

Влияние обменного сдвига на гистерезис полевой зависимости намагниченности ферромагнитной пленки, контактирующей с антиферромагнетиком

А.Г. Гречнев¹, А.С. Ковалев^{1,2}, М.Л. Панкратова¹

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: pankratova@ilt.kharkov.ua

²Харьковский Национальный Университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 2, г. Харьков, 61107, Украина

Статья поступила в редакцию 12 августа 2013 г.

Рассмотрена трансформация гистерезисной зависимости намагниченности тонкого слоя ферромагнетика во внешнем поле при его контакте с магнитожестким антиферромагнетиком. Показано, что учет обменного взаимодействия между ними приводит к сдвигу гистерезисной петли из симметричной по полю конфигурации (обменному сдвигу). Кроме того, при увеличении обменного взаимодействия через интерфейс в узком интервале величины взаимодействия происходит качественное изменение формы гистерезисной петли и дальнейшее ее исчезновение: зависимость намагниченности от поля становится монотонной и однозначной.

Розглянуто трансформацію гистерезисної залежності намагніченості тонкого шару ферромагнетика у зовнішньому полі при його контакті з магнітожорстким антиферромагнетиком. Показано, що врахування обмінної взаємодії між ними призводить до зсуву гистерезисної петлі із симетричної по полю конфігурації (обмінному зсуву). Крім того, при збільшенні обмінної взаємодії через інтерфейс у вузькому інтервалі величини взаємодії відбувається якісна зміна форми гистерезисної петлі та подальше її зникнення: залежність намагніченості від поля стає монотонною та однозначною.

PACS: 75.70.Cn Магнитные свойства вблизи границы раздела;

75.60.Ch Доменные стенки и доменная структура;

75.60.Ej Кривые намагничивания, гистерезис, эффект Баркхаузена и подобные эффекты.

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

1. Введение

Явление обменного сдвига («exchange bias») экспериментально исследовано достаточно давно [1–4]. Оно заключается в сдвиге петли гистерезиса полевой зависимости от внешнего магнитного поля H полной намагниченности M тонкой ферромагнитной (ФМ) пленки, контактирующей с антиферромагнетиком (АФМ). В случае нескомпенсированной границы АФМ со слоистым магнитным упорядочением обменный сдвиг (ОС) определяется локальным полем в ФМ у границы его контакта с АФМ, которое создается ближайшим магнитным слоем АФМ. Таким образом, явление ОС носит поверхностный характер и ярко проявляется в случае тонких пленок ФМ и АФМ. Обычно в экспериментах толщина ФМ пленки составляет от 2–5 (тонкие пленки) до 20–50 (толстые пленки) атомных

слоев. Интерес к подобным объектам в последнее время возрос в связи с исследованием явления гигантского магнитосопротивления и возможностью применения многослойных ФМ/АФМ систем в технологических устройствах. При этом выяснилось [5,6], что процесс намагничивания таких систем может носить характер более сложный, чем обычный сдвиг петли гистерезиса по полю на величину порядка $\delta H \approx J_0 a/L$, где J_0 — константа обменного взаимодействия через границу ФМ/АФМ, L — толщина ФМ слоя и a — постоянная решетки. (В некоторых случаях наблюдается другая зависимость ОС от толщины пленки: $\delta H \approx J_0 (a/L)^2$. Гистерезисная петля зависимости $M = M(H)$ становится асимметричной, на ней появляются «полочки» с постоянным значением M полной намагниченности ФМ, а наклон кривых намагниченности становится различным в разных частях гистерезисной кривой.

Все современные теории ОС включают рассмотрение неоднородных магнитных состояний (доменные границы, неполные доменные границы) и/или шероховатость границы для объяснения необычных особенностей этого явления [7–12]. В случае нескомпенсированной идеально ровной границы эти явления могут быть связаны с наличием плоских дефектов магнитной структуры ФМ типа доменной стенки, ориентированной параллельно ФМ/АФМ интерфейсу. Ранее в статьях [13–16] нами были предложены две простые модели таких систем: модель с двумя атомными ФМ слоями в контакте с магнитожестким АФМ как предел тонкой пленки с дискретной структурой, и модель тонкого ФМ слоя с таким контактом в длинноволновом приближении. В модели двухслойной ФМ пленки при учете слабой дополнительной внутрислойной магнитной анизотропии легкосоосного ФМ была продемонстрирована возможность существования «полочек» на зависимости $M = M(H)$ и несимметричных гистерезисных петель. С другой стороны, для достаточно толстых ФМ пленок в длинноволновом приближении, но без учета такой анизотропии, было показано, что сдвинутые по полю зависимости намагниченности от поля также могут быть существенно асимметричными. В данной работе в рамках континуальной модели исследуется влияние на полевую зависимость $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ дополнительной слабой анизотропии в легкой плоскости ФМ.

2. Формулировка модели

В предложенной модели для простоты АФМ считается слоистым с нескомпенсированной границей. Кроме того, предполагается, что имеется большая легкосоосная магнитная анизотропия ФМ (обусловленная, например, магнитодипольным взаимодействием). При этом модель становится скалярной, а магнитная структура ФМ определяется только зависимостью угла поворота вектора \mathbf{M} в легкой плоскости $\varphi(x)$ от направления эффективного поля, создаваемого в ФМ пленке граничным слоем АФМ. Для ФМ пленок с достаточно большим числом атомных слоев $N = L/a \gg 1$, где L — толщина пленки и a — межатомное расстояние, возможно длинноволновое описание системы и введение непрерывной координаты x в направлении оси x , перпендикулярной плоскости раздела ФМ/АФМ. (Предполагается, что структура однородна вдоль направлений в плоскости контакта и зависит только от координаты x в перпендикулярном направлении.) Дополнительная слабая анизотропия в легкой плоскости ФМ, которая приводит к зависимости энергии системы от угла разворота намагниченности $\varphi(x)$. Геометрия задачи представлена на рис. 1.

Рассматривается простейший случай, когда основная анизотропия ФМ связана с легкой плоскостью yz , ориентированной параллельно интерфейсу (перпенди-

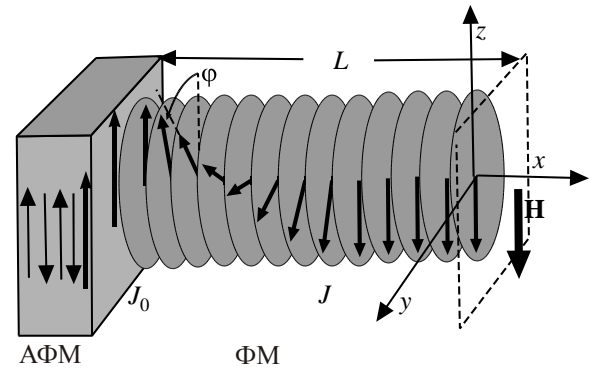


Рис. 1. Распределение намагниченности в атомных слоях ФМ пленки на нескомпенсированной поверхности АФМ во внешнем магнитном поле.

кулярно оси x), намагниченность однородна в плоскости yz и зависит только от координаты x : $\mathbf{M}(x) = M_0(0, \sin \varphi(x), \cos \varphi(x)) = M_0 \mathbf{m}(x)$, где M_0 — номинальная намагниченность и φ — угол отклонения намагниченности от оси z . Предполагается, что вдоль этой оси ориентированы вектор антиферромагнетизма в АФМ, внешнее магнитное поле и направление легкой оси дополнительной слабой анизотропии в плоскости yz . В такой геометрии дополнительное магнитодипольное взаимодействие, связанное с неоднородностью распределения намагниченности, может не учитываться. В обменном приближении взаимодействие моментов ФМ характеризуется обменной константой J , взаимодействие контактирующих слоев ФМ и АФМ — константой J_0 и анизотропия в легкой плоскости — константой β . При этом энергия ФМ (на единицу площади контакта) имеет вид

$$W = -M_0^2 J_0 \cos \varphi_1 - M_0^2 J \sum_{n=1}^{N-1} \cos(\varphi_n - \varphi_{n+1}) - (M_0^2 \beta / 2) \sum_{n=1}^N \cos^2 \varphi_n - H M_0 \sum_{n=1}^N \cos \varphi_n, \quad (1)$$

где n — номер ФМ слоя. Из трех материальных параметров системы (J, β, J_0) наибольшим является ФМ внутрислойной обмен J . Анизотропия характеризуется малым β . Обменное взаимодействие через интерфейс, как правило, также существенно меньше: $J \gg J_0$, что связано с шероховатостью границы раздела. В [6] приводятся такие характерные данные для параметров ФМ/АФМ системы: $J = 1,07 \cdot 10^{-14}$ эрг, $J_0 = 7,5 \cdot 10^{-18}$ эрг, $\beta = 5,35 \cdot 10^{-20}$ эрг, т.е. $J \gg J_0 \gg \beta$. В работе [7] фигурируют близкие значения параметров: $J \sim 10^{-14}$ эрг, $J_0 \sim 10^{-16}$ эрг и $\beta \sim 10^{-21}$ эрг, а в работе [2] $J \sim 10^{-14}$ эрг, $\beta \sim 10^{-16}$ эрг. При этом в [2] приводится рассчитанное значение взаимодействия через границу $J_0 \sim 10^{-14}$ эрг и его экспериментальное значение $J_0 \sim 10^{-16}$ эрг. Отличие последних данных, по-видимому, связано с шеро-

ховатостью ФМ/АФМ интерфейса. Слончевский [17] предположил, что такое различие объясняется тем, что только небольшое число атомов на поверхности раздела (только каждый сотый) обменно контактируют друг с другом. Поэтому в принципе теоретически можно рассматривать как случай $J \sim J_0$ для идеальной границы раздела, так и случай $J \gg J_0$ для шероховатой границы, где J_0 — «эффективное» взаимодействие ФМ/АФМ.

Поскольку рассматриваемая система имеет конечные размеры, удобно ввести характерные параметры размерности длины. Кроме межатомного расстояния a , это, прежде всего, толщина ФМ пленки $L = Na$. Она может варьироваться в широких пределах. В [7] исследовались пленки толщиной $\sim 160a$, в [2] — с толщинами от 4–5 до 25 атомных слоев. В [18] приводятся данные о пленках с $N = 2–5$. Кроме толщины пленки при учете дополнительной анизотропии появляется так называемая «магнитная длина» $l_0 = a\sqrt{J/\beta}$ (ширина доменной границы). Эта характеристика в рассматриваемых системах существенно больше толщины ФМ пленки, $l_0/L \gg 1$, однако в толстых пленках возможна и ситуация, при которой $l_0 \sim L$. Как показано в [14], удобно также ввести дополнительный параметр размерности длины: $l_1 = a(J/J_0)$, связанный с обменным взаимодействием через границу раздела, который характеризует расстояние от нее, на котором существенно влияние АФМ. Наконец, естественно возникают некоторые характерные значения внешнего поля, определяемые параметрами системы, и удобно ввести связанный с полем параметр длины $l_2 = a\sqrt{J/|H|}$. (Здесь фигурирует модуль величины магнитного поля, поскольку ОС происходит в направлении, обратном направлению эффективного поля АФМ.) Для приведенных выше значений параметров $l_0 = 447a$, $l_1 \approx 1440a \sim 3l_0$, а в полях, порядка обменного сдвига $H \sim J_0M_0$, имеем $l_2 \approx 38a$.

Большая величина магнитной длины позволяет рассматривать задачу в длинноволновом приближении в рамках дифференциальных уравнений. При этом выражение для энергии (1) преобразуется к виду

$$E = \frac{1}{a} \int_0^L dx \left(\frac{J}{2} a^2 \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 - \frac{\beta}{2} \cos^2 \varphi - H \cos \varphi \right) + J_0 \cos \varphi_s, \quad (2)$$

где мы положили $M_0 = 1$ и обозначили через φ_s угол отклонения намагниченности в ФМ на границе интерфейса. Соответствующее уравнение для распределения намагниченности имеет вид известного «двойного синусоидального уравнения Гордона» [19]:

$$Ja^2 \varphi_{xx} - \beta \sin \varphi \cos \varphi - H \sin \varphi = 0, \quad (3)$$

с граничными условиями на интерфейсе ($x = 0$) и свободной границе ФМ ($x = L$):

$$(Ja \varphi_x - J_0 \sin \varphi)|_{x=0} = 0, \quad (4)$$

$$\varphi_x|_{x=L} = 0. \quad (5)$$

Из (3),(4) видно, что естественно возникают введенные выше параметры l_0 , l_1 и l_2 .

При заданных значениях параметров решение системы уравнений (3)–(5) $\varphi = \varphi(x, H)$ при подстановке в выражение

$$M = \frac{1}{a} \int_0^L dx \cos \varphi(x, H) \quad (6)$$

дает связь намагниченности ФМ и внешнего магнитного поля $M = M(H)$, т.е. экспериментально наблюдаемую зависимость.

3. Качественный анализ влияния АФМ на гистерезис в ФМ пленке

Система (3)–(5) допускает решения для пространственно однородных состояний с $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$, от которых бифуркационным образом отщепляются решения для неоднородных состояний с $\varphi = \varphi(x)$. Значения полей бифуркации от состояния с $\varphi = 0$ (H_+) и $\varphi = \pi$ (H_-) легко находятся линеаризацией (3), (4) по малым углам отклонения намагниченности от основных состояний $\varphi \ll 1$ и $\psi = \pi - \varphi \ll 1$. При $\varphi \ll 1$ из (3), (4) следует линейная система:

$$Ja^2 \varphi_{xx} - (\beta + H)\varphi = 0, \quad (Ja \varphi_x - J_0 \varphi)|_0 = 0, \quad (7)$$

решения которой различны при $H < -\beta$ и $H > -\beta$. Поскольку возникает характерное значение поля $H = \beta$, удобно ввести безразмерную величину $h = H/\beta$. При $H < -\beta$ решение имеет вид $\varphi = \cos(\sqrt{-(1+h)}(x-L)/l_0)$ и удовлетворяет условию на свободной границе, а условие на границе раздела сред сводится к соотношению

$$(L/l_0)\sqrt{-(1+h_+)} \operatorname{tg}(\sqrt{-(1+h_+)}L/l_0) = (L/l_1). \quad (8)$$

Эта зависимость поля бифуркации $h_+ = h_+(L/l_1)$ от однородного состояния с $\varphi = 0$ как функция параметра $L/l_1 = (L/a)(J_0/J)$, т.е. функция толщины пленки и взаимодействия через интерфейс, приведена на рис. 2 в виде жирной кривой (1). Параметр $L/l_1 = J_0L/J$ при фиксированных значениях толщины пленки и обменного взаимодействия в ФМ характеризует влияние обмена через границу на характер гистерезиса. В пределе $L/l_1 \gg 1$ величина

$$h_+ \rightarrow -(\pi l_0/2L)^2 - 1 \sim -(l_0/L)^2 \ll -1.$$

В обратном предельном случае $L/l_1 \ll 1$ величина

$$h_+ \rightarrow -l_0^2/Ll_1 - 1 \approx -(l_0/L)^2 (L/l_1) \ll -(l_0/L)^2$$

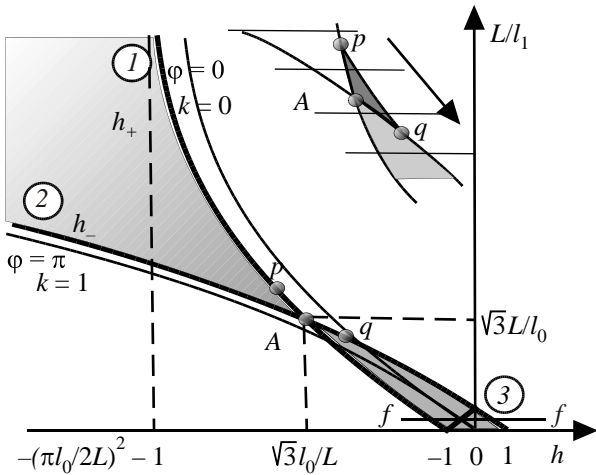


Рис. 2. Зависимости бифуркационных полей вблизи основных состояний $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ от параметра L/l_1 .

и меньше поля бифуркации при $L/l_1 \gg 1$ в меру $L/l_1 \ll 1$. Два предельных случая соответствуют «тонкой» ФМ пленке с $J \gg J_0$, $l_1 \gg a$ и $L/l_1 \ll 1$, и «толстой» пленке с $J \sim J_0$, $l_1 \sim a$ и $L/l_1 \gg 1$. То есть понятие «толстой» и «тонкой» пленки характеризует не столько реальную толщину L , сколько соотношение обменных взаимодействий в ФМ и через интерфейс.

Бифуркация вблизи однородного состояния с $\varphi = \pi$ при поле H_- описывается линейными уравнениями для малых отклонений $\psi = \pi - \varphi \ll 1$ от этого состояния

$$Ja^2\psi_{xx} - (\beta - H)\psi = 0, \quad (Ja\psi_x + J_0\psi)|_0 = 0, \quad (9)$$

решение которых вида $\psi = \text{ch}(\sqrt{1-h}(x-L)/l_0)$ удовлетворяет условию на свободной границе (при $H < \beta$, т.е. $h < 1$) и в неявном виде определяет критическое поле H_- :

$$(L/l_0)\sqrt{1-h_-}\text{th}(L\sqrt{1-h_-}/l_0) = (L/l_1). \quad (10)$$

Зависимость поля бифуркации $h_- = h_-(L/l_1)$ от однородного состояния с $\varphi = \pi$ как функция параметра L/l_1 приведена на рис. 2 в виде кривой (2). При больших значениях $L/l_1 \gg 1$ асимптотика бифуркационного поля имеет вид

$$h_- \rightarrow 1 - (l_0/l_1)^2 \approx - (l_0/l_1)^2 = - (l_0/L)^2 (L/l_1)^2 \gg - (l_0/L)^2.$$

В случае $L/l_1 \ll 1$ имеем

$$h_- \rightarrow -l_0^2/Ll_1 + 1 \approx - (l_0/L)^2 (L/l_1) \ll - (l_0/L)^2.$$

Наконец, при $-\beta < H < 0$ решение (7) в окрестности точки бифуркации H_+ состояния с $\varphi = 0$ сводится к $\varphi = \text{ch}(\sqrt{1+h}(x-L)/l_0)$ и тоже удовлетворяет условию на свободной границе. На интерфейсе имеем

$$(L/l_0)\sqrt{1+h_+}\text{th}(L\sqrt{1+h_+}/l_0) = (L/l_1). \quad (11)$$

Эта функция приведена на рис. 2 в виде жирного отрезка 3. Область между линиями 3 и 2 на рисунке отвечает малым значениям J_0 и малому ОС, меньшему величины анизотропии.

Трансформация указанных зависимостей в пределе отсутствия анизотропии ($\beta \rightarrow 0$) изображена на рис. 2 тонкими линиями.

На рис. 2 видно, что кроме характерного соотношения обменных взаимодействий в ФМ и через интерфейс $l_1 = L$ (т.е. $J_0 = J(a/L)$), которое разделяет эффективно «толстые» и «тонкие» ФМ пленки, возникает дополнительное важное значение обменного взаимодействия J_0 , при котором происходит трансформация гистерезисной зависимости. Оно находится в области «тонких» ФМ пленок и соответствует точке А пересечения зависимостей $h_{\pm}(J/J_0)$, т.е. линий 1 и 2. Для тонких пленок с $L \ll l_0$ в точке А имеем

$$L/l_1^* \approx \sqrt{3}(L/l_0) + (\sqrt{3}/45)(L/l_0)^3, \quad \text{т.е. } J_0^* \ll J_0, \text{ и значение поля } h^* \approx -\sqrt{3}l_0/L - (13\sqrt{3}/45)(L/l_0).$$

Если в формулах (9), (11) положить $L=2$, то приведенные зависимости $L/l_1 \sim J_0/J$ от поля h близки к таковым для ФМ пленки, состоящей из двух магнитных слоев, рассмотренных в [16] (см. рис. 4 в [16] при пересчете для зависимости в терминах $J_0 = J_0(H)$). Область ниже заштрихованной на рис. 2 отвечает однородной намагниченности ФМ слоя в направлении, противоположном намагниченности контактирующего атомного слоя АФМ, заштрихованная — скошенной фазе, неустойчивой ниже точки А. Ситуация в области выше заштрихованной более сложная. В используемом ниже длинноволновом приближении отсутствует антиколлинinearная фаза, обсуждавшаяся в [16].

В случае «толстой» пленки с $L \gg l_1$ (что выполняется при $J_0 \sim J$), из (7) следует

$$H_+/J \approx -(\pi a/2L)^2 - (a/l_0)^2 = -(\pi a/2L)^2 - \beta/J. \quad (12)$$

В этом пределе основной сдвиг не зависит от обменного взаимодействия через интерфейс и существенно больше дополнительного сдвига за счет слабой анизотропии.

Для «тонкой» пленки с $L \ll l_1$ (что выполняется при $J_0 \ll J$) бифуркационное поле равно

$$H_+/J \approx -a^2/Ll_1 - (a/l_0)^2 = -(J_0/J)(a/L) - \beta/J. \quad (13)$$

В этом случае основной «обменный» сдвиг уже зависит от межслоевого взаимодействия и при его малой величине может быть порядка сдвига за счет анизотропии и даже при $J_0 < JaL/l_0^2$ меньше него. (В пределе $J_0 \rightarrow 0$ обменный сдвиг исчезает). Для приведенных выше экспериментальных данных обменный сдвиг имеет порядок величины $2,5 \cdot 10^{-5}$, а дополнительный сдвиг, обусловленный анизотропией, порядок $5 \cdot 10^{-6}$. (При этом $H_+/\beta = h_+ \approx 5$ и $\delta H_+/\beta = -1$.)

В случае бифуркации от однородного состояния с $\varphi = \pi$ из (11) следует в пределе толстой пленки с $L \gg l_1$ бифуркационное значение поля:

$$H_-/J \approx -(a/l_1)^2 + (a/l_0)^2 = -(J_0/J)^2 + \beta/J, \quad (14)$$

в котором основной сдвиг (в единицах H/J) порядка единицы, а дополнительный, связанный с анизотропией, для приведенных экспериментальных значений $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ (т.е. $H_-/\beta \sim 2 \cdot 10^5$ и $\delta H_-/\beta = 1$). Наконец, в случае тонкой пленки

$$H_-/J \approx -a^2/Ll_1 + (a/l_0)^2 = -J_0/J + \beta/J. \quad (15)$$

Как показано в [14], для тонкой пленки ФМ ширина области перемагничивания равна приблизительно

$$\Delta H/J = (2/3)(a/l_1)^2, \quad (16)$$

и имеет порядок $3 \cdot 10^{-7}$ ($\Delta H/\beta \sim 6 \cdot 10^{-2}$), т.е. существенно меньше дополнительных сдвигов за счет анизотропии (порядка $\delta H/J \sim 5 \cdot 10^{-6}$ или $\delta H/\beta = 1$). Отсюда следует, что в случае очень «тонкой» пленки гистерезис имеет вид обычной прямой вертикальной петли. (Реально петля гистерезиса имеет наклон, связанный с магнитной вязкостью, который отсутствует при теоретическом рассмотрении в рамках идеального магнетика при бесконечно медленном перемагничивании.)

Таким образом, если за исходную взять ФМ систему без магнитной анизотропии (тонкие линии на рис. 3(а)), рассмотренную в [16], то при учете анизотропии трансформация полевой зависимости намагниченности имеет следующий вид. Точки бифуркации от основного состояния с $\varphi = 0$ смещаются в область больших отрицательных значений поля, а от состояния с $\varphi = \pi$ — в область меньших отрицательных значений поля на одинаковую величину $\Delta H_{\pm} = \mp \beta$. Такая трансформация качественно изображена на рис. 3 при различных значениях обменного межслоевого взаимодействия. Стрелки указывают сдвиги полей бифуркации. На рис. 3(б) показаны возникающие при этом гистерезисные

петли (заштрихованы). Точные соотношения, описывающие трансформацию гистерезиса, будут получены ниже.

При $L/l_1 \rightarrow 0$ (ФМ пленка с двумя свободными границами) гистерезисная петля имеет симметричную относительно точки $H = 0$ форму шириной 2β . С ростом величины L/l_1 (ростом обменного взаимодействия через интерфейс) эта петля смещается в область отрицательных полей (ОС), а при $l_0 \sim l_1$ (вблизи точки А на рис. 2) существенно перестраивается, и при дальнейшем росте величины J_0 исчезает. Возникающая однозначная зависимость $M = M(H)$ при $L/l_1 \gg 1$ (в «толстых» пленках) становится несимметричной относительно ОС конфигурации. Рисунки демонстрируют, что наиболее интересная область параметров с необычным характером гистерезиса лежит вблизи точки А с $J_0 = \sqrt{3\beta J}$ на рис. 2.

Из уравнения (3) видно, что вблизи коллинеарных состояний ФМ со значениями φ , близкими к 0 или π , анизотропия дает существенный вклад в полевую зависимость намагниченности. С другой стороны, вдали от однородных состояний значительная часть ФМ пленки имеет развороты углов намагниченности $\varphi \sim \pi/2$. В этих областях влияние анизотропии ослаблено, и полевая зависимость должна слабо отличаться от таковой в отсутствие магнитной анизотропии.

В отличие от исследованной ранее в [13] модели с двумя ФМ слоями, в рамках длинноволнового рассмотрения не возникают две гистерезисные петли. Ниже мы покажем, что при фиксированном значении внешнего поля допустимы только два различных решения системы (3)–(5), т.е. только два различных значения полной намагниченности, и зависимость $M = M(H)$ однозначна или двухзначна. Из этого следует вполне определенный вид гистерезисных петель в области $l_1 < l_0/\sqrt{3}$, где $h_+ > h_-$, и области $l_1 > l_0/\sqrt{3}$, где $h_+ < h_-$. Качественный анализ показывает, что в общем случае возможны только гистерезисные зависимости, изображенные на рис. 4.

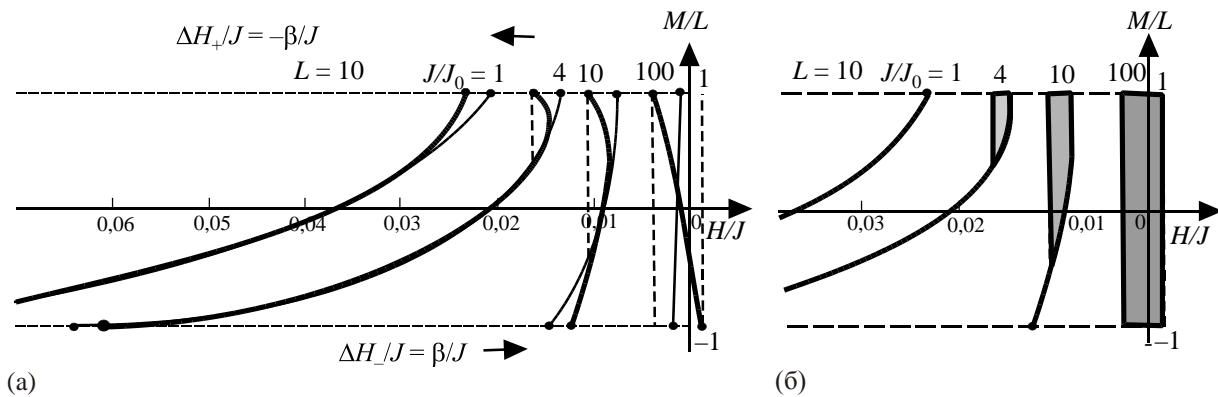


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности ФМ слоя толщиной $L = 10a$ для различных значений взаимодействия через интерфейс и для значения магнитной длины $l_0 = 20a$ ($\Delta H/J = 0,0025$) (а). То же, но с указанием областей гистерезиса (б).

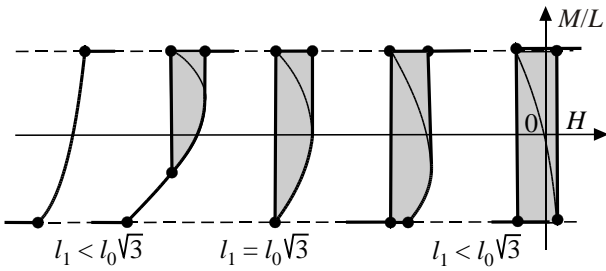


Рис. 4. Возможные виды гистерезисных зависимостей $M = M(H)$ при различных значениях обменного взаимодействия ФМ/АФМ. На рисунке — слева направо — уменьшение параметра J_0 .

При выполнении неравенства $L/l_0 \ll 1$ переходная область полей, разделяющая обычные прямоугольные обменно-сдвинутые гистерезисные петли и зависимости без гистерезиса, является узкой.

При увеличении взаимодействия ФМ пленки с АФМ системой прямоугольная гистерезисная петля при критическом значении этого взаимодействия начинает слабо изменять свою форму. В самой критической (бифуркационной) точке вблизи конфигурации с однородной намагниченностью $M = -M_0N = -M_0L/a$, т.е. $\varphi = \pi$, выполняется соотношение $dH/dM = 0$, т.е. $dH/dA|_{A \rightarrow 0} = 0$, где A — амплитуда отклонения намагниченности от основного состояния. В этом пределе уравнение (3) и граничное условие (4) для $\psi = \pi - \varphi$ принимают вид

$$l_0^2 \psi_{xx} - (1-h)\psi + (h-4)/6 \psi^3 = 0, \quad (17)$$

$$l_1 \psi_x(0) = -\varphi(0) + \varphi^3(0)/6.$$

Решение этой системы уравнений можно искать в виде ряда

$$\psi = A + A \sum_{n=1}^{\infty} (a_n + A^2 b_n) ((x-L)/l_0)^{2n}. \quad (18)$$

При этом граничное условие в пределе $L/l_0 \ll 1$ также представляется рядом по малому параметру $h(L/l_0)^2 \sim L/l_0 \ll 1$, и из него следует, что гистерезисная петля зарождается вблизи однородного состояния с $\psi = 0$ в критической точке (q на рис. 2) при значениях поля и обменной константы ФМ/АФМ взаимодействия

$$h^{(q)} \approx -\sqrt{3}l_0/L + 6/5 - 2L/\sqrt{3}l_0, \quad (19)$$

$$L/l_1^{(q)} \approx \sqrt{3}(L/l_0) - (6/5)(L/l_0)^2 + (6\sqrt{3}/5)(L/l_0)^3.$$

С ростом величины J_0 гистерезисная петля становится все более асимметричной и в точке A приобретает вид средней зависимости на рис. 4. Далее с ростом J_0 появляется наклонный участок зависимости $M = M(H)$ без гистерезиса с утончающейся гистерезисной частью. На рис. 2 участок гистерезиса соответствует сужающейся темной области выше точки q .

При этом для малых отклонений $\varphi \ll 1$ намагниченности от однородного состояния с $M = M_0N$ уравнения, аналогичные (17) для φ , следующие:

$$l_0^2 \varphi_{xx} - (1+h)\varphi + (4+h)/6 \varphi^3 = 0, \quad (20)$$

$$(l_1 \varphi_x - \varphi + \varphi^3/6)|_{x=0} = 0.$$

Решение системы (20) также ищется в виде (18), что дает значения бифуркационных параметров

$$h^{(p)} \approx -\sqrt{3}l_0/L - 6/5 - 2L/\sqrt{3}l_0,$$

$$L/l_1^{(p)} \approx \sqrt{3}L/l_0 + (6/5)(L/l_0)^2 + (6\sqrt{3}/5)(L/l_0)^3, \quad (21)$$

которые отмечены точкой p на рис. 2. На вставке этого рисунка детально показана трансформация характера гистерезиса, а стрелка соответствует уменьшению взаимодействия через границу раздела. На рисунке видно возникновение дополнительной области, связанной с гистерезисом (более темная на вставке), которая соответствует одной из дополнительных областей на рис. 4 в [16] для $N = 2$.

4. Точное решение задачи о влиянии АФМ на гистерезисную зависимость намагниченности ФМ слоя

Рассмотрим полевую зависимость намагниченности аналитически более детально. Удобно от угловой переменной φ перейти к проекции намагниченности слоя на направление поля, наведенного границей с АФМ:

$$m = \cos \varphi. \quad (22)$$

В терминах новой переменной уравнение (3) легко позволяет провести одно интегрирование и сводится к виду, допускающему анализ на «фазовой плоскости» (m, m_z) :

$$m_z^2 = (1-m^2)(m-m_1)(m_2-m), \quad (23)$$

где

$$m_{1,2}(h) = (-h \mp \sqrt{h^2 + c}), \quad m_1 \leq m_2, \quad (24)$$

c — константа первого интегрирования и безразмерная координата $z = x/l_0$. Граничные условия в новых переменных имеют вид

$$(l_1/l_0)m_z = -(1-m^2)|_{z=0}, \quad m_z = 0|_{z=L/l_0}. \quad (25)$$

Величина m принимает значения в интервале $-1 \leq m \leq 1$, а характер решения зависит от соотношения m_1 и m_2 , т.е. от значений поля H . (Константа c определяется из граничных условий.) Различным решениям уравнения (23) соответствуют петли на плоскости (m, m_z) , пересечения которых с параболой (25) на ней «выбирают» решения, допускаемые граничными условиями.

Из выражения (25) видно, что на плоскости c, h возникает несколько секторов с различным видом решения (см. рис. 5(a)). Поскольку $m_1 + m_2 = -2h$, и мы будем рассматривать значения поля $h < 1$, то при разных значениях c и h возможны только четыре различные ситуации: $-1 < m_1 < m_2 < 1$ (сектор A), $-1 < m_1 < 1 < m_2$ (сектор B), $m_1 < -1 < 1 < m_2$ (сектор C) и $m_1 < -1 < m_2 < 1$ (сектор D). На части сепаратрисы (aa') $m_1 = m_2 = 0$, на (ab) $0 < m_1 = m_2 < 1$, на (bs) $-1 < m_1 = m_2 < 0$, в точке b $m_1 = m_2 = 0$, в точке (d) $m_1 = -1, m_2 = 1$. Сепаратрисная кривая abs соответствует соотношению $c = -h^2$, прямая

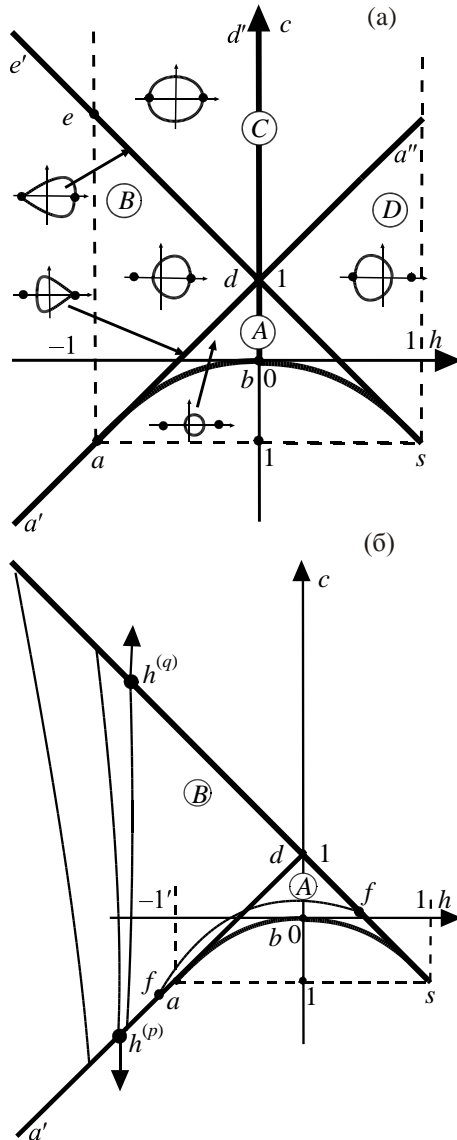


Рис. 5. Сектора с различным характером поведения решений уравнения (24). На врезках условно показаны характерные «фазовые траектории» в различных секторах и на сепаратрисных линиях, разделяющих сектора. Пунктирами выделены характерные значения поля $H = \pm\beta$ (а). То же с указанием линий, соответствующих зависимостям $M = M(H)$ при разных значениях обмена через границу J_0 . Область полей $h^{(p)} < h < h^{(q)}$ отвечает интервалу, в котором исчезает гистерезис (б).

($a'a''$) — соотношению $c = 1 + 2h$, а прямая ($e's$) — соотношению $c = 1 - 2h$. Решения существуют только выше отрезка (aa') и кривой (as).

Анализ фазового портрета позволяет сделать некоторые выводы о характере решений. В секторе B все траектории «начинаются» и «заканчиваются» в интервале $-1 < m < 1$. При приближении к границе $a'd$ сектора траектории приближаются к точке $m = 1$, а решение — к однородному состоянию с коллинеарной намагниченностью вдоль оси анизотропии ($\varphi = 0$). В секторах C и D возможные решения уравнения (23) не удовлетворяют граничному условию (25) и не приводятся ниже.

Выбор нужного решения (определенного значения параметра c) требует знания явного вида решения. Эти решения легко находятся и имеют разный вид в секторах A и B.

В секторе B ($1 + 2h < c < 1 - 2h$) решение имеет вид

$$m_B = -1 + \frac{(1 + m_1)(1 + m_2)}{(1 + m_1) + (m_2 - m_1) \operatorname{dn}^2(s(L - x), k)}, \quad (26)$$

где

$$s = \sqrt{(m_2 - m_1)/2}/l_0,$$

$$k = \sqrt{(1 - m_1)(1 + m_2)/2(m_2 - m_1)}, \quad (27)$$

$\operatorname{dn}(p, k)$ — эллиптическая функция Якоби и $0 \leq k \leq 1$ — ее модуль. Из этих выражений следует, что линия 1 на рис. 2 соответствует прямой aa' на рис. 5 и значению $k = 0$, линия 2 на рис. 2 — линии $e's$ на рис. 5 и $k = 1$, отрезок 3 на рис. 2 — отрезку ad на рис. 5 и $k = 1$, а отрезок оси $-1 < h < 1$ на рис. 2 — параболе abs на рис. 5 с $k = 0$. При этом сектор A на рис. 5 отвечает области между линиями a, b и $-1 < h < 1$ на рис. 2, а сектор B — остальной заштрихованной области этого рисунка.

С помощью соотношений (27) легко выразить все параметры решения в виде функций внешнего поля h и модуля k :

$$c = -h^2 + \psi^2(h, k), \quad sL = (L/l_0)\sqrt{\psi}, \quad sl_1 = (l_1/l_0)\sqrt{\psi},$$

$$m_1 = -h - \psi, \quad m_2 = -h + \psi, \quad (28)$$

$$\psi(h, k) = (2k^2 - 1) + \sqrt{(2k^2 - 1)^2 - 1 + h^2}. \quad (29)$$

Само решение автоматически удовлетворяет граничному условию на свободной границе, где $m_B = m_1$. Подставляя его в граничное условие на интерфейсе при $x = 0$

$$(m_B - m_1)(m_2 - m_B) - (l_0/l_1)^2(1 - m_B^2) = 0, \quad (30)$$

получаем в неявном виде зависимость модуля k от внешнего поля $k = k(h)$:

$$(sl_1) \operatorname{dn}(sL, k) \operatorname{sn}(sL, k) = \operatorname{cn}(sL, k). \quad (31)$$

В общем случае явный вид аналитической зависимости найти не удастся. Исключением является предел малого взаимодействия через интерфейс $J_0 \ll \sqrt{J\beta}$, в котором она сводится к соотношению

$$k = (1/2)\sqrt{Ll_1/l_0^2} \sqrt{(1+l_0^2/Ll_1)^2 - h^2}, \quad (32)$$

отвечающему отрезку линии *ff* между линиями 1 и 3 на рис. 2. Однако в этом пределе решения для скошенной конфигурации намагниченности неустойчивы.

Асимптотики при $k \rightarrow 0$ и $k \rightarrow 1$ находятся просто. В этих пределах соотношение (31) переходит в выражения (8) и (10) для бифуркационных полей H_+ и H_- . Из формулы (31) можно также найти критические значения параметров J_0 и L , при которых возникает гистерезисная зависимость и она становится прямоугольной, и которые, естественно, совпадают с выражениями (19), (21) в пределе $L/l_0 \ll 1$.

Этот вопрос был обсужден выше. Но соотношение (31) является точным и справедливым при любых значениях модуля k , что позволяет численно найти связь $h = h(k)$, необходимую для нахождения зависимости $M = M(H)$.

Как было показано выше, наиболее интересная область параметров, в которой должно наблюдаться необычное гистерезисное поведение намагниченности и исчезновение гистерезиса, лежит вблизи точки A на рис. 2. Здесь $l_1 \approx l_0/\sqrt{3}$ и $h \approx -\sqrt{3}l_0/L \ll -1$. На рис. 5(б) переходная область с необычной гистерезисной зависимостью находится между значениями поля $h = h^{(p)}$ и $h = h^{(q)}$, отмеченными стрелками. Видно, что при малых значениях обменного взаимодействия $J_0 \ll J_0^*$ (линия *ff* на рис. 2) соответствующая зависимость для решений на рис. 5(б) (линия *ff*) проходит через сектора A и B .

В секторе A ($-h^2 < c < 1 - 2|h|, |h| < 1$) решение уравнения (23) имеет вид

$$m_A = -1 + \frac{2(1+m_1)}{(1+m_1) + (1-m_1) \operatorname{dn}^2(\eta(L-x), k)}, \quad (33)$$

где

$$\eta = \sqrt{(1-m_1)(1+m_2)}/2l_0, \quad (34)$$

$$k = \sqrt{2(m_2 - m_1)/(1-m_1)(1+m_2)}.$$

С помощью соотношений (24), (34) преобразуем параметры решения к виду (28) с

$$\psi(h, k) = (2/k^2 - 1) - \sqrt{(2/k^2 - 1)^2 - 1 + h^2}. \quad (35)$$

Это решение также удовлетворяет условию на свободной границе ФМ пленки. Подставляя его в граничное условие (30) при $x = 0$, получаем в неявном виде зависимость модуля k от внешнего поля $k = k(h)$:

$$(sl_1)k \operatorname{cn}(\eta L/k, k) \operatorname{sn}(\eta L/k, k) = \operatorname{dn}(\eta L/k, k). \quad (36)$$

На линии *ad* на рис. 5 происходит непрерывный переход решений m_B в m_A , и

$$m_A = m_B = -1 + \frac{2(1+h)}{h \operatorname{ch}^2(L\sqrt{(1+h)/l_0}) - (1+h)}. \quad (37)$$

Напомним, что при $J_0 < J_0^{(q)}$ все полученные решения соответствуют зависимостям $M = M(H)$, лежащим «внутри» прямоугольной гистерезисной петли и являются неустойчивыми. На рис. 5 видно, что при тех значениях параметров системы, когда решение захватывает сектор A , при фиксированных значениях магнитного поля оно однозначно. При этом зависимость намагниченности от поля имеет стандартный вид.

С ростом взаимодействия между ФМ и АФМ подсистемами эволюция полевой зависимости намагниченности происходит следующим образом. При малых значениях взаимодействия с ростом J_0 прямоугольная гистерезисная петля шириной $\Delta H = 2\beta$ ($\Delta h = 2$) сдвигается по полю (обменный сдвиг) на величину $\delta H \approx -J_0(a/L)$ (т.е. $\delta h \approx -l_0^2/Ll_1$). При достижении этим взаимодействием величины $J_0 \sim \sqrt{\beta J}$, соответствующей $l_1 \sim l_0$ и $h \sim -l_0/L$, гистерезисная петля начинает деформироваться и уменьшаться в узкой области полей $\delta h \sim 1$. Исчезновение гистерезисного поведения зависимости $M = M(H)$ при выполнении условия $L \ll l_0$ происходит в области $J_0 \sim (Ja/L)(L/l_0) \ll Ja/L$, т.е. в области «тонкой» пленки. При $J_0 \sim Ja/L$ ФМ пленка превращается в «толстую», и форма линии $M = M(H)$ без гистерезиса становится существенно асимметричной. При этом влияние анизотропии практически отсутствует.

Рассмотрим случай «тонкой» пленки в пределе $L/l_0 \ll 1$. Как было показано выше, при этом перестройка гистерезисной зависимости происходит при ФМ/АФМ взаимодействиях, характеризуемых значениями $l_1 \sim l_0$ и $|h| \sim l_0/L \gg 1$. То есть распределение намагниченности определяется решением $m_B(x)$. Поскольку в этой области $sL = (L/l_0)\sqrt{\psi} \sim (L/l_0)\sqrt{h} \sim \sqrt{L/l_0} \ll 1$, то уравнение (31), задающее зависимость $k = k(h)$, легко решается в виде разложения в степенной ряд по малому параметру $L/l_0 \ll 1$:

$$h^2 \approx a + bk^2 + ck^4 = \left[(l_0/L)^2 \lambda^2 + 2(l_0/L)\lambda(1 - \lambda^2/3) + (1 - 2\lambda^2/3 + 2\lambda^4/9) \right] - 4k^2 \left[(l_0/L)\lambda(1 - \lambda^2/3) - \lambda^2(2 - 5\lambda^2/3)/3 \right] + 8k^4 \lambda^2(11\lambda^2/15 - 1)/3, \quad (38)$$

где $\lambda = l_0/l_1 \sim J_0$. Заметим, что разложение проводится по параметру L/l_0 и малость эллиптического модуля k не предполагается: он меняется во всем интервале $[0, 1]$.

В области больших значений параметра J_0 (выше точки p на рис. 2) гистерезис отсутствует. В области необычного гистерезиса (между точками p и q на рис. 2) граничные поля гистерезисной петли определяются выражениями $-\sqrt{a} < h < -\sqrt{a-b^2/4c}$ (на правой границе $dh^2/dk^2 = 0$). Наконец, при малых значениях J_0 (ниже точки q на рис. 2) область обычного, но обменно-сдвинутого, прямоугольного гистерезиса лежит в интервале $-\sqrt{a} < h < -\sqrt{a+b+c}$.

Условия $dh^2/dk^2|_{k=0} = 0$ и $dh^2/dk^2|_{k=1} = 0$ задают границы области перестройки гистерезисной зависимости (точки p и q на рис. 2), совпадающие с приведенными выше выражениями (19), (21). С той же точностью выражение (6) для полной намагниченности ФМ слоя, соответствующей решению (26), (27), может быть представлено в виде

$$M(H) \approx -(2k^2(H) - 1)N, \quad (39)$$

где $k^2(H)$ определяется соотношением (38).

Таким образом, окончательное аналитическое выражение для зависимости намагниченности от магнитного поля описывается формулой

$$M/N = 1 - 2C/D \left(1 \pm \sqrt{1 + h^2 D/C^2 - BD/C^2} \right), \quad (40)$$

где

$$B = j^2(l_0/L)^2 + 2j(1 - j^2/3)(l_0/L) + (1 - 2j^2/3 + 2j^4/9),$$

$$D = (8j^2/3)(11j^2/15 - 1),$$

$$C = 2j(1 - j^2/3)(l_0/L) - 2j^2(2 - 5j^2/3)/3,$$

а $j = J_0/\sqrt{J\beta}$. Графики этих зависимостей для величины $l_0/L = 10$ приведены на рис. 6 в области значений параметра J_0 , в которой происходит трансформация и исчезновение гистерезиса. Индексы p , A и q соответствуют точкам на рис. 2. Видно, что полученные точные результаты соответствуют качественным результатам, приведенным на рис. 3, 4.

Таким образом, при рассмотренных соотношениях параметров сдвиг гистерезисной петли существенно больше ее ширины.

Интересно рассмотреть другой предел, в котором этот сдвиг имеет порядок ширины гистерезиса. При этом выполняется соотношение $l_0^2/l_1 L \sim 1$ и решение уравнения (31) возможно только численными методами. В этом случае $l_0/l_1 \sim 1$ и $L/l_0 \sim 1$. Заметим, что при достаточно толстой ФМ пленке соотношение $L/l_0 \sim 1$ может отвечать физической ситуации. Хотя при этом усиленное неравенство $L/l_0 \ll 1$ не выполняется и

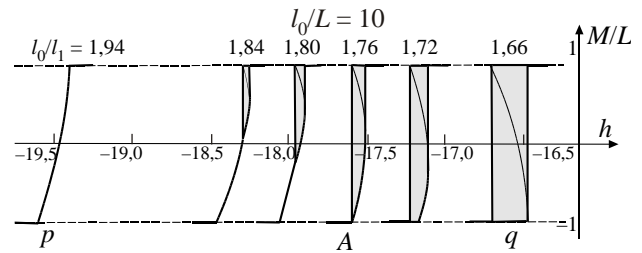


Рис. 6. Зависимости намагниченности ФМ пленки от внешнего поля при различных величинах ее взаимодействия с АФМ подложкой.

малый параметр отсутствует, но знание точных решений позволяет найти бифуркационные значения полей, которым отвечают величины модуля эллиптических функций $k \ll 1$ (точка p на рис. 2) и $k' = \sqrt{1 - k^2} \ll 1$ (точка q на рис. 2). В этих пределах можно воспользоваться разложениями эллиптических функций по малому параметру через тригонометрические и гиперболические функции [20]. Раскладывая выражение (31) в ряд по $k^2 \ll 1$ (или $k'^2 \ll 1$), ограничиваясь первыми членами разложения и приравнявая нулю коэффициенты, не содержащие k^2 (или k'^2) и пропорциональные k^2 (или k'^2), получаем в неявном виде зависимости полей бифуркаций $h^{(p)}$ и $h^{(q)}$ от параметра L/l_0 , справедливые при любых величинах этого параметра:

$$2(4+h)u + 8\sin u - h\sin 2u = 0, \quad u = 2\frac{L}{l_0}\sqrt{-1-h^{(p)}}, \quad (41)$$

$$2(4-h)w + 8\operatorname{sh} w + h\operatorname{sh} 2w = 0, \quad w = 2\frac{L}{l_0}\sqrt{1-h^{(q)}}. \quad (42)$$

В пределе $L/l_0 \ll 1$ из (41), (42) следуют полученные выше зависимости. Но численный расчет формул (41), (42) позволяет показать, что поля бифуркации стремятся к конечным величинам с ростом параметра L/l_0 . Однако при больших значениях этого параметра (толстая ФМ пленка с малым влиянием ОС) решение частично попадает в область A , и этот предел требует особого рассмотрения.

5. Влияние дискретности решетки ФМ на его магнитные характеристики в условиях ОС

Выше указывалось, что некоторые результаты настоящей работы сходны с данными, полученными нами ранее в [16] для системы с ФМ пленкой, состоящей только из двух атомных слоев. В частности, зависимости полей бифуркации решений от величины обмена через границу (8), (10) в пределе $L/a = 2$ переходят в полученные ранее результаты. Однако имеются и существенные различия. Во-первых, при длинноволновом рассмотрении отсутствуют две петли гистерезиса и «полочка» на полевой зависимости. Во-вторых, появляется асимметрия этой зависимости относительно

обменно-сдвинутого состояния. Различие результатов видно из сравнения рис. 2 данной статьи и рис. 4 в [16]. Это различие является следствием учета дискретности ФМ подсистемы в [16]. Обсудим влияние такой дискретности в случае ФМ пленки, состоящей из достаточно большого числа слоев.

Проанализируем трансформацию петли гистерезиса при изменении параметра обменного взаимодействия J_0 и количества магнитных слоев N . При этом необходимо вернуться к исходному выражению (1) для полной энергии ФМ в дискретной системе. Соответствующие уравнения магнитостатики сводятся к следующим:

$$J(\sin(\varphi_n - \varphi_{n-1}) + \sin(\varphi_n - \varphi_{n+1})) + \beta \sin \varphi_n \cos \varphi_n + H \sin \varphi_n = 0, \quad 0 < n < N, \quad (43)$$

$$J \sin(\varphi_0 - \varphi_1) + J_0 \sin \varphi_0 + \beta \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 + H \sin \varphi_0 = 0, \quad (44)$$

$$J \sin(\varphi_N - \varphi_{N-1}) + \beta \sin \varphi_N \cos \varphi_N + H \sin \varphi_N = 0. \quad (45)$$

Кроме скошенных состояний, система допускает коллинеарные и антиколлинеарные конфигурации следующих типов: однородные состояния с $\varphi_n = 0$ ($\uparrow\uparrow\uparrow \dots \uparrow$) и $\varphi_n = \pi$ ($\downarrow\downarrow\downarrow \dots \downarrow$), а также антиколлинеарное состояние с $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_{n \neq 0} = \pi$ ($\uparrow\downarrow\downarrow \dots \downarrow$). Границы существования этих состояний определяются линеаризованными уравнениями (43)–(45) и занулением детерминанта такой якобиевой матрицы:

$$\begin{vmatrix} A_0 & -J & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -J & A_1 & -J & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & -J & A_2 & -J & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & -J & A_N \end{vmatrix} = 0. \quad (46)$$

Для состояния с $\varphi_n = 0$:

$$A_0 = J + J_0 + \beta + H, \quad A_n = 2J + \beta + H, \quad A_N = J + \beta + H.$$

Для конфигурации с $\varphi_n = \pi$:

$$A_0 = J + J_0 + \beta - H, \quad A_n = 2J + \beta - H, \quad A_N = J + \beta - H.$$

Для антиколлинеарной фазы:

$$A_0 = -J + J_0 + \beta + H, \quad A_1 = \beta - H, \quad A_n = 2J + \beta - H, \\ A_N = J + \beta - H.$$

Дискретность ФМ слоя проявляется в наличии неоднородного состояния, в котором магнитные моменты всех слоев перевернуты по направлению внешнего поля, но слой, прилегающий к границе раздела, остается ориентированным по наведенному АФМ полю. Отличие поведения многослойного ФМ, с одной стороны, и влияние дискретности на толстый слой, с другой

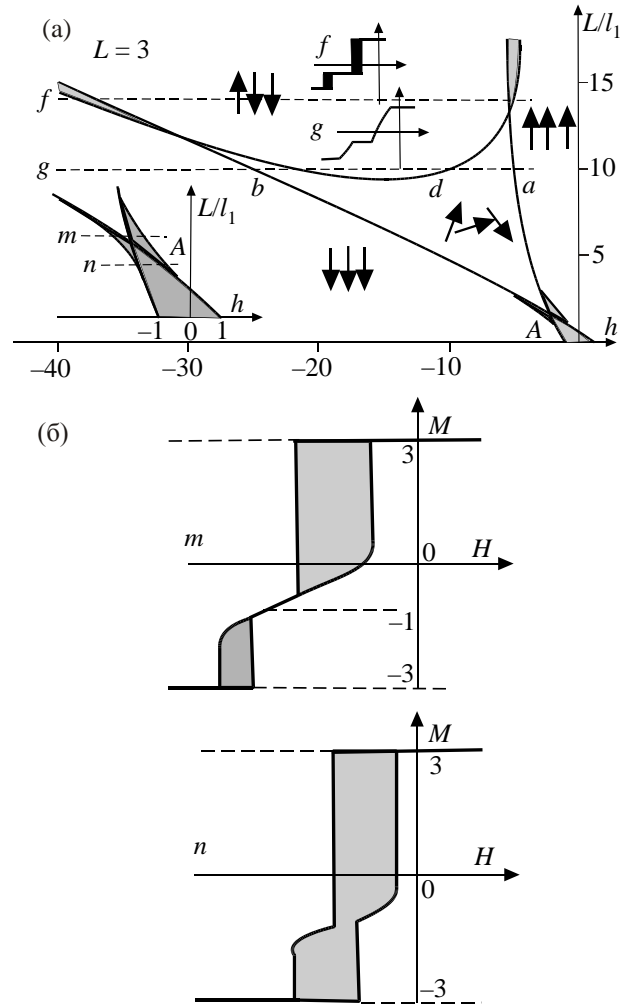


Рис. 7. Области коллинеарных, антиколлинеарных, скошенных и гистерезисных фаз при различных значениях обменного взаимодействия через интерфейс и внешнего поля в трехслойной ФМ пленке.

стороны, проявляются уже на примере трех атомных слоев. В этом случае зависимости, аналогичные (8), (10) для L/l_1 , как функции h , в дискретной трехслойной системе имеют такой вид (см. рис. 7(a)):

$$\frac{L}{l_1} = -\frac{3(l_0^2 + 1 + h)(1 + h)(3l_0^2 + 1 + h)}{l_0^2((l_0^2 + 1 + h)(2l_0^2 + 1 + h) - l_0^4)} \quad (\uparrow\uparrow\uparrow), \quad (47)$$

$$\frac{L}{l_1} = \frac{3(l_0^2 + 1 - h)(1 - h)(3l_0^2 + 1 - h)}{l_0^2((l_0^2 + 1 - h)(2l_0^2 + 1 - h) - l_0^4)} \quad (\downarrow\downarrow\downarrow), \quad (48)$$

$$\frac{L}{l_1} = \frac{3((l_0^2 + 1 - h)(l_0^2 - 1 - h)(1 - h) + 2l_0^4)}{l_0^2((l_0^2 + 1 - h)(1 - h) - l_0^4)} \quad (\uparrow\downarrow\downarrow). \quad (49)$$

В отличие от континуальной модели, в дискретном подходе появляется дополнительная линия d , ограничивающая область антиколлинеарной структуры ($\uparrow\downarrow\downarrow$). На рисунке темным выделены области гистерезиса.

Сечению f соответствуют две ассиметричные гистерезисные петли, соединенные «полочкой», отвечающей значению $M = -1$. Сечению g отвечают два участка скошенной фазы с полочкой $M = -1$ между ними. Соответствующие рисунки приведены на вставках рис. 7(a). С увеличением числа слоев линия d лишь слабо смещается в направлении увеличения L/l_1 , но при этом сильно увеличиваются значения J_0 , и этому пределу отвечает нефизическая ситуация.

Более подробно на рис. 7(a) на вставке представлена область вблизи точки A , где наблюдается преобразование и исчезновение гистерезисной зависимости, которые обсуждались выше в непрерывной модели. Вблизи этой точки, как и в континуальной модели, возникают дополнительные области гистерезиса, но теперь они существуют по обе стороны точки A . При этом наблюдаются две несимметричные, разнесенные по полю, гистерезисные петли, соединенные наклонным участком зависимости $M = M(H)$ (сечение m) или одна общая несимметричная петля — сечение n . В этом случае перестройка гистерезисной зависимости происходит вблизи значения $M = -1$. «Полочки» в полевой зависимости намагниченности отсутствуют. Полевые зависимости подробно приведены на рис. 7(б).

Интересно сравнить поведение магнитных характеристик трехслойного ФМ с двухслойной пленкой, рассмотренной ранее в [16]. В случае двух ФМ слоев зависимости (47)–(49) преобразуются таким образом:

$$\frac{L}{l_1} = -\frac{2(1+h)(2l_0^2+1+h)}{l_0^2(l_0^2+1+h)} \quad (\uparrow\uparrow), \quad (50)$$

$$\frac{L}{l_1} = \frac{2(1-h)(2l_0^2+1-h)}{l_0^2(l_0^2+1-h)} \quad (\downarrow\downarrow), \quad (51)$$

$$\frac{L}{l_1} = -\frac{2(2l_0^2-1+h)}{l_0^2(l_0^2-1+h)} \quad (\uparrow\downarrow). \quad (52)$$

Эти зависимости приведены на рис. 8(a).

Видно, что гистерезисные области вблизи точки A становятся симметричными, что приводит к симметрии гистерезисов относительно обменно-сдвинутого по полю положения (рис. 8(б)). С увеличением числа слоев левая часть гистерезисной петли на рисунках уменьшается и в длинноволновом приближении она исчезает — остается лишь одна петля, что было продемонстрировано выше. Нахождение границ дополнительных гистерезисных областей вблизи точки A более громоздко, чем для линий коллинеарных и антиколлинеарных фаз. Для этого необходимо оставлять нелинейные слагаемые в уравнениях (43)–(45), как это было сделано в [16].

С увеличением количества слоев характер гистерезисной петли вблизи точки A качественно сохраняется, но высокополевая часть гистерезисной петли становится меньше и ее перестройка происходит в

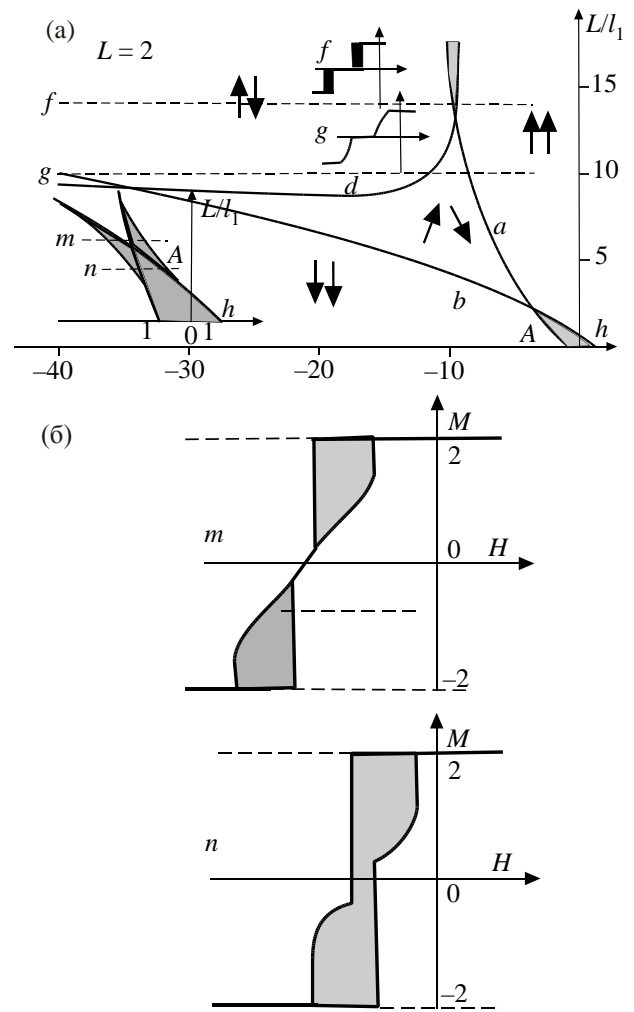


Рис. 8. Области коллинеарных, антиколлинеарных, скошенных и гистерезисных фаз при различных значениях обменного взаимодействия через интерфейс и внешнего поля в двухслойной ФМ пленке.

области значения намагниченности $M \approx -N$. На рис. 9 приведена численно полученная зависимость для ФМ пленки толщиной 10 слоев при определенном указанном соотношении констант модели.

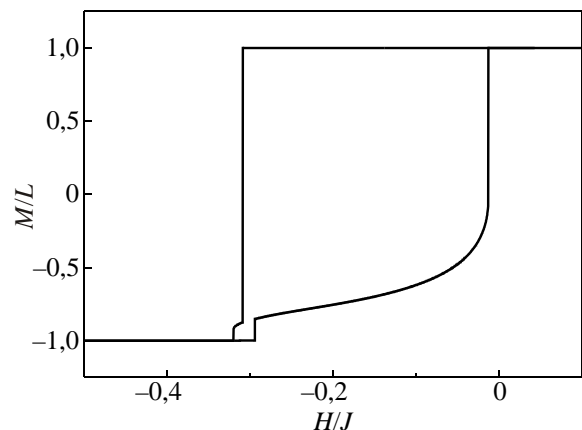


Рис. 9. Зависимость намагниченности от поля в дискретной модели при значениях параметров модели $J_0/J = 1$, $\beta/J = 0,2$, $L = 10$.

6. Заключение

В работе рассмотрено влияние антиферромагнитной подложки на характер полевой зависимости намагниченности тонкой ферромагнитной пленки. В отсутствие контакта с АФМ наблюдается гистерезис, симметричный относительно знака внешнего поля и имеющий ширину порядка величины магнитной анизотропии ФМ. Обменное взаимодействие через интерфейс приводит к сдвигу гистерезисной петли из симметричного состояния (обменный сдвиг) на величину, пропорциональную величине обменного взаимодействия с АФМ. При дальнейшем росте этого взаимодействия форма гистерезисной петли относительно сдвинутой позиции становится асимметричной, а затем часть полевой зависимости теряет свой гистерезисный характер. Наконец, при критическом значении обменного взаимодействия через границу гистерезис исчезает и форма линии $M = M(H)$ становится существенно асимметричной.

Получены аналитические выражения, определяющие форму полевой зависимости намагниченности ФМ в широком интервале значений обменного взаимодействия с АФМ и толщин ФМ пленки.

Работа поддержана грантом НАН Украины «Нанофізика нових матеріалів» № 4/13-Н.

1. W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
2. W. Stoecklein, S.S.P. Parkin, and J.S. Scott, *Phys. Rev. B* **38**, 6847 (1988).
3. J. Nogues and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
4. A.E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
5. Д.Н. Меренков, А.Н. Блудов, С.Л. Гнатченко, М. Baran, R. Szymczak, В.А. Новосад, *ФНТ* **33**, 1260 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 957 (2007)].
6. S.L. Gnatchenko, D.N. Merenkov, A.N. Bludov, V.V. Pishko, Yu.A. Shakhavaeva, M. Baran, R. Szymczak, and V.A. Novosad, *J. Magn. Magn. Mater.* **307**, 263 (2006).
7. A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **35**, 3679 (1987).
8. M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001).
9. M.D. Stiles and R.D. McMichael, *Phys. Rev. B* **59**, 3722 (1999).
10. U. Nowak, K.D. Usadel, J. Keller, P. Miltényi, B. Beschoten, and G. Güntherodt, *Phys. Rev. B* **66**, 014430 (2002).
11. T.C. Schulthess and W.H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4518 (1998).
12. Jing Chen, Guojun Jin, and Yu-qiang Ma, *J. Phys.: Condense Matter* **19**, 236225 (2007).
13. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **35**, 603 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 475 (2009)].
14. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **35**, 670 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 526 (2009)].
15. А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **37**, 1085 (2011) [*Low Temp. Phys.* **33**, 866 (2011)].
16. A.G. Grechnev, A.C. Kovalev, and M.L. Pankratova, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 1184 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 937 (2012)].
17. J.C. Slonchevski, *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 13 (1995).
18. J.M. Shaw and C.M. Falco, *J. Appl. Phys.* **101**, 033905 (2007).
19. А.М. Косевич, А.С. Ковалев, *Введение в нелинейную физическую механику*, Наукова думка, Киев (1989).
20. *Справочник по специальным функциям*, М. Абрамовиц, И. Стиган (ред.), Наука, Москва (1997).

Exchange bias influence on hysteresis of magnetization of a ferromagnetic film in contact with an antiferromagnet

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

The transformation of the hysteresis field dependence of magnetization of a ferromagnetic thin layer contacting with a magnetic-hard antiferromagnet is considered. It is shown that this interaction leads to a shift of the hysteresis loop from the symmetric configuration with respect to the field (exchange bias). Furthermore, there occur a qualitative change of the hysteresis loop shape and its subsequent disappearance: the field dependence of magnetization becomes monotonous and one-valued with increasing the exchange interaction.

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

Keywords: ferromagnet, antiferromagnet, interface, exchange bias, field dependence of magnetization.