

05,13

Микроструктура и магнитные свойства многослойных структур $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$, полученных методом последовательного напыления

© А.С. Камзин¹, Fulin Wei², В.Р. Ганеев³, А.А. Валиуллин³, Л.Д. Зарипова³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Key Laboratory for Magnetism and Magnetic Materials of the Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou, China

³ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

E-mail: kamzin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 25 февраля 2013 г.)

В зависимости от количества и толщины слоев n исследованы текстура и магнитные свойства многослойных структур $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$, полученных методом магнетронного последовательного распыления пластин Fe и Pt и осаждением Fe- и Pt-слоев на предварительно нагретую стеклянную подложку. Из мессбауэровских исследований и измерений магнитных петель гистерезиса (МН) установлено, что пленки $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$ при $n = 16$ обладают преимущественно перпендикулярной плоскости пленок магнитной анизотропией. На основании данных рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS) можно утверждать, что в пленках существует промежуточный слой между подложкой и многослойной структурой. Проведенное микромагнитное моделирование позволяет сделать вывод, что наведение магнитной анизотропии, перпендикулярной плоскости пленок $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$ (при $n = 16$), происходит вследствие формирования анизотропного промежуточного слоя.

1. Введение

В последнее десятилетие пленки FePt фазы $L1_0$ привлекают пристальное внимание исследователей потому, что они обладают большой энергией магнитокристаллической анизотропии ($K_u \sim 7 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$) [1], что делает их очень перспективными для применения в качестве носителей информации со сверхвысокоплотной (или перпендикулярной) магнитной записью (СВПМЗ). При использовании пленок для СВПМЗ-информации легкая ось намагничивания (ось C) в них должна быть ориентирована параллельно нормали к плоскости пленки. Однако непосредственно после осаждения и без какой-либо постростовой обработки пленки FePt, как правило, обладают текстурой (111), потому что плоскость (111) является плотноупакованной плоскостью пленок FePt фазы $L1_0$. Следовательно, ось C (111) текстурированной пленки FePt в фазе $L1_0$ ориентирована не вдоль нормали к плоскости пленки, а отклонена примерно на 36° от нее [2,3]. Поэтому такие FePt-пленки не обладают перпендикулярной анизотропией. В последнее время большие усилия были направлены на получение пленок FePt фазы $L1_0$ с перпендикулярной магнитной анизотропией, как, например, с помощью эпитаксиального роста на монокристаллических подложках [4,5] или осаждения на текстурированных подслоях [6,7]. Однако вышеописанные методы являются либо дорогостоящими, либо полученные пленки не обладают нужными характеристиками.

В данной работе путем последовательного напыления Fe- и Pt-слоев на разогретую стеклянную подложку без использования промежуточных слоев были получены многослойные структуры $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$ фазы $L1_0$. На полу-

ченных многослойных структурах были исследованы магнитные свойства и структура в зависимости от количества слоев n .

2. Эксперимент

Пленки FePt в виде многослойных структур $[\text{Pt}/\text{Fe}]_n$ были получены методом магнетронного последовательного распыления пластин Fe и Pt и осаждением Fe- и Pt-слоев на предварительно нагретую стеклянную подложку. Общая толщина каждого образца составляла 40 nm и периодичность двух слоев (повторяющееся число двух слоев) была $n = 4, 8, 16, 20$ и 32. Базовое давление в камере было ниже $2 \cdot 10^{-7}$ Torr. Давление при распылении поддерживалось около 5 mTorr. В течение всего времени распыления температура подложки поддерживалась на уровне 480°C . После окончания процесса распыления температура подложки повышалась до 500°C и поддерживалась в течение 30 min.

Магнитные свойства были измерены при 77 K с использованием сверхпроводящего квантового интерферометра (SQUID) с приложением магнитного поля до 5 T. Кристаллическая структура пленок была определена рентгеновской дифракцией (РД) методом $\theta-2\theta$ -сканирования $\text{Cu } K_\alpha$ -излучения. Состав пленок был исследован методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.

Магнитная структура синтезированных пленок, а именно ориентация остаточной намагниченности, исследовалась с использованием конверсионной электронной мессбауэровской спектроскопии (КЭМС). Мессбауэровские измерения проводились с помощью спектрометра,

в котором источник гамма-квантов ^{57}Co в матрице Rd активностью $\approx 50 \text{ mCi}$ двигался с постоянным ускорением по закону движения треугольной формы. Величины изомерных сдвигов определялись относительно $\alpha\text{-Fe}$. Для регистрации конверсионных электронов использовался заполненный смесью газов $\text{He} + 5\% \text{ CH}_4$ детектор электронов [8,9], в который помещался исследуемый образец. Волновой вектор гамма-излучения источника $^{57}\text{Co}(Rd)$ при измерениях эффекта Мессбауэра был направлен по нормали к поверхности исследуемой пленки. Все измерения проводились при комнатной температуре. Скоростная шкала спектрометра калибровалась с использованием фольги из альфа-железа при комнатной температуре, а для более высокой точности калибровка проводилась с помощью лазерного интерферометра. Математическая обработка мессбауэровских спектров проводилась с помощью специальной программы [10], позволяющей из экспериментальных мессбауэровских спектров определить положения, амплитуды и ширины спектральных линий. С использованием полученных данных рассчитывались величины сверхтонких взаимодействий, а именно эффективные магнитные поля на ядрах ионов железа (H_{hf}), квадрупольные расщепления (QS) и химически сдвиги (CS).

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны рентгенограммы пленок с периодичностью n от 4 до 32. Как видно из рис. 1, при

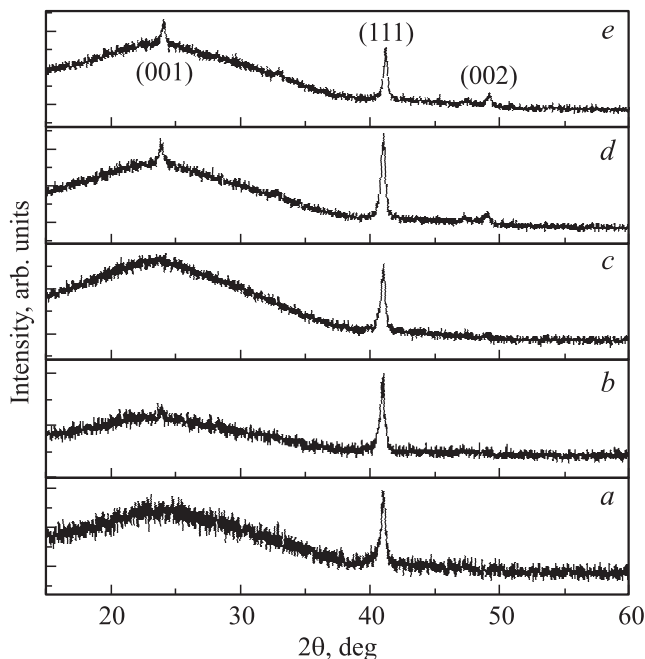


Рис. 1. Рентгенограммы FePt-многослойных пленок со структурой: *a* — $[\text{Fe}(0.65 \text{ nm})/\text{Pt}(0.60 \text{ nm})]_{32}$, *b* — $[\text{Fe}(1 \text{ nm})/\text{Pt}(1 \text{ nm})]_{20}$, *c* — $[\text{Fe}(1.3 \text{ nm})/\text{Pt}(1.2 \text{ nm})]_{16}$, *d* — $[\text{Fe}(2.6 \text{ nm})/\text{Pt}(2.4 \text{ nm})]_8$, *e* — $[\text{Fe}(5.2 \text{ nm})/\text{Pt}(4.8 \text{ nm})]_4$ соответственно.

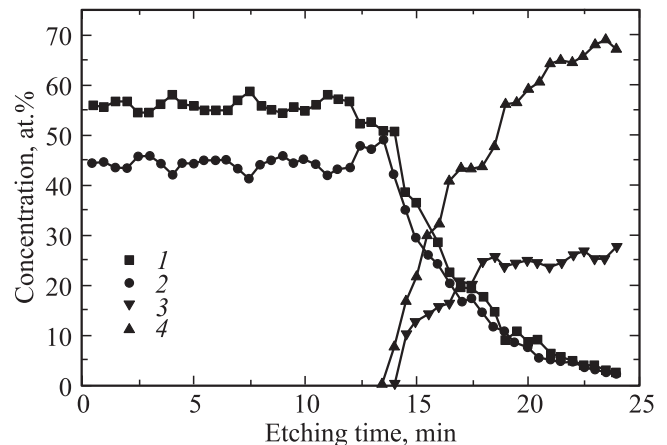


Рис. 2. Поэлементный по глубине состав многослойной структуры $[\text{Fe}(5.2 \text{ nm})/\text{Pt}(4.8 \text{ nm})]_4$. 1 — концентрация ионов Fe, 2 — концентрация ионов Pt, 3 — концентрация ионов Si, 4 — концентрация ионов кислорода.

периодичности n больше, чем 8 (рис. 1, *a, b*), наблюдаются только линии (111), принадлежащие пленкам FePt в фазе $L10$, в то время как линия (001) небольшой интенсивности наблюдается при n , равном 8 (рис. 1, *c*). Отсюда следует, что для всех $[\text{Fe}/\text{Pt}]$ ($n = 4, 8, 16, 20$) многослойных пленок доминирующей является текстура (111).

Магнитные параметры FePt-пленок представлены в табл. 1. Как видно из табл. 1, коэрцитивность пленок велика (более 10 kOe), что указывает на принадлежность полученных при осаждении многослойных структур $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$ к фазе $L10$. При периодичности n больше, чем 8, остаточная намагниченность в перпендикулярном направлении пленок выше, чем в плоскости пленок. Кроме того, при повышении периодичности n отношение остаточной намагниченности в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, увеличивается от 0.513 до 0.866, указывая на то, что полученные $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$ системы обладают перпендикулярной анизотропией. Следует отметить, что представленные в табл. 1 экспериментальные данные не согласуются с результатами работ [2,3,11,12], в которых сообщалось, что компонента намагниченности в пленках FePt с текстурой (111) в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, должна быть много меньше, чем в направлении вдоль плоскости [2,3].

На рис. 2 показаны композиционные профили распределения ионов по глубине для системы $[\text{Fe}(5.2 \text{ nm})/\text{Pt}(4.8 \text{ nm})]_4$, полученные рентгеновскими дифракционными исследованиями. Общее время травления составляло 25 min, а скорость травления — около 3.3 nm/min . На рис. 2 видно, что концентрация атомов Fe и Pt циклически меняется по глубине. Максимальное соотношение концентрации атомов железа и платины составляет $\text{Fe} : \text{Pt} = 55 : 45$, а соотношение $58 : 42$ наблюдается в промежуточном слое, т.е. формируется слой, обогащенный ионами железа. Таким образом, есть

Таблица 1. Экспериментально полученные магнитные параметры многослойных пленок [Fe/Pt]*n*

Структура пленки	Состав	<i>H_c</i> , Oe		<i>M_r/M_s</i>		<i>D</i> , nm
		In	Out ⊥	In	Out ⊥	
[Fe(0.65 nm)/Pt(0.60 nm)] ₃₂	Fe ₅₈ Pt ₄₂	13589	12473	0.669	0.805	22.3
[Fe(1.0 nm)/Pt(1.0 nm)] ₂₀	Fe ₅₆ Pt ₄₄	13861	12959	0.622	0.866	19.5
[Fe(1.3 nm)/Pt(1.2 nm)] ₁₆	Fe ₅₈ Pt ₄₂	14217	12757	0.516	0.725	23.2
[Fe(2.6 nm)/Pt(2.4 nm)] ₈	Fe ₅₈ Pt ₄₂	14132	10513	0.610	0.513	22.2
[Fe(5.2 nm)/Pt(4.8 nm)] ₄	Fe ₅₈ Pt ₄₂	11614	11454	0.427	0.731	26.8
Пленка сплава FePt(40 nm)	Fe ₅₈ Pt ₄₂	11935	11645	0.788	0.425	—

Примечание. *H_c* — коэрцитивность, измеренная в направлении вдоль (In ||) и перпендикулярно плоскости пленки (Out ⊥). (*M_r/M_s*) — соотношения остаточной намагниченности пленки к намагниченности насыщения, полученные в направлении вдоль (In ||) и перпендикулярно плоскости пленки (Out ⊥). *D* — размер гранул в пленке.

основания полагать, что в пленках, полученных методом последовательного напыления, повышение магнитной анизотропии в перпендикулярном плоскости пленки направлении может быть связано с присутствием промежуточного слоя. В этом промежуточном слое нарушается симметрия структуры и формируется дополнительная анизотропия. Природа такого повышения перпендикулярной анизотропии будет подробно обсуждена далее с использованием метода микромагнитного моделирования [13,14].

В микромагнитном моделировании полная плотность энергии магнитной пленки состоит из зеемановской энергии, эффективной энергии магнитной анизотропии, энергии обменного взаимодействия, энергии магнитостатического взаимодействия и т.п. Усиление анизотропии в перпендикулярном плоскости пленки направлении связано, в основном, с эффективной энергией анизотропии.

Для пленок с промежуточным слоем константа эффективной магнитной анизотропии *K_{eff}* состоит из вклада как анизотропии объема (*K_v*), так и анизотропии промежуточного слоя *K_{interf}*. Это может быть описано следующим уравнением:

$$K_{\text{eff}} = K_v + K_{\text{interf}}/t, \quad (1)$$

где *t* — толщина магнитного слоя.

На практике параметр объемной анизотропии *K_v* может быть заменен параметром кристаллической анизотропии. Плотность энергии кристаллической анизотропии [111] ГЦТ-ориентированной FePt многослойной системы может быть представлена как

$$E_{hk}^i = -K_c^i (\hat{m}_i \cdot \hat{C}_i)^2 + K_{c1}^i [1 - (\hat{m}_i \cdot \hat{C}_i)^2]^2, \quad (2)$$

где *C_i* — ось легкого намагничивания прямоугольной ячейки решетки, *m_i* — это нормированный вектор намагниченности *i*-й прямоугольной ячейки решетки, *K_cⁱ* и *K_{c1}ⁱ* — константы анизотропии. Для [111] ГЦТ-ориентированной FePt-пленки *C_i*-ось наклонена примерно на 36° от плоскости пленки, и ее распределение может быть

выражено как

$$f(\theta) = \exp(-\alpha \sin^2 \theta),$$

где θ — угол между осью *C_i* и осью, перпендикулярной к плоскостной ориентации (ось *y*).

Формула плотности энергии промежуточного слоя основана исключительно на симметрии структуры пленки FePt и поэтому является более обобщенной, чем было предложено Неелем [15,16]. Как следует из [11], она записывается следующим образом:

$$E_{\text{interf}} = K_s m_z^2 + K_{s_s} m_x m_y, \quad (3)$$

где феноменологические коэффициенты *K_s* и *K_{s,s}* являются эффективными константами анизотропии промежуточного слоя, *m_x*, *m_y*, *m_z* являются нормированными векторами намагниченности вдоль *X*, *Y*, *Z* оси соответственно. Первое слагаемое в формуле (3) является вкладом одноосной анизотропии в направлении по нормали к поверхности пленки, а второй член описывает анизотропию в плоскости.

Влияние анизотропии промежуточного слоя на петли гистерезиса в пленках [Fe/Pt]*n* было проанализировано с использованием микромагнитного моделирования. Как видно из рис. 3, *a*, теоретические петли гистерезиса [Fe/Pt]*n* (при *n* = 20), полученные при микромагнитном моделировании без учета эффективной константы анизотропии промежуточного слоя (при *K_s* = 0), не совпадают с экспериментальными данными. При учете анизотропии промежуточного слоя и увеличении константы эффективной анизотропии промежуточного слоя *K_s* от 0 до 0.89 · *K_c* (где *K_c* — константа магнитокристаллической анизотропии сплава FePt фазы *L1₀*), модельные петли гистерезиса, как видно из рис. 3, *b*, хорошо совпадают с полученными экспериментально. Такое хорошее совпадение модельных и полученных экспериментально петель гистерезиса указывает на то, что в [Fe/Pt]*n* многослойных структурах, полученных методом последовательного напыления Fe- и Pt-слоев на разогретую стеклянную подложку, имеется анизотропный промежуточный слой. Природой анизотропии

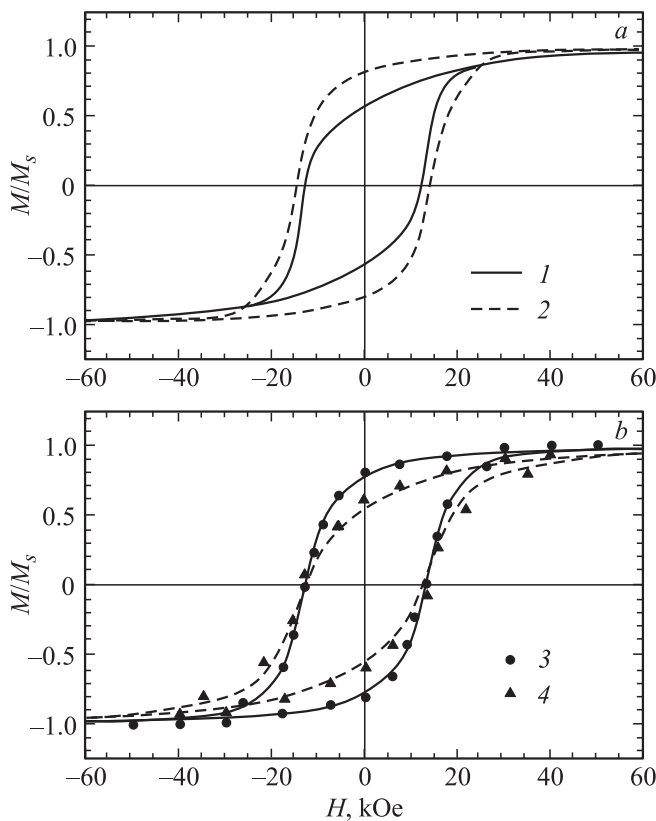


Рис. 3. Изменение петель гистерезиса за счет анизотропного промежуточного слоя для многослойной структуры $[\text{Fe}(1\text{ nm})/\text{Pt}(1\text{ nm})]_{20}$: *a* — без учета эффективной константы анизотропии промежуточного слоя ($K_s = 0$), *b* — при учете эффективной константы анизотропии промежуточного слоя ($K_s = 0.89 \cdot K_c$, K_c — константа магнитокристаллической анизотропии сплава FePt фазы $L1_0$). 1 — теоретическая петля гистерезиса в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, 2 — теоретическая петля гистерезиса в направлении, параллельном плоскости пленки, 3 — экспериментально полученная петля гистерезиса в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, 4 — экспериментально полученная петля гистерезиса в направлении, параллельном плоскости пленки.

промежуточного слоя является нарушение симметрии, что подтверждается данными рентгеновской дифракции, как это следует из рис. 1.

Величина анизотропии промежуточного слоя зависит от доли промежуточного слоя в объеме пленки. При периодичности n , равной 8, константа моделируемой магнитной анизотропии K_s промежуточного слоя составляет около 0.43 от K_c , таким образом, отношение остаточной намагниченности в направлении, перпендикулярном плоскости, ниже, чем в плоскости пленки. При повышении периодичности n от 8 до 20 количество промежуточных слоев увеличивается и, следовательно, анизотропия промежуточного слоя в пленке также должна возрасти. Результаты моделирования показывают, что константа магнитной анизотропии промежуточного слоя K_s увеличивается с $0.43 \cdot K_c$ до $0.89 \cdot K_c$, поэтому в пленках отчетливо наблюдается перпендикулярная

плоскости пленок магнитная анизотропия, несмотря на то что пленки обладают (111) текстурой.

Для получения более полного представления о процессах перемагничивания в исследуемых пленках была использована КЭМ-спектроскопия. Волновой вектор падающего на пленку гамма-излучения был направлен перпендикулярно плоскости пленки. Примеры экспериментальных спектров многослойных структур $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$ для разных величин n приведены на рис. 4. КЭМ-спектры пленок $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$ представляют собой типичные спектры тонких магнитных пленок и состоят из достаточно узких по ширине ($\approx 0.28\text{ mm/s}$) зеемановских линий поглощения гамма-квантов ионами железа, находящимися в магнитной фазе. С использованием метода вычитания и удаления линии зеемановского расщепления из спектров пленок $[\text{Fe}/\text{Pt}]_n$ было установлено, что в области

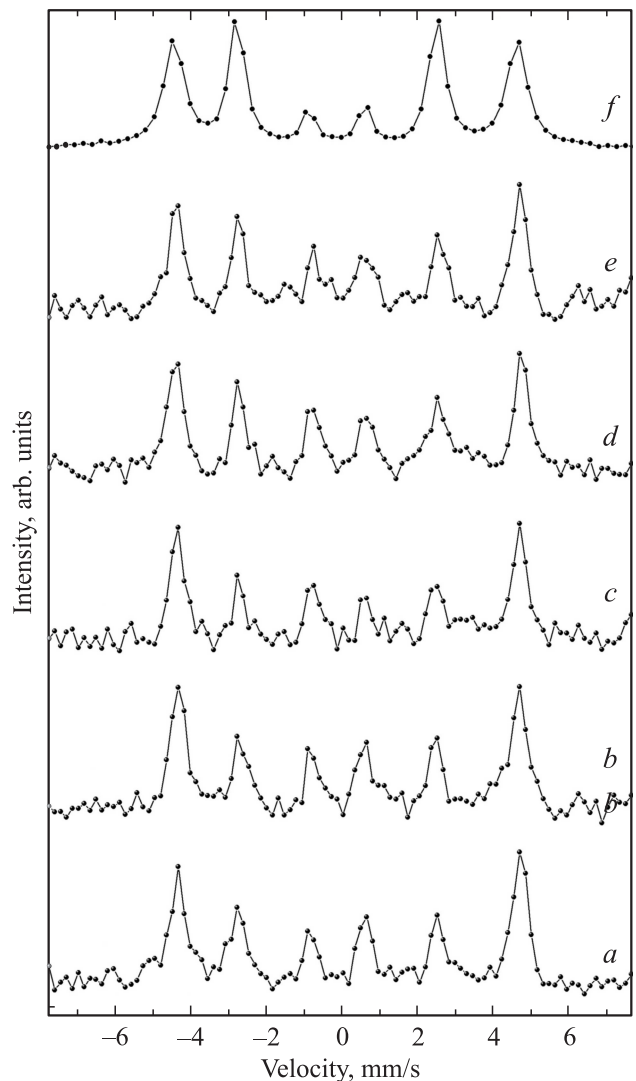


Рис. 4. Мессбауэровские спектры многослойных структур: *a* — $[\text{Fe}(1\text{ nm})/\text{Pt}(1\text{ nm})]_{32}$, *b* — $[\text{Fe}(1.3\text{ nm})/\text{Pt}(1.2\text{ nm})]_{20}$, *c* — $[\text{Fe}(2.6\text{ nm})/\text{Pt}(2.4\text{ nm})]_{16}$, *d* — $[\text{Fe}(5.2\text{ nm})/\text{Pt}(4.8\text{ nm})]_8$, *e* — $[\text{Fe}(5.2\text{ nm})/\text{Pt}(4.8\text{ nm})]_4$, *f* — пленки сплава FePt(40 nm) соответственно.

Таблица 2. Мессбауэровские параметры многослойных пленок FePt

Структура пленок	LW Г1/Г2/Г3, nm/s ± 0.04	IS, nm/s ± 0.008	QS, mm/s ± 0.02	H _{eff} (T) ± 0.1	θ ± 1.0	M _⊥	M _∥
Fe(0.65 nm)/Pt(0.60 nm)] ₃₂	0.426; 0.411; 0.336	0.047	-0.295	27.8	52	44	56
Fe(1 nm)/Pt(1 nm)] ₂₀	0.422; 0.366; 0.352	0.039	-0.279	27.6	52	44	56
Fe(1.3 nm)/Pt(1.2 nm)] ₁₆	0.371; 0.335; 0.288	0.038	-0.274	27.8	44	51	49
Fe(2.6 nm)/Pt(2.4 nm)] ₈	0.394; 0.383; 0.362	0.051	-0.248	28.1	57	39	61
Fe(5.2 nm)/Pt(4.8 nm)] ₄	0.369; 0.345; 0.495	0.047	-0.242	28.0	58	38	62
Пленка сплава FePt(40 nm)	0.430; 0.421; 0.346	0.045	-0.290	28.0	90	0	90

Примечание. θ — угол отклонения магнитных моментов ионов Fe от нормали к поверхности пленки, M_{\perp} и M_{\parallel} — доли магнитных моментов ионов железа, ориентированных перпендикулярно и параллельно плоскости пленки соответственно, IS — изомерный химический сдвиг относительно α -Fe, QS — квадрупольное расщепление, H_{eff} — эффективные магнитные поля на ядрах ионов железа, LW — ширина линий мессбауэровского спектра.

„нуля“ скоростей отсутствуют линии, принадлежащие ионам железа в парамагнитной фазе. С увеличением количества слоев n , как видно из рис. 4, интенсивность 2-й и 5-й линий зеemanовского расщепления понижается, указывая на уменьшение угла отклонения магнитных моментов ионов железа от направления пучка гамма-излучения, падающего перпендикулярно плоскости поверхности пленки. При достижении количества слоев $n = 16$ наблюдается высокотекстурированная (001) FePt-пленка ГЦТ-фазы. При дальнейшем увеличении n интенсивность 2-й и 5-й линий зеemanовского расщепления резко увеличивается, указывая на увеличение угла отклонения магнитных моментов ионов железа от направления пучка γ -излучения.

Из полученных мессбауэровских спектров (рис. 4) с использованием программы, разработанной в Санкт-Петербургском федеральном университете [10], были рассчитаны полуширины и интенсивности линий, а также параметры сверхтонких взаимодействий. Методом вычитания и удаления линий зеemanовского расщепления из спектров пленок [Fe/Pt]_n было установлено, что в области „нуля“ скоростей отсутствуют какие-либо линии. Это означает, что все ионы Fe в пленках [Fe/Pt]_n находятся в магнитоупорядоченном состоянии. Какой-либо асимметрии зеemanовских линий спектра не наблюдается, что также указывает на однофазность пленок. Величины квадрупольных расщеплений (КР), рассчитанные из мессбауэровских спектров (рис. 4) с использованием математической обработки, близки к 0.3 mm/s. Такие значения КР принадлежат FePt-пленкам, находящимся в ГЦТ-фазе, тогда как величины КР для ГЦК-состояния в FePt близки к нулю [17]. Это означает, что в [Fe/Pt]_n-пленках наблюдается только ГЦТ-фаза, а ГЦК-фаза отсутствует. Полуширины линий спектров пленки (0.28 mm/s) несколько больше, чем полуширины линий спектра фольги чистого железа α -Fe (0.23 mm/s). Это означает присутствие небольшого разброса эффективных магнитных полей на ядрах ионов железа, характерного для мессбауэровских спектров тонких пленок. Величины эффективных магнитных полей на ядрах ионов железа в FePt-пленках, отожженных в магнитном поле, составляют приблизительно 280 kOe,

что несколько меньше значения 330 kOe для чистого железа. Это связано с понижением эффективных полей в [Fe/Pt]_n-структурах за счет окружения ионов железа ионами Pt. Следует отметить, что данные о структурных особенностях и фазовых состояниях пленок, полученные из МС, согласуются с результатами РД анализа.

Направление магнитных моментов определяется в мессбауэровской спектроскопии из соотношения интенсивностей вторых (пятых) и первых (шестых) линий ($A_{2.5}/A_{1.6}$) зеemanовского секстиплета с использованием формулы

$$\frac{A_{2.5}}{A_{1.6}} = \frac{4}{3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 + \cos^2 \theta)}. \quad (4)$$

Здесь θ — угол, определяющий ориентацию H_{hf} эффективного магнитного поля (или магнитного момента) на ядре мессбауэровского изотопа относительно направления волнового вектора γ -излучения. В наших экспериментах волновой вектор γ -излучения был ориентирован по нормали к поверхности исследуемого образца, следовательно, здесь θ — это угол отклонения магнитных моментов от нормали к поверхности пленки.

С использованием данных математической обработки спектров КЭМ, показанных на рис. 4, были рассчитаны углы отклонения θ , приведенные в табл. 2. Значению угла θ может соответствовать один из трех вариантов ориентации магнитных моментов, а именно: 1) это средний угол $\langle \theta \rangle$, суммирующий направления магнитных моментов от параллельного нормали к поверхности пленки до параллельного поверхности пленки; 2) это максимальный угол, в случае его равновероятного по направлению распределения в виде „зонтика“; 3) угол θ является суммой количества магнитных моментов ионов железа в пленке, ориентированных перпендикулярно и параллельно поверхности пленки. В случае исследуемых [Fe/Pt]_n структур наиболее вероятным является третий вариант, когда часть магнитных моментов в пленке направлена перпендикулярно, а другая часть — параллельно поверхности пленки. Следует отметить, что данные о структурных особенностях и фазовых состояниях пленок, полученные из МС, согласуются с результатами РД.

4. Заключение

Пленки FePt $L1_0$ -фазы были получены в виде [Fe/Pt] n -многослойной структуры с помощью системы магнетронного распыления осаждением на предварительно нагретую стеклянную подложку без какого-либо промежуточного слоя путем последовательного напыления Fe-и Pt-слоя. С увеличением n энергия перпендикулярной магнитной анизотропии возрастает. Результаты мессбауэровских исследований и измерений магнитных петель гистерезиса (МН) показали, что структура [Fe/Pt] n при $n = 16$ обладает перпендикулярной плоскости пленок анизотропией. На основании данных рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS) было установлено, что в многослойных структурах [Fe/Pt] n существует промежуточный слой между подложкой и многослойной структурой. Микромагнитное моделирование позволило сделать вывод, что наведение магнитной анизотропии, перпендикулярной плоскости пленок [Fe/Pt] n (при $n = 16$), происходит вследствие формирования анизотропного промежуточного слоя.

Список литературы

- [1] D. Weller, A. Moser, L. Folks, M.E. Best, W. Lee, M.F. Toney, M.M. Schwickert, J.U. Thiele, M.F. Doerner. *IEEE Trans. Magn.* **36**, 10 (2000).
- [2] Y.N. Hsu, D.E. Laughlin, D.N. Lambeth, S. Jeong. *J. Appl. Phys.* **89**, 7068 (2001).
- [3] S.C. Chen, P.C. Kuo, C.Y. Chou, A.C. Sun. *J. Appl. Phys.* **97**, 10N107 (2005).
- [4] B. Laenens, F.M. Almeida, N. Planckaert, T. Temst, J. Meersschaet, A. Vantomme, C. Rentenberger, M. Rennhofer, B. Sepiol. *J. Appl. Phys.* **105**, 073 913 (2009).
- [5] E.B. Svedberg, J.J. Mallett, S. Sayan, A.J. Shapiro, W.F. Egelhoff, T. Moffat. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1353 (2004).
- [6] A.C. Sun, P.C. Kuo, J.H. Hsu, H.L. Huang, J.M. Sun. *J. Appl. Phys.* **98**, 076 109 (2005).
- [7] G.R. Trichy, J. Narayan, H. Zhou. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 132 502 (2006).
- [8] А.С. Камзин, Л.А. Григорьев. *Письма в ЖТФ* **16**, 16, 38 (1990).
- [9] A.S. Kamzin, L.A. Grigor'ev. *J. Appl. Phys.* **76**, 10, 7099 (1994).
- [10] В.Г. Семенов, В.В. Панчук. Частное сообщение.
- [11] C.P. Luo, D.J. Sellmyer. *IEEE Trans. Magn.* **31**, 2764 (1995).
- [12] S.C. Chou, C.C. Yu, Y. Liou, Y.D. Yao, D.H. Wei, T.S. Chin, M.F. Tai. *J. Appl. Phys.* **95**, 7276 (2004).
- [13] LuRan Zhang, Li Zhenghua, Xi Liu, Jianmin Bai, Satoru Yoshimura, Hitoshi Saito, Fulin Wei. *Mater. Lett.* **79**, 235 (2012).
- [14] Zhenghua Li, Hailong Xie, Xi Liu, Jianmin Bai, Fulin Wei, Dan Wei, S. Yoshimura, H. Saito, Xiaoxi Liu. *J. Appl. Phys.* **109**, 07D343 (2011).
- [15] G.T. Rado, L. Zhang. *Phys. Rev. B* **33**, 5080 (1986).
- [16] G.T. Rado. *Phys. Rev. B* **26**, 295 (1982).
- [17] V. Karanasos, I. Panagiotopoulos, D. Niarchos, H. Okumura, G.C. Hadjipanayis. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1255 (2001).