

## Равновесные состояния и квазистатическое перемагничивание мультислойной структуры

© Д.И. Семенцов, А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет,  
432700 Ульяновск, Россия  
e-mail: sementsovdi@ulsu.ru

(Поступило в Редакцию 30 июня 2003 г.)

В системе магнитных пленок с кубической кристаллографической и одноосной наведенной анизотропией, связанных межслойным обменным взаимодействием антиферромагнитного типа, найдены равновесные ориентационные состояния магнитных моментов, отвечающие различным величинам и направлениям подмагничивающего поля. Установлены интервалы поля, где реализуются неколлинеарные состояния и состояния бистабильности, приводящие к ориентационным фазовым переходам и гистерезису. Обнаружен эффект 90-градусного переключения магнитных моментов слоев за один цикл перемагничивания, а также ориентационный фазовый переход, имеющий характер бифуркации. Построены петли гистерезиса 180-градусного плоскостного перемагничивания.

### Введение

Исследованию статических и динамических свойств мультислойных магнитосвязанных структур большое внимание уделяется уже на протяжении многих лет [1–7], что обусловлено широкими возможностями их практического использования в различных устройствах. Среди подобных структур можно выделить структуры со слабой межслойной связью, обусловленной диполь-дипольным магнитостатическим взаимодействием [1,2], и с сильной связью, обусловленной косвенным обменным взаимодействием [3–7]. К слабосвязанным относятся структуры на основе поликристаллических магнитных пленок, разделенных достаточно толстым слоем немагнитного материала. Толщина последнего должна удовлетворять условию  $d_s > \sqrt{2A/\pi M^2}$ , где  $A$  — константа обменного взаимодействия,  $M$  — намагниченность насыщения; для пленок пермаллоидного класса  $A \simeq 10^{-6}$  erg/cm,  $4\pi M \simeq 10^4$  Oe,  $d_s > 10^{-6}$  cm. К сильно связанным относятся магнитоупорядоченные сверхрешетки — многослойные тонкопленочные структуры, состоящие из нанокристаллических слоев магнитного металла и прослоек немагнитного металла толщиной  $d_s \simeq 10^{-7}$  cm. Интенсивное исследование обменносвязанных пленок обусловлено современными требованиями микроэлектроники. Уникальные физические свойства указанных структур, наиболее характерными из которых являются периодические структуры типа  $(\text{Fe}/\text{Cr})_n$ , где  $n$  — число периодов, определяются прежде всего характером связи магнитных моментов соседних слоев, приводящей в отсутствие подмагничивающего поля в случае обычного, билинейного, обменного взаимодействия как к ферромагнитному, так и к антиферромагнитному упорядочению, а в случае биквадратичной обменной связи — к неколлинеарному расположению магнитных моментов соседних слоев [8–10]. Выявление и анализ особенностей возбужде-

ния динамических режимов, чувствительных к малым изменениям параметров структуры и перемагничивающих полей, требует в первую очередь установления характера равновесных состояний системы [10–12]. В настоящей работе для мультислойной периодической структуры, состоящей из ферромагнитных слоев, разделенных немагнитными прослойками, обеспечивающими антиферромагнитную обменную связь соседних слоев, исследуются ориентационные равновесные состояния связанных магнитных моментов и характер их квазистатического перемагничивания во внешнем магнитном поле заданного направления. Именно указанный тип связи представляет наибольший интерес в плане реализации различных равновесных ориентационных состояний и разнообразных динамических режимов.

### Свободная энергия

Чтобы не учитывать влияние поверхностных слоев, будем считать, что исследуемая структура состоит из достаточно большого числа ( $n \gg 1$ ) слоев магнитного металла с намагниченностью  $M_i$  и толщиной  $d_i$ , разделенных немагнитными прослойками, толщина которых отвечает антиферромагнитному типу обменной связи между магнитными слоями. В соответствии с имеющимися экспериментальными данными [13] примем, что магнитная анизотропия магнитных слоев складывается из одноосной наведенной анизотропии типа „легкая ось“ и кристаллографической кубической анизотропии, причем кристаллографические оси [100] и [010] лежат в плоскости слоев, а ось легкого намагничивания наведенной анизотропии ориентирована перпендикулярно слоям. В этом случае свободная энергия системы в

расчете на единицу площади дается выражением

$$E = \sum_{i=1}^n d_i \left[ -\mathbf{H}\mathbf{M}_i + \frac{K_{1i}}{4} (\sin^2 2\psi_i + \cos^4 \psi_i \sin^2 2\varphi_i) + \frac{K_{2i}}{16} \sin^2 2\psi_i \cos^2 \psi_i \sin^2 2\varphi_i + (K_{ui} - 2\pi M_i^2) \cos^2 \psi_i \right] + J \sum_{i=1}^n \frac{\mathbf{M}_i \mathbf{M}_{i+1}}{M_i M_{i+1}}, \quad (1)$$

где  $J$  — константа билинейной связи, обусловленной косвенным обменным взаимодействием магнитных моментов ближайших слоев, зависящая в общем случае от толщины, материала и структурных характеристик прослойки;  $K_{1,2i}$  — первая и вторая константы кубической анизотропии;  $K_{ui}$  — константа ростовой анизотропии;  $\mathbf{H}$  — статическое подмагничивающее поле;  $\varphi_i$  — отсчитываемый от оси [100] азимутальный угол, определяющий ориентацию магнитного момента соответствующих пленок;  $\psi_i$  — угол выхода вектора  $\mathbf{M}_i$  из плоскости пленки.

Далее магнитные слои будем считать идентичными, т.е. примем  $M_i = M$ ,  $d_i = d$ ,  $K_{ui} = K_u$ ,  $K_{1,2i} = K_{1,2}$ . Константу связи  $J$  считаем положительной, что должно обеспечивать антиферромагнитную связь магнитных моментов в соседних слоях, т.е. противоположность их направлений в отсутствие подмагничивающего поля. В этом случае вся совокупность магнитных слоев разбивается на две подсистемы ( $j = 1, 2$ ) с идентичным поведением слоев каждой из подсистемы.

## Плоскостное перемагничивание

Вначале исследуем особенности квазистатического перемагничивания структуры при подмагничивающем поле  $\mathbf{H}$ , лежащем в плоскости пленок. В этом случае с учетом больших размагничивающих полей ( $4\pi M \gg 2K_u/M, JM$ ) для реализуемых на практике структур магнитные моменты лежат в плоскости слоев, поэтому равновесные углы  $\psi_j = 0$ . Для определения равновесных азимутальных углов  $\varphi_j(H)$  используем условия равновесия  $\partial E / \partial \varphi_j = 0$  и  $\partial^2 E / \partial \varphi_j^2 > 0$ , приводящие для двух соседних слоев с учетом (1) к системе уравнений

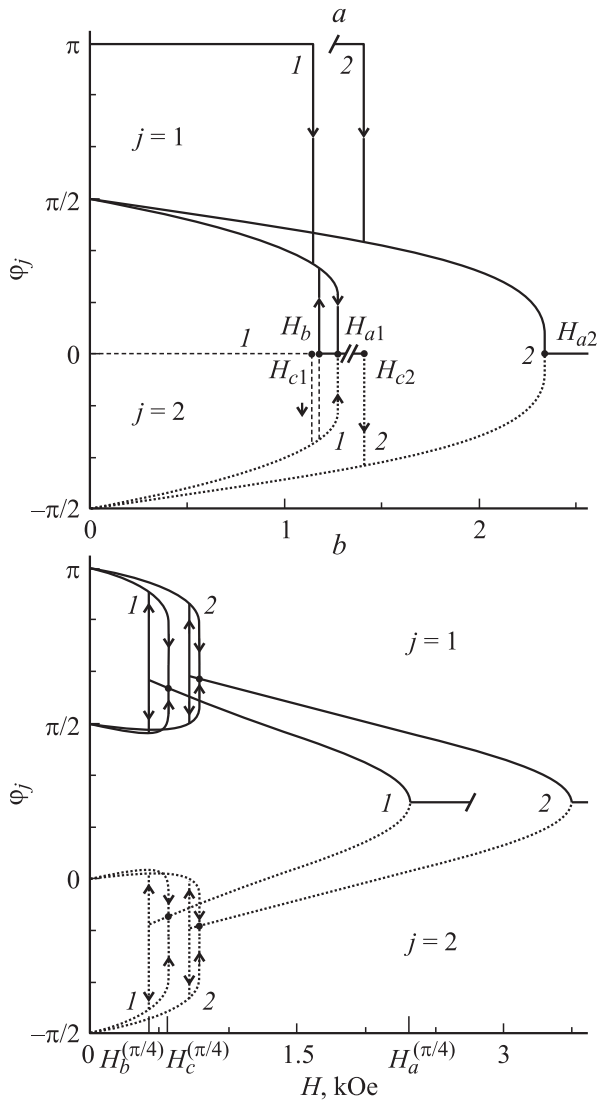
$$\begin{aligned} 2HM \sin(\varphi_j - \varphi_H) + K_1 \sin 4\varphi_j - 2\bar{J} \sin(\varphi_j - \varphi_{3-j}) &= 0, \\ HM \cos(\varphi_j - \varphi_H) + 2K_1 \cos 4\varphi_j - \bar{J} \cos(\varphi_j - \varphi_{3-j}) &> 0; \quad j = 1, 2, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\varphi_H$  — азимутальный угол, отсчитываемый от оси [100] и определяющий плоскостное направление поля  $\mathbf{H}$ ;  $\bar{J} = 2J/d$  (удвоенные константы связи по сравнению с двухслойной системой обусловлено взаимодействием магнитного момента каждого слоя с магнитными моментами двух ближайших слоев).

Согласно (2), в исходном состоянии, т.е. в отсутствие внешнего поля, магнитный момент одного из соседних слоев ориентирован вдоль кристаллографического направления [100], а магнитный момент другого слоя — противоположно.

Проведем численный анализ равновесных направлений векторов намагниченности слоев для случая  $\varphi_H = 0$ , т.е. когда подмагничивающее поле ориентировано вдоль намагниченности слоев с индексом  $j = 2$  и противоположно намагниченности слоев с  $j = 1$ . В дальнейшем для численных расчетов будем использовать параметры, близкие к параметрам системы  $(\text{Fe}/\text{Cr})_n$ , а именно: для слоев железа намагниченность  $M = 1620$  Gs, константы анизотропии  $K_1 = 4.6 \cdot 10^5$  erg/cm<sup>3</sup>,  $K_2 = 1.5 \cdot 10^5$  erg/cm<sup>3</sup>,  $K_u = 2.06 \cdot 10^6$  erg/cm<sup>3</sup>, толщина  $d = 21.2 \cdot 10^{-8}$  cm; параметры слоев хрома явно в (2) не входят, но они определяют величину константы связи  $J$  [5]. На рис. 1, а приведены зависимости равновесных азимутальных углов  $\varphi_1$  (сплошные кривые) и  $\varphi_2$  (пунктир) магнитных моментов двух соседних пленок от величины подмагничивающего поля  $H$ , полученные для двух значений константы связи  $J = 0.15, 0.25$  erg/cm<sup>2</sup> (кривые 1 и 2). При исходной ориентации магнитных моментов  $\varphi_{10} = \pi$ ,  $\varphi_{20} = 0$  и подмагничивающего поля  $\varphi_H = 0$  в интервале величины поля от  $H = 0$  до  $H = H_c$  равновесным остается исходное состояние. По достижении полем значения  $H_c$  происходит скачкообразный ориентационный фазовый переход во всей системе. В результате антиферромагнитного взаимодействия соседних магнитных моментов перемагничивание пленок с  $j = 1$  оказывается отличным от 180-градусного. Угловое расталкивание магнитных моментов вызывает также изменение направления намагниченности пленок с  $j = 2$ , причем  $\varphi_2(H_c) = -\varphi_1(H_c)$ . С дальнейшим увеличением поля угол между векторами намагниченности соседних пленок уменьшается и при  $H = H_a$ , когда этот угол достигает минимальной величины  $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\varphi_a(J)$ , уменьшающейся с ростом константы связи, происходит второй фазовый переход, приводящий к состоянию с сонаправленной с полем ориентацией магнитных моментов.

При уменьшении величины подмагничивающего поля от значений  $H > H_a$ , при которых исходным является состояние с сонаправленной ориентацией магнитных моментов пленок, в случае  $J = 0.15$  erg/cm<sup>2</sup> (кривая 1) это состояние сохраняется вплоть до значений поля  $H_b < H_a$ . При  $H = H_b$  происходит обратный ориентационный фазовый переход, сопровождающийся скачкообразным расхлопыванием векторов  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  и достижением ими углов  $\varphi_1(H_b) = -\varphi_2(H_b)$ . Дальнейшее уменьшение подмагничивающего поля приводит к плавному увеличению угла между намагниченностями, и при  $H = 0$  этот угол вновь становится равным  $\pi$ . Однако в отдельности каждый из магнитных моментов не возвращается в исходное состояние. Таким образом, включение подмагничивающего поля величиной  $H > H_c$  и последующее его выключение приводят к повороту магнитных моментов на угол  $\pi/2$ , т.е. начальная конфигурация с



**Рис. 1.** Полевые зависимости равновесных углов  $\varphi_1$  (сплошная линия) и  $\varphi_2$  (пунктир) при плоскостном 180- и 90-градусном (а) и 45-градусном (б) перемагничивании;  $J = 0.15, 0.25 \text{ erg/cm}^2$  (1, 2 соответственно).

углами  $\varphi_{10} = \pi$ ,  $\varphi_{20} = 0$  переходит в конфигурацию с углами  $\varphi_{10} = \pi/2$ ,  $\varphi_{20} = -\pi/2$ . Указанная ориентация магнитных моментов в энергетическом плане эквивалентна исходной ввиду типа анизотропии магнитных слоев и выбранного расположения кристаллографических осей.

В случае плоскостного 90-градусного перемагничивания, имеющего место, когда в исходном состоянии  $\varphi_{10} = -\varphi_{20} = \pi/2$  и  $\varphi_H = 0$ , увеличение поля до значения  $H_a$  приводит к постепенному сближению магнитных моментов. При  $H = H_a$ , как и в рассмотренном выше случае, происходит ориентационный фазовый переход, в результате которого равновесной становится только сонаправленная ориентация магнитных моментов. Восстановление неколлинеарной конфигурации при уменьшении подмагничивающего поля происходит в результате обратного фазового перехода, когда поле достигает

значения  $H_b$ . Таким образом, при малых  $J$  имеет место ориентационная петля гистерезиса, которая сужается при увеличении константы взаимодействия. В случае же больших  $J$  (кривая 2)  $H_b = H_a$  и петля гистерезиса отсутствует.

Ветви равновесных ориентаций магнитных моментов  $\mathbf{M}_{1,2}$  при увеличении или уменьшении поля от значения  $H = H_c$  оказываются общими для рассмотренных случаев поперечного и продольного плоскостного перемагничивания. В соответствии с (1) и (2) это связано с исчезновением при указанном критическом значении поля энергетического минимума для углов  $\varphi_1 = \pi$ ,  $\varphi_2 = 0$  и его наличием для неколлинеарных ориентаций магнитных моментов вплоть до нулевого значения поля, где устанавливаются углы  $\varphi_{j0} = \pm\pi/2$ . В результате, перейдя из состояния с противоположной ориентацией на ветви равновесных углов, относящихся к неколлинеарным состояниям, вернуться в исходную конфигурацию при снятии поля магнитные моменты больше не могут.

Точные выражения для критических значений полей могут быть получены из системы уравнений (2) и имеют вид

$$H_a = \frac{4}{3M} \sqrt{\frac{J+K_1}{6K_1}} (J+K_1), \quad H_b = \frac{2}{M} (J-K_1),$$

$$H_c = \frac{2}{M} \sqrt{K_1(J+K_1)}. \quad (3)$$

Минимальный угол между магнитными моментами при неколлинеарной их конфигурации можно получить из системы (2) с учетом (3)

$$\cos \varphi_a = \sqrt{\frac{J+K_1}{6K_1}}. \quad (4)$$

С увеличением константы связи петля гистерезиса сужается, а угол  $\varphi_a$  уменьшается и при значении  $J = J_{ab} \approx 0.24 \text{ erg/cm}^2$ , соответствующем равенству  $H_a = H_b$ , обращается в нуль вместе с исчезновением петли гистерезиса.

Рассмотрим теперь важный случай плоскостного перемагничивания, когда поле  $\mathbf{H}$  ориентировано вдоль кристаллографической оси [110], т.е. когда  $\varphi_H = \pi/4$ . Соответствующие зависимости равновесных азимутальных углов от величины подмагничивающего поля, полученные для  $J = 0.15, 0.25 \text{ erg/cm}^2$  и двух начальных ориентаций магнитных моментов — вдоль направления [100], когда углы  $\varphi_{10} = \pi$ ,  $\varphi_{20} = 0$ , и направления [010], когда  $\varphi_{10} = \pi/2$ ,  $\varphi_{20} = -\pi/2$ , приведены на рис. 1, б. При увеличении подмагничивающего поля происходит плавное сближение магнитных моментов пленок, а по достижении им критической величины  $H_c^{(\pi/4)}$  имеет место ориентационный фазовый переход. В результате данного фазового перехода для обеих начальных ориентаций магнитных моментов устанавливаются равновесные положения, симметричные относительно направления [110]. Дальнейшее увеличение подмагничивающего поля при-

водит к дальнейшему сближению магнитных моментов, и при значении поля, равном  $H_a^{(\pi/4)}$ , магнитные моменты становятся сонаправленными. Ветви симметричных относительно направления [110] равновесных ориентаций можно построить, используя полученное из системы (2) выражение

$$H = \frac{2}{M} (\bar{J} \mp K_1 \sin 2\varphi_j) \cos \left( \varphi_j \pm \frac{\pi}{4} \right), \quad (5)$$

где верхний знак относится к слоям с  $j = 1$ , а нижний — с  $j = 2$ .

Критическое значение  $H_a^{(\pi/4)}$  при этом соответствует значению углов  $\varphi_j = \pi/4$  и определяется выражением

$$H_a^{(\pi/4)} = \frac{2}{M} (\bar{J} + K_1). \quad (6)$$

Уменьшение подмагничивающего поля до значения  $H_b^{(\pi/4)} < H_c^{(\pi/4)}$  при исходной симметричной относительно оси [110] равновесной ориентации магнитных моментов приводит к постепенному их расхождению. Значение поля  $H_b^{(\pi/4)}$  является бифуркационным, т. е. при достижении полем этого значения система связанных магнитных моментов имеет два возможных направления перемагничивания. В результате могут устанавливаться как равновесные углы, близкие к направлению [100], так и углы, близкие к направлению [010].

На рис. 2 приведены зависимости от величины константы связи бифуркационного значения поля, ширины петли гистерезиса  $\Delta_{bc}^{(\pi/4)} = H_c^{(\pi/4)} - H_b^{(\pi/4)}$  и поля насыщения  $H_a^{(\pi/4)}$  в направлении [110] (а, кривые 1–3), а также угловых скачков  $\Delta\varphi_{cj}^{(\pi/4)}$  и  $\Delta\varphi_{bj}^{(\pi/4)}$  (b, кривые 1 и 2), имеющие место в точках фазовых переходов  $H = H_c^{(\pi/4)}$  и  $H = H_b^{(\pi/4)}$  соответственно. Большие угловые скачки (сплошные кривые) совершает магнитный момент первого слоя в случае  $\varphi_{10} = \pi, \varphi_{20} = 0$  и магнитный момент второго слоя в случае  $\varphi_j = \pm\pi/2$ . Из приведенных кривых видно, что значения всех критических полей с ростом константы межслойного обмена монотонно возрастают, тогда как ширина петли гистерезиса при этом убывает (для  $J = 0.4 \text{ erg/cm}^2$  — кривая 2 на рис. 1, b — петля гистерезиса имеет ширину  $\Delta_{bc}^{(\pi/4)} \approx 21 \text{ Oe}$ ). Величина больших угловых скачков также монотонно убывает. Величина же меньших скачков (пунктир) имеет явно выраженный максимум при  $J \approx 0.2 \text{ erg/cm}^2$  в точке фазового перехода  $H = H_b^{(\pi/4)}$ , т. е. при уменьшении подмагничивающего поля, и монотонно возрастает для рассматриваемых значений  $J$  в точке  $H = H_c^{(\pi/4)}$  при увеличении поля. Следует заметить, что для рассматриваемой структуры (в частности, при  $M_1 = M_2$ ) оба равновесных положения магнитных подрешеток, устанавливающихся в результате бифуркационного фазового перехода при  $H = H_b^{(\pi/4)}$ , с точки зрения суммарной намагниченности оказываются идентичными.

На выбор направления перемагничивания к одному из двух равновесных положений в результате фазового перехода при  $H = H_b^{(\pi/4)}$  могут повлиять различные

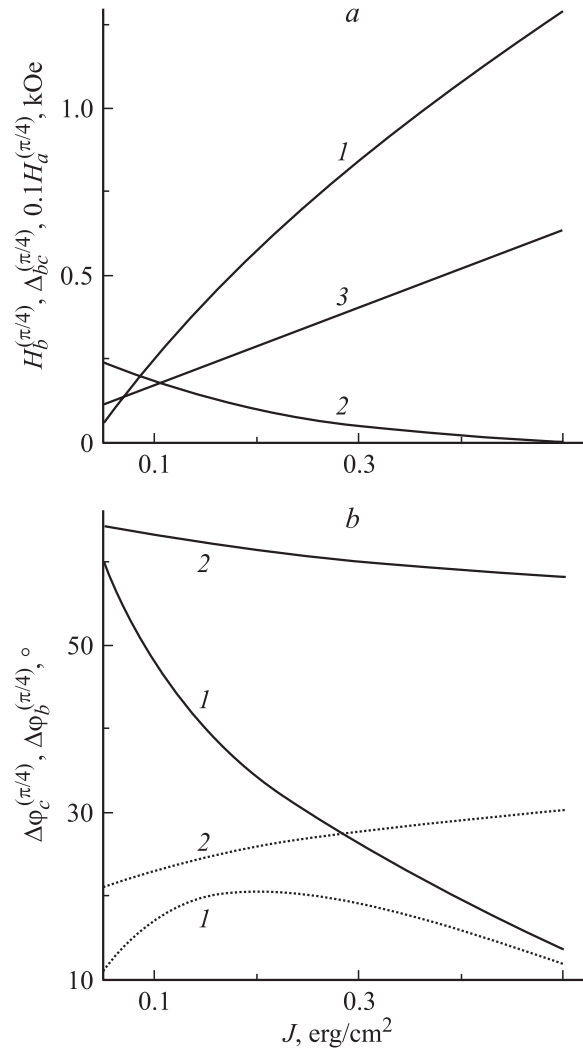
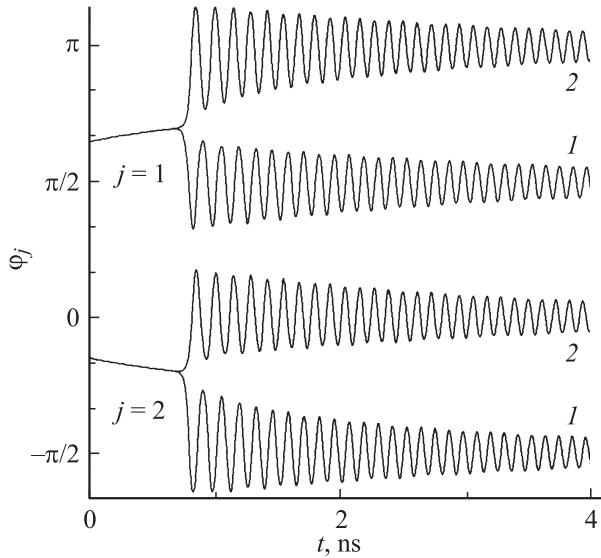


Рис. 2. Зависимости от величины константы связи бифуркационного значения поля  $H_b^{(\pi/4)}$ , ширины петли гистерезиса  $\Delta_{bc}^{(\pi/4)} = H_c^{(\pi/4)} - H_b^{(\pi/4)}$ , поля насыщения  $H_a^{(\pi/4)}$  в направлении [110] (а, 1–3 соответственно) и угловых скачков  $\Delta\varphi_{cj}^{(\pi/4)}$  и  $\Delta\varphi_{bj}^{(\pi/4)}$  (b, 1 и 2;  $j = 1$  — сплошная кривая,  $j = 2$  — пунктир).

флуктуации параметров системы, а также параметры, определяющие характер спадания величины подмагничивающего поля. На рис. 3 для  $J = 0.2 \text{ erg/cm}^2$  приведены временные зависимости углов  $\varphi_j$ , выходящих на равновесные положения магнитных моментов в случае реализации ориентационного фазового перехода при полном выключении поля по закону

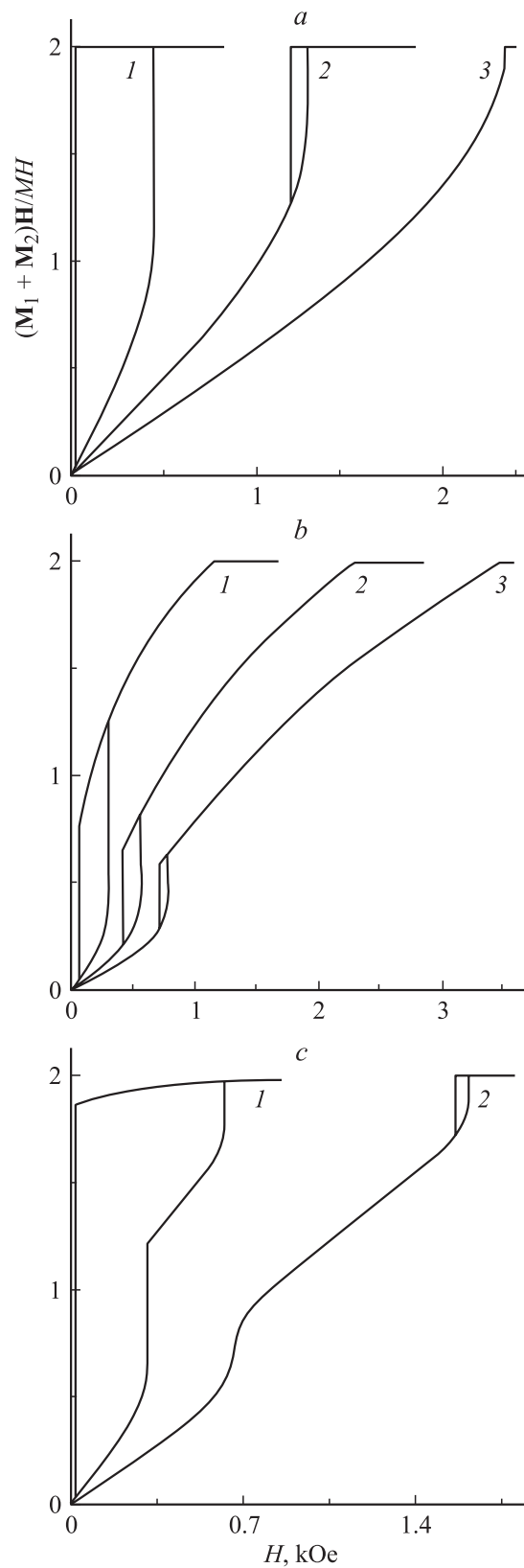
$$H(t) = H_0 \exp(-t/\tau), \quad (7)$$

с постоянной времени  $\tau = 1 \text{ ns}$  и двумя начальными значениями поля  $H_0 = 580$  и  $579 \text{ Oe}$  (кривые 1 и 2), которые выше критического значения  $H_b^{(\pi/4)} = 576 \text{ Oe}$ . Из представленных зависимостей следует, что реализация одного из двух равновесных состояний зависит от выбора начального значения подмагничивающего поля. Подобные кривые могут быть также получены при одинаковом  $H_0$ , но различной скорости спадания поля.



**Рис. 3.** Временные зависимости углов  $\varphi_{1,2}$  вблизи поля фазового перехода  $H_b^{(\pi/4)}$ ;  $H_0 = 580, 579$  Ое (1, 2 соответственно.)

Важной характеристикой магнитного образца, достаточно просто получаемой в эксперименте, является его петля гистерезиса при 180-градусном перемагничивании. Петля гистерезиса мультислойной структуры определяется поведением суммарной намагниченности  $\sum \mathbf{M}_i$  в перемагничивающем поле. Поэтому на рис. 4 приведена полевая зависимость нормированной проекции суммарного магнитного момента обеих подрешеток  $(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/M$  на направление перемагничивающего поля для исходной ориентации магнитных моментов  $\varphi_j = \pm\pi/2$  и внешнего поля  $\varphi_H = 0, \pi/4, \pi/8$  (a, b и c) при значениях константы связи  $J = 0.05, 0.15, 0.25$  erg/cm<sup>2</sup> (кривые 1–3), в силу нечетности функции представлена только половина указанной зависимости. Из приведенных зависимостей видно, что петли гистерезиса исследуемой структуры, как правило, схлопываются в области малых полей. С увеличением константы связи ширина петли уменьшается, область схлопывания увеличивается, при  $J > J_{ab}$  (или  $J > J_{bc}^{(\pi/4)}$ , где  $J_{bc}^{(\pi/4)}$  соответствует равенству  $H_b^{(\pi/4)} = H_c^{(\pi/4)}$ ) петля гистерезиса переходит в кривую перемагничивания. Петля имеет только одну точку схлопывания при  $H = 0$ , если  $J = J_b$ , где  $J_b$  — значение, при котором обращается в нуль  $H_b$  (или  $H_b^{(\pi/4)}$ ), а для малых констант связи  $J < J_b$  схлопывание петли отсутствует. В случае ориентации поля вдоль оси [100] петли гистерезиса перестают существовать при меньших константах связи, чем в случае ориентации поля вдоль оси [110], так как  $J_{ab} < J_{ab}^{(\pi/4)}$ . Когда направление перемагничивающего поля не совпадает с направлением осей [100] и [110], в частности при  $\varphi_H = \pi/8$ , в петле гистерезиса наблюдается дополнительный изгиб, резкий или плавный, в зависимости от величины константы связи. Кроме того, максимальная намагниченность достигается при увеличении поля асимптотически. Однако по своим особенностям данные



**Рис. 4.** Петли гистерезиса мультислойной структуры для исходной ориентации магнитных моментов  $\varphi_j = \pm\pi/2$  и внешнего поля  $\varphi_H = 0$  (a),  $\pi/4$  (b),  $\pi/8$  (c);  $J = 0.05, 0.15, 0.25$  erg/cm<sup>2</sup> (1–3 соответственно).

петли гистерезиса близки к случаю (а), когда поле ориентировано вдоль оси [100]. Вид приведенных на данном рисунке петель достаточно хорошо отражает форму экспериментальных петель реальных пленок [13,14].

## Перпендикулярное перемагничивание

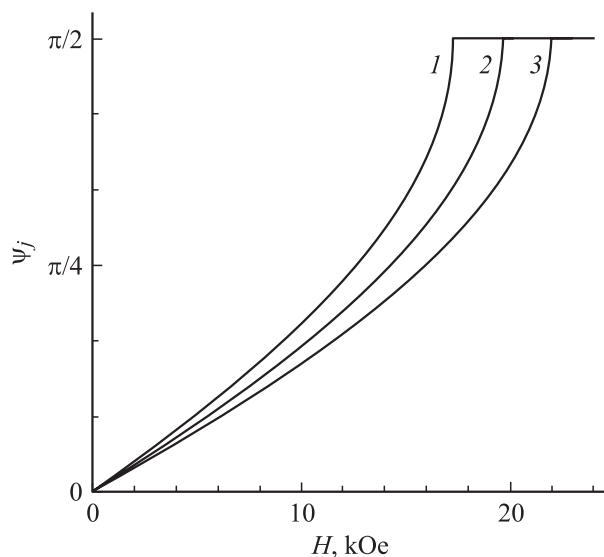
Пусть подмагничивающее поле  $\mathbf{H}$  ориентировано нормально относительно плоскости структуры. В этом случае при исходной ориентации противоположно направленных магнитных моментов слоев вдоль кристаллографической оси [100] или вдоль оси [010] равновесный угол выхода магнитных моментов из плоскости пленок определяется выражением

$$-HM \cos \psi_j + \frac{K_1}{2} \sin 4\psi_j + (\bar{J} - K_u + 2\pi M^2) \sin 2\psi_j = 0. \quad (8)$$

Из (8) следует, что в данном случае имеет место симметричное перемагничивание обоих слоев, т.е.  $\psi_1 = \psi_2$  в процессе их монотонного роста с увеличением подмагничивающего поля. При достижении полем значения

$$H_s = \frac{2}{M} (\bar{J} - K_1 - K_u + 2\pi M^2) \quad (9)$$

наступает насыщение, т.е.  $\psi_1 = \psi_2 = \pi/2$ , и дальнейшее увеличение поля не вносит изменений в ориентацию магнитных моментов. Уменьшение поля не сопровождается ориентационным гистерезисом, т.е. обратный ход намагниченности совпадает с прямым. На рис. 5 приведена зависимость  $\psi_j(H)$  для значений константы связи  $J = 0, 0.2, 0.4 \text{ erg/cm}^2$  (кривые 1–3). Величина поля насыщения  $H_s$  имеет линейную зависимость от константы связи, что может быть использовано для ее экспериментального определения.



**Рис. 5.** Полевые зависимости равновесного угла выхода магнитных моментов из плоскости пленок  $\psi_j$  для  $J = 0, 0.1, 0.2 \text{ erg/cm}^2$  (1–3 соответственно).

## Заключение

Проведенный анализ показывает, что в мультислойной структуре типа  $(\text{Fe/Cr})_n$  с антиферромагнитной связью, обеспечиваемой косвенным обменным взаимодействием, имеют место ориентационные фазовые переходы, приводящие как к коллинеарным, так и к неколлинеарным состояниям магнитных моментов пленок. Плоскостное 90-градусное перемагничивание системы при малых значениях константы связи сопровождается ориентационной петлей гистерезиса. Перемагничивание при включении сонаправленного с магнитными моментами слоев подмагничивающего поля величиной  $H > H_c$  и последующее его выключение приводит к 90-градусному перемагничиванию структуры, т.е. к эффекту „гистерезисного перемагничивания“. В случае перемагничивания структуры вдоль кристаллографической оси [110] имеет место точка бифуркации, из которой магнитные моменты могут перейти как к положениям вблизи оси [100], так и к положениям вблизи оси [010]. При 180-градусном плоскостном перемагничивании в значительном диапазоне значений константы межслойной связи наблюдается область схлопывания петель гистерезиса суммарной намагниченности структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования России (проект № PD02-1.2-72).

## Список литературы

- [1] Физика тонких пленок / Под ред. М.Х. Франкомба, Р.У. Гофмана. Т. VI. М.: Мир, 1973. 392 с.
- [2] Федосюк В.М., Макутин Г.В., Касютин О.Н. // Зарубежная электроника. 1992. № 415. С. 42–55.
- [3] Середкин В.А., Фролов Д.И., Якобчук В.Ю. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 23. С. 1446–1450.
- [4] Zhang Z., Zhou L., Wigen P.E. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. N 9. P. 6094–6112.
- [5] Устинов В.В., Кирилова М.М., Лобов И.Д. и др. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. Вып. 2. С. 477–494.
- [6] Kostyuchenko V.V., Zvezdin A.K. // Phys. Rev. 1998. Vol. B.57. N 6. P. 5951–5954.
- [7] Зюзин А.М., Бажанов А.Г., Радайкин В.В. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 11. С. 97–101.
- [8] Schreyer A., Anker J.F., Zeidler Th. et al. // Phys. Rev. 1995. Vol. B52. N 12. P. 16066–16085.
- [9] Патрин Г.С., Волков Н.В., Кононов В.П. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. Вып. 5. С. 287–290.
- [10] Бебенин Н.Г., Устинов В.В. // ФММ. 1997. Т. 84. Вып. 2. С. 29–34.
- [11] Семенов Д.И., Шутый А.М. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 21. С. 19–25.
- [12] Семенов Д.И., Шутый А.М. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. Вып. 5. С. 287–290.
- [13] Милев М.А., Ромашев Л.Н., Устинов В.В. и др. // Тез. докл. Международной школы-семинара НМММ-XVIII. М., 2002. Ч. 1. С. 102–104.
- [14] Стаценко П.Н., Антипов С.Д., Горюнов Г.Е. и др. // Там же. С. 510–512.