядит следующим образом. В случае $J > J_0/4$ в отрицательных полях существует область скошенной структуры при $H_- < H < H_+$, где $H_{\pm} = -J_0/2 \pm (\sqrt{4J^2 + J_0^2} - 2J)/2$. При $J < J_0/4$ ситуация сложнее: внутри области (H_-, H_+) возникает область $J - J_0 < H < -J$, в которой система находится в антиколлинеарной фазе. То есть действительно в этой области параметров кривая намагниченности сдвинута и имеет полочку, что соответствует некоторым элементам экспериментальных зависимостей. В пределе $J = 0$ кривая намагниченности имеет две вертикальные ступеньки при $H = 0$ и $H = -J_0$, что совершенно естественно: ферромагнитные спиновые слои не связаны друг с другом, и в нулевом поле происходит переворот спина (2), а в поле $-J_0$ переворачивается ближайший к границе спин (1).

5. Влияние магнитной анизотропии в легкой плоскости на полевые зависимости намагниченности

Рассмотрим влияние одноионной магнитной анизотропии в легкой плоскости на свойства перемагничивания в нашей простой модели. Поскольку эта анизотропия обусловлена свойствами окружающих спин атомов, естественно предположить, что анизотропия в двух ферромагнитных слоях различна, так как магнитные моменты ферромагнитного слоя (1) находятся в контакте как с атомами второго ферромагнитного слоя, так и с атомами антиферромагнетика из приграничного слоя. Введем легкоосную анизотропию в плоскости вращения спинов и предположим, что ось анизотропии ферромагнетика параллельна оси анизотропии антиферромагнетика и направлению внешнего поля (т.е. направлена вдоль оси Z). При этом вы-

ражение для энергии (1) модернизируется следующим образом:

$$E = -J_0 \cos \varphi_1 - J \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - H(\cos \varphi_1 + \cos \varphi_2) - \frac{\beta_1}{2} \cos^2 \varphi_1 - \frac{\beta_2}{2} \cos^2 \varphi_2. \quad (14)$$

Для качественного понимания явления рассмотрим вначале самый простой случай предела $J = 0$. В отличие от предыдущей модели без магнитной анизотропии теперь эта анизотропия приводит к возможности существования состояний с относительным минимумом энергии, что приводит к появлению гистерезиса. Легко показать, что на поверхности потенциальной энергии $E = E(\varphi_1, \varphi_2)$ минимумам энергии (абсолютным и относительным) и ее седловым точкам при малых константах анизотропии ($\beta_1 = \beta_2 < J_0/2$) отвечают только коллинеарные структуры. (При больших параметрах анизотропии появляется минимум, соответствующий скошенной фазе, но его энергия превышает энергии остальных устойчивых состояний).

Трансформация кривой намагниченности (при $J = 0$) с учетом анизотропии приведена на рис. 7. Абсолютному минимуму энергии соответствует $E_{\uparrow\uparrow}$ при $H > 0$, $E_{\uparrow\downarrow}$ при $-J_0 < H < 0$ и $E_{\downarrow\downarrow}$ при $H < -J_0$. Гистерезисная кривая симметрична относительно точки $H = -J_0/2 = H_{\text{bias}}$ при $\beta_1 = \beta_2$, а при $\beta_1 \neq \beta_2$ появляется асимметрия этой зависимости. Ширина правой петли (с центром при $H = 0$) составляет $2\beta_2$, а левой (с центром при $H = -J_0$) — $2\beta_1$. Между этими петлями существует полочка антиколлинеарной фазы (рис. 7,а). Интересна трансформация этой кривой при $J_0 < \beta_1 < J_0 + \beta_2$ (рис. 7,б). В этом случае кривая гистерезиса напоминает экспериментальную кривую на рис. 1,б.

Рассмотрим вкратце проблему при одновременном учете анизотропии и ненулевого обменного межслойного взаимодействия в ферромагнитной части системы ($J > 0$). Прежде всего отметим, что при $\beta_1 = \beta_2$ сохраняется свойство симметрии петли гистерезиса в сдвинутом на величину обменного сдвига поле h . При $\beta_1 \neq \beta_2$ эта симметрия нарушается. При учете анизотропии не удастся получить решения для скошенной фазы в аналитическом виде, однако оказывается возможным найти границы устойчивости коллинеарных фаз. Для этого надо воспользоваться неравенствами (12), (13). Кроме введенных выше безразмерных обозначений для поля и обменного взаимодействия (6), удобно ввести и безразмерные константы анизотропии $b_i = \beta_i / J_0$. При этом границы устойчивости различных коллинеарных фаз выглядят следующим образом:

$$h > h_{\uparrow\uparrow} = -I - b_1 - b_2 + \sqrt{I^2 + (1 + b_1 - b_2)^2} \text{ для фазы } \uparrow\uparrow, \quad (15)$$

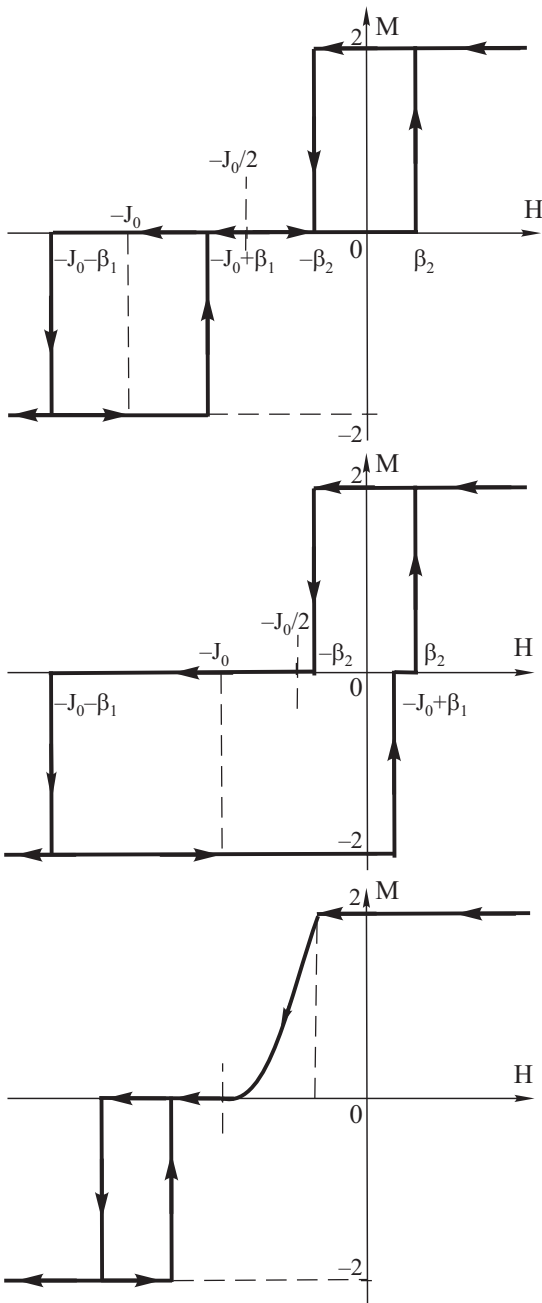


Рис. 7. Кривые намагниченности ферромагнитной подсистемы при $J_0 > \beta_1 + \beta_2$, $J = 0$ (а), при $J_0 < \beta_1 < J_0 + \beta_2$, $J = 0$ (б) и $\beta_1 \neq \beta_2$, $J \neq 0$ (в).

$$h < h_{\downarrow\downarrow}^1 = +I + b_1 + b_2 - \sqrt{I^2 + (1 - b_1 + b_2)^2} \text{ для фазы } \downarrow\downarrow, \quad (16)$$

$$h_{\uparrow\downarrow}^1 < h < h_{\uparrow\downarrow}^2,$$

$$h_{\uparrow\downarrow}^{1,2} = b_2 - b_1 \mp \sqrt{(1 + b_1 + b_2)(1 + b_1 + b_2 - 2I)} \text{ для фазы } \uparrow\downarrow. \quad (17)$$

С повышением средней анизотропии ($b_1 + b_2$) происходит стабилизация коллинеарных фаз, т.е. области

их устойчивости расширяются и начинают перекрываться. При этом становятся возможными переходы первого рода непосредственно между коллинеарными фазами без образования скошенной фазы. Параметр ($b_1 - b_2$) характеризует степень асимметрии переходов. На рис. 3,б,в приведены фазовые диаграммы изменения структуры ферромагнитных слоев, обобщающие диаграмму на рис. 3,а, для случаев одинаковых констант анизотропии $b_1 = b_2 = 0,1$ (рис. 3,б) и различных констант $b_1 = 0,2$, $b_2 = 0$ (рис. 3,в). Из этих рисунков следует, что в случае одинаковых констант анизотропии $b_1 = b_2$ ни при каком значении обмена I на кривой намагниченности не могут одновременно существовать области скошенных фаз и области гистерезисного поведения. Однако при разных константах анизотропии $b_1 \neq b_2$ и малых значениях I (например, I_* на рис. 3,в) такие фазы могут существовать одновременно (см. рис.7,в).

6. Заключение

В работе предложена модель, описывающая плоский контакт ферро- и антиферромагнетиков в магнитном поле. Модель описывает ферромагнитный слой, состоящий лишь из двух магнитных плоскостей. АФМ предполагался магнитожестким (т.е. с фиксированными направлениями моментов в примыкающем к интерфейсу слое), а граница АФМ — нескомпенсированной. Учитывалась сильная магнитная анизотропия ФМ типа плоскости легкого намагничивания, сводящая модель к скалярной. В предложенной модели выражение для поля обменного смещения H_{bias} совпадает с выражением в тривиальной модели [4]. Однако область перемагничивания имеет конечную ширину по полю, что связано с образованием неколлинеарной (скошенной) фазы. Возможность существования скошенных структур интересна, так как приводит к существованию наклонных участков на полевой зависимости намагниченности $M(H)$, не связанных с кинетикой перемагничивания ферромагнетика. Кроме этого, при малом (по сравнению с обменным взаимодействием через интерфейс J_0) ферромагнитном обмене J ($J < J_0/2$) на полевой зависимости намагничивания ферромагнитного слоя вблизи поля H_{bias} наблюдается «полочка» с $M = 0$, соответствующая антисимметричной фазе $\uparrow\downarrow$. Кривая намагниченности строго симметрична относительно поля H_{bias} . Учет магнитной анизотропии в легкой плоскости ФМ приводит к возникновению петли гистерезиса. Для качественного понимания процесса перемагничивания анизотропия учитывалась в пределе очень малого ФМ обмена ($J \rightarrow 0$). Продемонстрировано, что учет анизотропии приводит к сильной асимметрии гистерезисной петли. Полученные результаты качественно описывают ряд наблюдаемых в экспериментах зави-

симостей кривых намагничивания (обменный сдвиг, наличие «полочек», наклонных участков кривых и асимметрию гистерезисных петель).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Договора о научном сотрудничестве между НАНУ (Украина) и CNRS (Франция), Гранта украинской Академии наук по исследованию наноструктур, Гранта научного сотрудничества между НАН Украины и РФФИ России N 8–2009, Гранта Royal Society of UK (Великобритания) и Гранта Шведской Академии Наук.

1. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, *ФHT* **24**, 340 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 257 (1998)].
2. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, *ФHT* **24**, 839 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 629 (1998)].
3. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, *ФHT* **26**, 457 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 334 (2000)].
4. W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
5. J. Nogués and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
6. А.Е. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
7. M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001)
8. L. Neel, *Ann. Phys. (Paris)* **2**, 61 (1997).
9. D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
10. M. Kiwi, J. Mejfa-Lopez, R.D. Portugal, and R. Ramirez, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2995 (1999).
11. M. Kiwi, J. Mejfa-Lopez, R.D. Portugal, and R. Ramirez, *Europhys. Lett.* **48**, 573 (1999).
12. M. Kiwi, J. Mejfa-Lopez, R.D. Portugal, and R. Ramirez, *Solid State Commun.* **116**, 315 (2000).
13. J. Mejfa-Lopez, R. Ramirez, and M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **241**, 346 (2002).
14. M.D. Stiles and R.D. McMichael, *Phys. Rev.* **B59**, 3722 (1999).
15. A.P. Malozemoff, *Phys. Rev.* **B35**, 3679 (1987).
16. T.C. Schulthess and W.H. Butler, *J. Appl. Phys.* **85**, 5510 (1999).
17. N.C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
18. M.R. Fitzsimmons, P.C. Yashar, C. Leighton, J. Nogués, J. Dura, C.F. Majkrzak, and I.K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3986 (2000).
19. M. Gierlings, M.J. Prandolini, H. Fritzsche, M. Gruyters, and D. Riegel, *Phys. Rev.* **B65**, 92407 (2002).
20. A. Hoffmann, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 097203 (2004).
21. Д.Н. Меренков, А.Н. Блудов, С.Л. Гнатченко, М. Баран, R. Szymczak, В.А. Новосад, *ФHT* **33**, 1260 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 957 (2007)].
22. S.L. Gnatchenko, D.N. Merenkov, A.N. Bludov, V.V. Pishko, Yu.A. Shakhayeva, M. Baran, R. Szymczak, and V.A. Novosad, *J. Magn. Magn. Mater.* **307**, 263 (2006).

23. D. Spenato, S.P. Pogossian, and H. LeGall, *J. Magn. Magn. Mater.* **262**, 294 (2003).
24. D. Spenato and S.P. Pogossian, *J. Magn. Magn. Mater.* **285**, 79 (2005).
25. J. Camarero, J. Sort, A. Hoffmann, J.M. Garcia-Martin, B. Dieny, R. Miranda, and J. Nogués, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 057204 (2005).
26. М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, *ФHT* **24**, 1077 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 808 (1998)]; М.В. Гвоздикова, А.С. Ковалев, *ФHT* **25**, 1295 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 972 (1999)].
27. А.С. Ковалев, Я.Е. Прилепский, *ФHT* **29**, 71 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 55 (2003)].

Magnetization field dependences and «exchange bias» in ferro/antiferromagnetic systems. I. Two-layers ferromagnet model

A.G. Grechnev, A.S. Kovalev, and M.L. Pankratova

To explain qualitatively the experimental data on magnetization field dependences in contacting ferro- and antiferromagnetic media, a simple model is proposed. In this model a thin ferromagnetic (FM) film on an antiferromagnetic (AFM) substrate consists of two FM layers. This is the simplest model, which permits space-nonuniform FM states. Using this integrable model it is shown that there exists a field domain with a stable noncollinear structure of the FM subsystem to which corresponds the inclined portion of the magnetization dependence $M(H)$ not connected with the kinetics of the magnetization process. Under «the exchange bias» taken into account, the magnetization curve is symmetrical with field in FM with a strong easy-plane anisotropy but without any account of a low additional magnetic anisotropy in this plane. This anisotropy leads to a hysteresis of the magnetization dependence and its field asymmetry.

PACS: 75.70.Cn Magnetic properties of interfaces (multilayers, superlattices, heterostructures); 75.60.Ch Domain walls and domain structure; 75.60.Ej Magnetization curves, hysteresis, Barkhausen and related effects.

Keywords: ferromagnets, antiferromagnets, interface, exchange bias, magnetization field dependence.