

Особенности магнитного упорядочения многослойных пленок Fe/Au/Tb

В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, 03650, МСП, г. Киев, 28, Украина
E-mail: lozen@iop.kiev.ua

Е.В. Шипиль, А.Н. Погорелый

Институт магнетизма НАНУ и МОН Украины
бульв. Акад. Вернадского, 36-б, 03680, ГСП, г. Киев, 142, Украина

Статья поступила в редакцию 31 мая 2006 г., после переработки 7 августа 2006 г.

Проведены температурные и полевые исследования магнитных свойств многослойных пленок, образованных из последовательности чередующихся магнитных слоев железа и редкоземельного тербия, разделенных слоями немагнитного золота. Образцы получены электронно-лучевым осаждением. Для выяснения особенностей одноосной анизотропии проведен анализ полевой зависимости магнитного момента пленки при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. Показано, что неоднородная одноосная анизотропия приводит к нелинейности в намагничивании пленки в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. Проведено описание процесса намагничивания пленки в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$, когда переход к однодоменному состоянию происходит только за счет движения доменных стенок. По данным полевых зависимостей магнитного момента при низких температурах показано, что магнитные моменты слоев Fe и Tb ориентируются взаимно противоположно. В температурной зависимости намагниченности наблюдается точка компенсации, что указывает на наличие антиферромагнитной связи между Fe и Tb слоями.

Проведено температурні і польові дослідження магнітних властивостей багатослойних плівок, які утворені із послідовності магнітних шарів заліза та рідкісноземельного тербію, що розділені шарами немагнітного золота. Зразки отримано електронно-променевим осадженням. З метою з'ясування особливостей одноосової анізотропії проведено аналіз польової залежності магнітного моменту плівки при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. Показано, що неоднорідна одновісна анізотропія призводить до нелінійності намагнічування плівки в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. Проведено опис процесу намагнічування плівки в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$, коли перехід до однодоменного стану здійснюється тільки за рахунок руху доменних стінок. За даними польових залежностей магнітного моменту при низьких температурах показано, що магнітні моменти шарів Fe та Tb орієнтовані взаємно протилежно. У температурній залежності намагніченості спостерігається точка компенсації, що вказує на наявність антиферромагнітного зв'язку між Fe та Tb шарами.

PACS: 75.50.Bb Fe и его сплавы;
75.50.Cc Другие ферромагнитные металлы и сплавы;
75.75.+a Магнитные свойства наноструктур;
75.60.-d Влияние доменов, кривые намагничивания и гистерезис.

Ключевые слова: многослойные пленки, магнитное упорядочение, межслойное взаимодействие.

1. Введение

Исследования тонких пленок, состоящих из слоев с толщинами в десятки Å, сформированных из разных металлов с магнитными атомами, имеющи-

ми ненулевые магнитные моменты, представляют значительный интерес. Такие пленки обладают магнитными свойствами, не характерными для объемных магнетиков. Например, в работах [1,2] показано, что в пленке со слоями железа и тербия,

разделенными слоями немагнитного металла (золото, медь), происходит образование специфической «ферромагнитной» структуры, в которой магнитные моменты соседних ферромагнитных слоев железа и тербия ориентированы друг против друга.

Межслойный «ферромагнетизм» в многослойной пленке со слоями магнитных металлов, разделенных слоями немагнитного металла, является результатом усреднения межспиновых взаимодействий магнитных ионов из разных слоев. При этом межслойное взаимодействие, ведущее к «ферромагнитному» межслойному порядку, много меньше взаимодействий между магнитными ионами внутри слоев [3]. Поэтому усредненные по слою взаимодействия его ионов с ионами соседних слоев в таких пленках оказывают ориентационное действие на магнитный момент слоя, как целого.

Взаимодействие соседних магнитных слоев, ведущее к «ферромагнитной» взаимной ориентации их моментов, может быть диполь-дипольным между ферромагнитно упорядоченными слоями, поскольку спины ионов каждого из слоев находятся в дипольном поле соседних магнитных слоев. К «ферромагнетизму» межслоевых взаимодействий могут также привести обменные взаимодействия ионов металла из одного магнитного слоя со счетным числом ионов из другого магнитного слоя. Эти косвенные обменные взаимодействия осуществляются через взаимодействие локализованных спинов каждого из слоев с общими для обоих слоев электронами проводимости, поэтому интенсивность «межслоевого» антиферромагнитного взаимодействия зависит от толщин слоев, а также от длины свободного пробега электронов.

В настоящей работе рассматриваются магнитные свойства пленки, состоящей из последовательности чередующихся магнитных слоев разных магнитных материалов $3d$ и редкоземельного, а именно, железа и тербия, разделенных слоями немагнитного металла, золота. Предварительно магнитные свойства этой пленки обсуждались нами в работе [4]. Здесь мы проводим более полное обсуждение экспериментов и их анализ.

Ферромагнитные металлы Fe и Tb имеют существенно разные свойства [5–7]. У них разные кристаллические структуры. Разные по своей сути и величине межзонные обменные взаимодействия, приводящие в обоих кристаллах к ферромагнетизму. У Fe это в значительной мере ион-ионное обменное взаимодействие, относительно слабо возмущенное косвенным взаимодействием через носитель-ионный ($s-d$)-обмен, в то время как у Tb доминирует косвенное взаимодействие через носитель-ионный ($s-f$)-обмен. Иной и режим перехода в ферромагнитное состояние. Fe фер-

ромагнитен при $T < T_{CFe} = 1042$ К, а у Tb ферромагнитной фазе при $T < T_{CTb} = 219$ К предшествует антиферромагнитная геликоидальная фаза, возникающая при $T_N = 230$ К [6].

Тонкие пленки Fe даже при толщинах в несколько монослоев ферромагнитны [8], и, хотя температура магнитного упорядочения в них меньше T_C объемных кристаллов, она все же много выше температур магнитного упорядочения тонких пленок Tb, которые также могут быть ферромагнитными [9]. Ферромагнитное упорядочение тонких тербиевых слоев нетривиально с точки зрения осциллирующего РККИ обмена, который, как уже отмечалось, в основном определяет межзонные спин-спиновые взаимодействия в Tb [5,6]. Трудно предсказуемо поведение тербиевого слоя и в многослойной пленке, со слоями Fe и Tb, разделенными слоями немагнитного Au. Между слоями Fe и Tb в такой многослойной пленке может иметь место косвенное обменное взаимодействие. В работе [2] утверждается, что в многослойных пленках это обменное взаимодействие способно индуцировать ориентационный порядок магнитных моментов слоев Fe и Tb. В то же время, неровности интерфейсов Fe/Au и Au/Tb с характерными размерами, сравнимыми с $(2k_F)^{-1}$, где k_F — фермиевский импульс (в данном случае все равно чей — Fe, Au или Tb), казалось бы, должны вести к сильному рассеянию электронов, усреднению РККИ обмена по сумме осцилляций. Одной из задач этой работы является выявление межслоевого обменного взаимодействия по данным намагничивания многослойных пленок Fe/Au/Tb.

2. Приготовление образцов

Образцы многослойных пленок получали последовательным электронно-лучевым осаждением ионов соответствующих металлов на ситаловую поликристаллическую подложку, температура которой в процессе напыления не превышала 40°C , в вакуумной системе с вакуумом до напыления не хуже 10^{-9} Торр. Скорость напыления контролировалась пьезо-кварцевым кристаллическим монитором и не превышала $0,5\text{--}1$ Å/сек. По окончании напыления многослойные образцы покрывали защитным слоем SiO толщиной 30 Å.

В настоящей работе изучали многослойные пленки, образованные 14-кратным повторением слоев $\dots/24$ Å Fe/ $17,5$ Å Au/ 36 Å Tb/ $17,5$ Å Au/ \dots , где цифры отвечают толщинам слоев металлов. При этом первым и последним были слои Fe с половинной толщиной 12 Å.

3. Экспериментальные данные высокотемпературного намагничивания пленок

На рис. 1 приведена температурная зависимость магнитного момента пленки, полученная в магнитном поле, равном 1 кЭ и ориентированном в плоскости пленки $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$, где \mathbf{n} — единичный вектор, направленный перпендикулярно к плоскости пленки. Видно, что в высокотемпературной области от 250 и до 920 К (при температуре ~ 960 К пленка, испаряясь, разрушается) магнитный момент пленки практически не изменяется. В этой области температур магнитное упорядочение имеют только слои Fe, причем они упорядочены ферромагнитно. При понижении температуры, когда она становится существенно ниже 150 К, происходит уменьшение магнитного момента пленки, который при $T \sim 40$ К испытывает минимум. В области от 40 К и до гелиевой температуры происходит значительное возрастание магнитного момента, что связано с преобладающим вкладом в ее намагничивание за счет магнитного упорядочения слоев Tb.

Сначала рассмотрим магнитные свойства пленки в высокотемпературной области, когда упорядочены только слои Fe. Для высокотемпературной области от 250 до 920 К намагничивание пленки происходит одинаковым образом и кривые намагничивания подобны. На рис. 2 в качестве примера приведены кривые зависимости магнитного момента пленки от магнитного поля в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ при $T = 300$ К. Измерялся магнитный момент пленки в циклах ввода — вывода поля для каждой его ориентации. Используемый вибрационный магнитометр LDJ-9500 позволял осуществлять ввод — вывод полей в интервале от -10 до 10 кЭ. Как видно, намагничивание в обеих ориентациях поля испытывает гистерезис. В $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ быстро достигается насыщение, а в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ намагничивание затруднено и не выходит к насыщению в 10 кЭ.

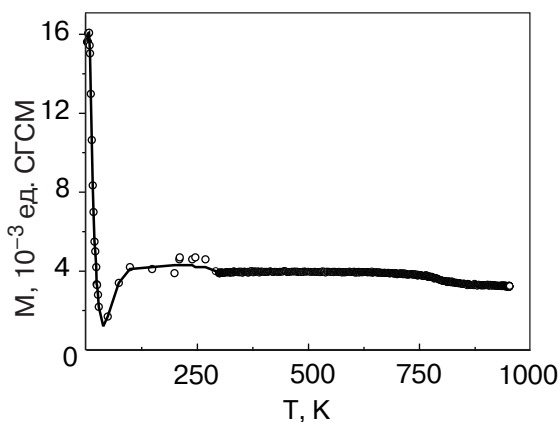


Рис. 1. Температурная зависимость магнитного момента пленки в продольном магнитном поле $H = 1$ кЭ, когда $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$.

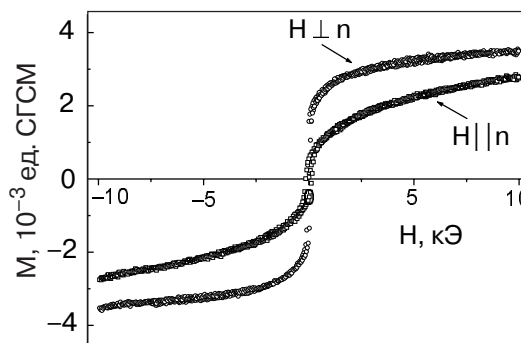


Рис. 2. Полевые зависимости магнитного момента пленки в продольном и поперечном магнитных полях в циклах его ввода — вывода при $T = 300$ К. Зависимость при $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ (○), при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ (□).

Из зависимостей, приведенных на рис. 2, следует, что плоскость пленки является легкой плоскостью для ориентаций магнитных моментов доменов слоев Fe. Подчеркнем, что пленка намагничивается одинаково для всех направлений поля, ориентированного в плоскости. Легкоплоскостной характер намагничивания слоев Fe связан с действием фактора формы. Принимая намагниченность слоев Fe равной ее величине для кристаллического Fe (1770 Гс [5]) и полагая, что поперечная плоскости пленки компонента N -фактора равна 4π , получим величину поперечного размагничивающего дипольного поля 22 кЭ. Имеющимся у нас максимальным полем 10 кЭ преодолеть такое дипольное поле и выйти к насыщению намагниченности в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ невозможно.

Однако представлений об анизотропии, порождаемой только размагничивающими, дипольными по своей сути, полями, для объяснений различий намагничивания пленки при $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ недостаточно. Вопрос происхождения магнитной анизотропии пленок является важным и при исследованиях их ферромагнитного резонанса (ФМР) [10,11], которые были также выполнены нами на данных пленках [4]. В связи с этим остановимся более подробно на анализе полевой зависимости магнитного момента пленки в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$.

Намагничивание доменов слоев Fe в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ при легкоплоскостном типе их ферромагнитного упорядочения связано в основном с вращением магнитных моментов. Если пленка магнитооднородна, то ее энергия в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ формально может быть записана феноменологически в виде

$$E = \frac{1}{2} a_1 m^2 \cos^2 \varphi + \frac{1}{4} a_2 m^4 \cos^4 \varphi + \frac{1}{6} a_3 m^6 \cos^6 \varphi + \frac{1}{2} N m^2 \cos^2 \varphi - H m \cos \varphi, \quad (1)$$

где a_1, a_2, a_3 — константы одноосной анизотропии 2-го, 4-го и 6-го порядков, m — модуль намагниченности, $|\mathbf{m}| = m = \text{const}$, φ — угол между вектором \mathbf{m} и \mathbf{H} , причем $\mathbf{H} \parallel Z$, где Z — координатная ось, направленная перпендикулярно пленке, а компонента N -фактора в этом направлении равна $N = 4\pi$.

Минимизируя (1) по φ , получим уравнение для направления намагниченности:

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = -(N + a_1)m \cos \varphi + a_2 m^3 \cos^3 \varphi + a_3 m^5 \cos^5 \varphi - H m \sin \varphi = 0. \quad (2)$$

Решение $\varphi = 0$ реализуется только при $H = (N + a_1)m + a_2 m^3 + a_3 m^5$.

Из зависимостей, приведенных на рис. 2, следует, что в малых полях ($H < 2,5$ кЭ) намагничивание пленки при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ происходит быстрее, по сравнению с тем, как если бы действовали только размагничивающие дипольные поля. При $H > 2,5$ кЭ намагничивание пленки для этого направления приложенного поля замедляется и становится согласующимся с ожидаемым при сильной легкоплоскостной анизотропии, определяемой фактором размагничивания. Такое поведение намагничивания для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ можно формально получить из уравнения (2) при $a_1 < 0, a_2 > 0, a_3 > 0$ и даже удается фитировать кривую начального намагничивания при использовании $a_1 = -12,2, a_2 = 3,2 \cdot 10^{-6}, a_3 = 8 \cdot 10^{-14}$. Как видно, оптимальное фитирование достигается, когда a_1 оказывается близким по модулю к вкладу от размагничивания $N = 4\pi$ и дает вклад в анизотропию противоположный ему по знаку, т.е. одноосная магнитная анизотропия 2-го порядка почти полностью компенсирует действие дипольных полей. А общая анизотропия пленки при этом оказывается легкоосевой. Этот результат является необычным, он противоречит наблюдаемой кривой намагничивания при $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ (см. рис. 2) и заставляет усомниться в правильности использования формального подхода, основанного на описании энергии в виде (1).

При легкоосной анизотропии магнитные моменты доменов должны быть направленными вдоль (и, разумеется, против) легкой оси. Действительно, в эксперименте при намагничивании $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ имеется гистерезис, и наблюдение остаточной намагниченности при выводе поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ подтверждает, что в этом направлении действуют поля анизотропии, ориентирующие магнитные моменты доменов вдоль оси пленки. Но из сравнения данных намагничивания при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ на рис. 2 хорошо видно, что пленка является легкоплоскостной.

Итак, несмотря на имеющуюся возможность описать полевую зависимость намагниченности в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ формальным подходом, основанным на (1), (2), на-

магничивание пленки при высоких температурах для всех направлений поля не может быть объяснено в приближении однородной одноосной магнитной анизотропии слоев Fe, поскольку в ней, по-видимому, имеются области как с легкоосным, так и с легкоплоскостным типом магнитной анизотропии, причем последние доминируют. Полученные в эксперименте нелинейные зависимости намагничивания пленки в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ могут быть вызваны неоднородностью ее одноосной магнитной анизотропии.

Неоднородность магнитной анизотропии этой пленки следует также из данных ФМР [4,9], согласно которым пленка описывается легкоплоскостной анизотропией 2-го порядка, и эта анизотропия существенно неоднородна. При этом степень неоднородности столь велика, что превышает саму величину анизотропии, т.е. в пленке должны возникать локальные вкрапления легкоосевого типа, которые и поясняют нелинейность намагничивания при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$.

Для качественного пояснения такого механизма рассмотрим простейший случай, когда часть слоев Fe (ее долю обозначим p') имеет анизотропию 1-го порядка, описываемую константой $a'_1 < 0$, а оставшаяся часть слоев Fe (их доля равна p'') имеет константу анизотропии 1-го порядка, равную $a''_1 > 0$. При этом $p' + p'' = 1$. Будем считать, что такие разные в магнитном отношении участки слоев случайным образом распределены в пленке и имеют большие (в сравнении с поперечными размерами слоев) линейные размеры.

Дипольные поля убывают обратно пропорционально кубу расстояния r^{-3} , и их суммирование в случае тонкой пленки осуществляется фактически по ее поверхности. Поэтому вклад в суммарное размагничивающее дипольное поле от всех удаленных спинов будет обратно пропорциональным r^{-1} . Это означает, что формирование локального дипольного поля тонкой пленки происходит без учета бесконечно удаленных ее спинов. Поэтому сделаем допущение, что размагничивающее дипольное поле участка слоя Fe с большими линейными размерами в основном определяется спинами только этого участка.

С учетом принятых приближений энергию слоев Fe в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ запишем в виде

$$E = \frac{1}{2}(N + a'_1)(m'_Z)^2 p' + \frac{1}{2}(N + a''_1)(m''_Z)^2 p'' - H(m'_Z p' + m''_Z p''), \quad (3)$$

где учтено, что в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ намагниченности участков по-разному скашиваются к полю, $m'_Z = m \cos \varphi'$, $m''_Z = m \cos \varphi''$, φ', φ'' — углы скоса, $m'_Z p' + m''_Z p''$ — средняя намагниченность слоев. Величины N -фактора для всех участков слоев приняты одинаковыми и равными $N = 4\pi$.

Теперь энергию (3) представим в виде

$$E = \frac{1}{2}(N + a_1')m^2 \cos^2 \varphi' p' + \frac{1}{2}(N + a_1'')m^2 \cos^2 \varphi'' p'' - Hm(\cos \varphi' p' + \cos \varphi'' p''). \quad (4)$$

Минимизируя (4) по углам φ' , φ'' , получим уравнения:

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi'} = -\sin \varphi' m[(N + a_1')m \cos \varphi' - H]p' = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi''} = -\sin \varphi'' m[(N + a_1'')m \cos \varphi'' - H]p'' = 0. \quad (6)$$

Из уравнений (5), (6) имеем, что продольные проекции намагниченностей при их скосе к полю пропорциональны H :

$$m_z' = \frac{H}{N + a_1'}, \quad m_z'' = \frac{H}{N + a_1'}. \quad (7)$$

Наклон зависимостей (7) определяется величинами знаменателей. При $a_1' < 0$ сумма $N + a_1'$ в первом знаменателе уменьшается, поэтому участки слоев Fe с такой анизотропией намагнитятся до насыщения в поле равном $H' = (N - |a_1'|)m$. Для других участков с легкоплоскостной анизотропией $a_1'' > 0$, поле выхода к насыщению равно $H'' = (N + |a_1''|)m$, причем $H'' > H'$. Таким образом, в случае неоднородной одноосной анизотропии намагничивание пленки в $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ будет происходить в два этапа. На первом этапе, при $H < H'$, магнитные моменты всех участков пленки скашиваются к \mathbf{H} , но на участках с легкоосной магнитной анизотропией скос происходит быстрее. На втором этапе, когда $H' < H < H''$, магнитные моменты участков с легкоосной магнитной анизотропией уже ориентированы вдоль поля, а моменты участков с легкоплоскостной магнитной анизотропией еще скашиваются к полю. Когда продольное магнитное поле становится большим $H > H''$, то намагниченности всех участков пленки будут ориентированы вдоль \mathbf{H} , а магнитный момент пленки будет насыщен.

На рис. 3 приведены зависимости средней намагниченности при разных значениях констант магнитной анизотропии и разных значениях долей участков. Эти зависимости имеют излом, что неизбежно, когда модель ограничена только двумя значениями констант одноосной анизотропии. Однако, если учесть разброс для величин констант a_1' и a_1'' , то излом будет размытым. Теперь кривая полевой зависимости будет непрерывной, и ее можно рассматривать как результат усреднения зависимостей, подобных приведенным на рис. 3. На рис. 3 также приведен график зависимости средней намагниченности пленки от $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ при гауссовском распределении для величины константы легкоосной анизотропии.

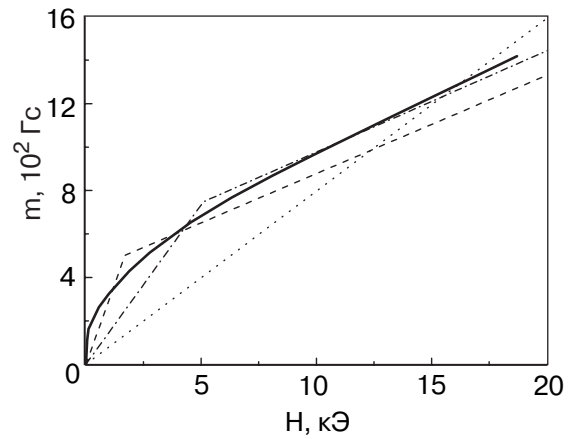


Рис. 3. Полевые зависимости средней намагниченности в модели, учитывающей различия анизотропий на разных участках слоев: намагничивание при: $H' = 1700$ Э, $H'' = 28152$ Э, $p_1 = 0,25$, $p_2 = 0,75$ (- - -); $H' = 5100$ Э, $H'' = 25500$ Э, $p_1 = 0,3$, $p_2 = 0,7$ (- · -); при гауссовском распределении анизотропий $\bar{H}' = 1900$ Э, $H'' = 29000$ Э, $p_1 = 0,15$, $p_2 = 0,85$ (—); намагничивание однородной пленки без одноосной анизотропии (···).

Полученная модельная зависимость качественно имеет такой же вид, что и на рис. 2 при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. Однако, несмотря на такое согласие, понятно, что для строгого количественного сравнения нужно оптимизировать функцию распределения, чего мы в этой работе делать не будем.

Обсуждение природы неоднородности одноосной анизотропии также является нетривиальным вопросом. Можно лишь предположить, что она связана с несогласованностью и неоднородностью структур слоев Fe, Au и Tb, из-за чего ионы слоев находятся в неоднородном состоянии, что и приводит к разбросу величины одноосной магнитной анизотропии. В значительной мере она может порождаться также неровностями интерфейсов, образованием на них интерметаллических соединений Fe, Tb, Au.

4. Высокотемпературные полевые зависимости намагничивания пленки в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$

Поскольку для тонких пленок продольная компонента N -фактора равна нулю, то при ее намагничивании в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ не возникают размагничивающие дипольные поля. Перестройка многодоменного состояния осуществляется под действием \mathbf{H} и случайных, произвольно ориентированных в плоскости пленки локальных полей анизотропии. Наведенной анизотропии в плоскости пленки, общей для всей пленки, в наших экспериментах обнаружено не было.

Локальная внутривекторная магнитная анизотропия может иметь магнитоупругое происхождение

ние. При этом в пленке с сильными случайными локальными напряжениями выгодно, чтобы магнитострикция доменов была согласованной с полями этих напряжений. Поэтому в неоднородно напряженной пленке возможно образование многодоменного состояния со случайным распределением ориентаций магнитных моментов доменов в ее плоскости. Наличие таких локальных, случайным образом направленных в плоскости пленки полей анизотропии магнитоупругой природы сохраняет в целом изотропный характер ее намагничивания в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$.

Как будет показано дальше, с экспериментальными данными согласуется предположение, что переход к однодоменному состоянию в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ происходит за счет движения доменных стенок. Используем его для качественного пояснения экспериментальных данных при намагничивании в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$.

На рис. 4 изображены два домена с разными ориентациями намагниченности в них, которые заданы углами ψ_1 и ψ_2 , соответствующими углам между векторами \mathbf{m}_1 , \mathbf{m}_2 намагниченностей доменов и \mathbf{H} . При перемещении участка стенки площадью S на расстояние d поле выполняет работу

$$A = [Hm(\cos\psi_1 - \cos\psi_2) + a_{me}(\cos^2(\psi_1 - \psi_2) - 1)]Sd, \quad (8)$$

где a_{me} — плотность энергии магнитной анизотропии, которая, как говорилось, может иметь, например, магнитоупругое происхождение. Эта работа осуществляется за счет действия на стенку напряжения, равного:

$$\sigma = Hm(\cos\psi_1 - \cos\psi_2) - a_{me}(\sin\psi_1\cos\psi_2 - \sin\psi_2\cos\psi_1)^2. \quad (9)$$

Средняя величина напряжения, приложенного к стенкам доменов с ориентацией намагниченности ψ_1 , с учетом разнонаправленности ориентаций намагниченностей соседних доменов, может быть получена в результате усреднения:

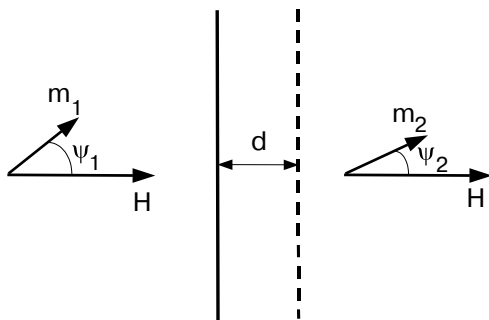


Рис. 4. Положение границы между двумя соседними доменами с разными ориентациями намагниченностей в них.

$$\sigma = Hm(\overline{\cos\psi} - \overline{\cos\psi}) - a_{me}(\overline{\sin^2\psi \cos^2\psi} + \overline{\cos^2\psi \sin^2\psi}), \quad (10)$$

где чертой сверху обозначены средние величины. В (10) опущены индексы у ψ , поскольку среднее по всем ориентациям не должно зависеть от индекса ψ [12].

При введении поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ изменяющееся при этом напряжение (10) будет вести к перестройке многодоменного состояния. Если для многодоменного состояния ввести плотность распределения доменов по ориентациям их намагниченностей, $p(\psi)$, определяемую отношением объема доменов с заданной ориентацией к общему объему слоев железа, то под действием поля оно будет меняться. При равновесии напряжение (10) должно быть скомпенсировано «силами противодействия» движению доменных стенок. В результате объем (на самом деле поверхность) доменов с выгодной в поле ориентацией увеличится.

Введение «сил противодействия», обеспечивающих равновесие многодоменной структуры при вводе \mathbf{H} , опишем термодинамически. Учтем, что прирост объема одних доменов происходит за счет объема других.

Прирост функции распределения $p(\psi)$ будет пропорциональным приросту напряжения (10), т.е. $dp(\psi) \sim d\sigma$. Однако в области больших \mathbf{H} плотность $p(\psi)$ для доменов с $\psi = \pi/2$ будет бесконечно малой, т.е. $p \rightarrow 0$, тогда как упругое напряжение, приложенное к стенкам этих доменов, будет самым большим. Абсолютное изменение функции распределения этих доменов $dp(\psi)$ в больших \mathbf{H} , невзирая на величины напряжений, действующих на них, должно стремиться к нулю. С учетом этих соображений сделаем дополнительное предположение, согласно которому прирост плотности распределения доменов пропорционален не просто величине изменения напряжения, действующего на стенку, а $dp(\psi) \sim p(\psi)d\sigma$. Это позволяет записать уравнение

$$\frac{dp}{p} = \alpha d\sigma, \quad (11)$$

где α — коэффициент пропорциональности, который примем независимым от \mathbf{H} .

Решение (11), удовлетворяющее нормировке $p(\psi)$, имеет вид

$$p(\psi) = \frac{1}{I(\psi)} e^{\alpha [Hm \cos\psi - a_{me}(\overline{\sin^2\psi \cos^2\psi} + \overline{\cos^2\psi \sin^2\psi})]}, \quad (12)$$

здесь $I(\psi)$ — интеграл

$$I(\psi) = \int_{-\pi}^{\pi} e^{\alpha[Hm \cos \psi - a_{me}(\overline{\sin^2 \psi \cos^2 \psi} + \overline{\cos^2 \psi \sin^2 \psi})]} d\psi,$$

а средние значения $\overline{\sin^2 \psi}$ и $\overline{\cos^2 \psi}$ определяются из выражений

$$\overline{\sin^2 \psi} = 1 - \overline{\cos^2 \psi}, \quad (13)$$

$$\overline{\cos^2 \psi} = \frac{1}{I(\psi)} \times$$

$$\times \int_{-\pi}^{\pi} \cos^2 \psi e^{\alpha[Hm \cos \psi - a_{me}(\overline{\sin^2 \psi \cos^2 \psi} + \overline{\cos^2 \psi \sin^2 \psi})]} d\psi. \quad (14)$$

Выражение для средней величины намагниченности пленки в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ при этом запишется в виде

$$\overline{m} = m_0 \frac{1}{I(\psi)} \times$$

$$\times \int_{-\pi}^{\pi} \cos \psi e^{\alpha[Hm \cos \psi - a_{me}(\overline{\sin^2 \psi \cos^2 \psi} + \overline{\cos^2 \psi \sin^2 \psi})]} d\psi, \quad (15)$$

где m_0 — намагниченность насыщения при $H \rightarrow \infty$. На рис. 5 для сравнения приведены экспериментальная полевая зависимость магнитного момента пленки (кружочки) при $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ и расчетная по уравнению (15) зависимость. Оптимальное фитирование достигнуто при средней величине поля локальной анизотропии, равном 1,1 кЭ. Как видно на рис. 5, между экспериментальной зависимостью для намагниченности в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ и ее расчетом по формуле (15) имеется удовлетворительное согласие. Найденное фитированием значение среднего локального поля анизотропии следует расценивать, как индивидуальный параметр каждой из пленок.

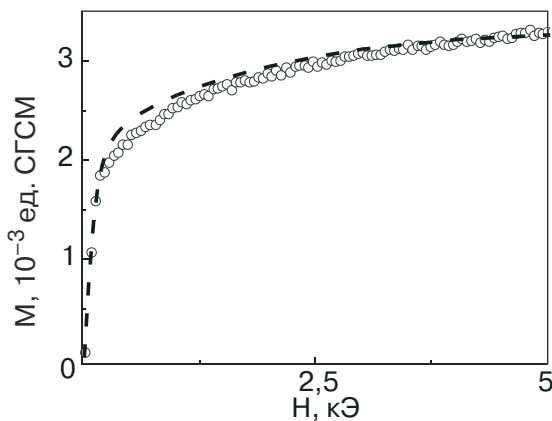


Рис. 5. Полевая высокотемпературная зависимость для поперечного момента (○) и теоретическая зависимость поперечного магнитного момента, полученная с использованием выражения (15) (----).

5. Данные низкотемпературного намагничивания пленок

Как следует из данных намагничивания, приведенных на рис. 1, при температурах ниже 40 К происходит значительное возрастание магнитного момента пленки. Это связано с происходящим при этих температурах магнитным упорядочением слоев Tb. Проанализируем полевые зависимости магнитного момента пленки в циклах ввода — вывода $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ при $T = 4,2$ К, которые представлены на рис. 6. Величина магнитного момента в поле 10 кЭ при этой температуре оказалась почти в 9 раз больше его величины при комнатной температуре, при том, что в обеих ориентациях \mathbf{H} магнитный момент пленки при $T = 4,2$ К далек от насыщения. Такой рост магнитного момента может быть связан с намагничиванием слоев Tb. Но даже и в этом предположении столь большое приращение магнитного момента трудно объяснить. Если бы слои Fe при комнатной температуре были полностью ферромагнитными, а вклад от Tb отсутствовал бы, то максимально возможное увеличение магнитного момента пленки при гелиевой температуре за счет упорядочения тербиевых слоев, по сравнению с его величиной при комнатной температуре, не должно было бы превышать 4-х раз, исходя из данных о возможном магнитном моменте, приходящемся в тербиевом слое на один ион [6] и из относительного объема Fe и Tb в образце. Эта оценка получена в предположении, что плотности слоев и магнитные моменты ионов Fe и Tb равны их значениям для объемных образцов.

Такое неожиданно большое возрастание магнитного момента пленки при гелиевой температуре по отношению к его величине при комнатной температуре может быть объяснено тем, что при высоких температурах значительная часть (больше полови-

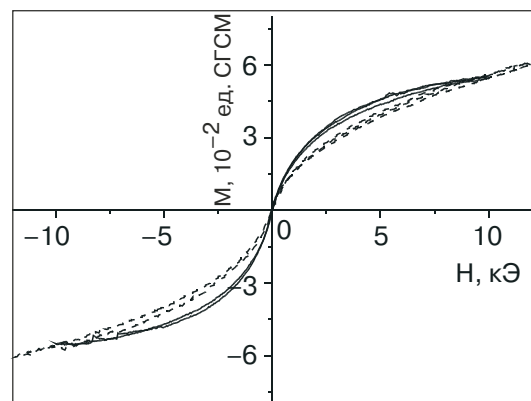


Рис. 6. Полевые зависимости магнитного момента пленки в поперечном (—) и продольном (----) магнитных полях в циклах его ввода — вывода при $T = 4,2$ К.

ны) ионов Fe не включены в ферромагнитные слои, а находятся в парамагнитном состоянии. Таковыми, например, могут быть ионы, лежащие в области интерфейса, или ионы, образующие оксиды железа с протифундированным в объеме пленки кислородом. Возможна также версия, что слои Fe являются островковыми, гранулярными. И часть гранул находится в суперпарамагнитном состоянии с температурой блокировки в гелиевой области. Отметим также, что ход зависимостей на рис. 6 похож на намагничивание парамагнетика при низких температурах. В частности, об этом говорит изотропия намагничивания в обеих ориентациях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$. Это может означать, что значительная часть ионов слоев Tb также находится в парамагнитном состоянии.

Кривые полевых зависимостей магнитного момента при $T = 4,2$ К имеют гистерезис. Однако этот гистерезис необычен и отличается от типично ферромагнитного гистерезиса пленки при высоких температурах (см. рис. 2). Гистерезис при низких температурах наиболее сильно выражен в полях порядка 3–7 кЭ. В поле $H \rightarrow 0$ кривые ввода и вывода поля практически совпадают между собой. Такие особенности намагничивания наблюдаются при перестройке многодоменного состояния антиферромагнетиков и/или ферримагнетиков [12].

Наличие межслоевой антиферромагнитной связи следует из данных температурной зависимости магнитного момента пленки, приведенных на рис. 1, где при $T \sim 40$ К в намагниченности пленки наблюдается провал. Зависимость магнитного момента пленки в низкотемпературной области похожа на температурные зависимости суммарной намагниченности ферримагнетиков с противоположными намагниченностями подрешеток при прохождении через точку компенсации, в которой намагниченности обеих подрешеток ферримагнетика имеют одинаковые величины, но направлены взаимно противоположно [6]. Из такой аналогии следует, что в исследуемой пленке между ферромагнитно упорядоченными слоями Fe и Tb существует антиферромагнитное обменное взаимодействие, ориентирующее разные по величине магнитные моменты этих слоев противоположно.

Таким образом, температурная зависимость магнитного момента пленки, приведенная на рис. 1, указывает на антиферромагнитную связь в ориентациях магнитных моментов слоев Fe и Tb. Об этом говорит и специфический вид гистерезиса при $T = 4,2$ К, приведенный на рис. 6.

Нами были предприняты расчеты взаимодействия между слоями Fe и Tb в модели РККИ с суммированием для каждого иона в одном слое взаимодействия со всеми ионами соседнего слоя. Они показывают, что на этом пути, в принципе, можно

свести межслоевое РККИ обменное взаимодействие к взаимодействию слоев. Однако реалистичность этой модели применительно к исследуемым образцам вызывает сомнения, поскольку в ней мы рассматривали интерфейсы, как идеально гладкие. В то же время для данных пленок необходим учет неровностей интерфейсов и рассеяния на них электронов, которые здесь могут существенно изменить выводы расчета.

6. Заключение

Получено, что в высокотемпературной области в многослойной пленке, состоящей из слоев железа и тербия, разделенных немагнитным золотом, магнитное упорядочение имеют только слои Fe. В этом случае петли гистерезиса типичны для ферромагнетиков. Однако в намагничивании пленки $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$ проявляется неоднородность одноосной анизотропии, которая приводит к нелинейному намагничиванию в этой ориентации поля.

Намагничивание пленки в высокотемпературной области в $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ связано с перестройкой полей многодоменного состояния слоев Fe. Формирование такого многодоменного состояния связано с наличием в слоях локальной случайно ориентированной внутри плоскости анизотропии легкоосного типа.

Из данных намагничивания, полученных в низкотемпературной области, следует, что при гелиевых температурах намагниченность слоев тербия имеет ферромагнитную составляющую. При этом магнитные моменты слоев железа и тербия ориентационно связаны между собой взаимодействием антиферромагнитного типа. Это приводит к тому, что петли гистерезиса при $T = 4,2$ К не имеют остаточной намагниченности и коэрцитивного поля. Кроме того, при $T \sim 40$ К наблюдается точка компенсации, когда магнитные моменты слоев Fe и Tb компенсируют друг друга, что также подтверждает антиферромагнитную связь между слоями.

1. H. Hoffman and R. Scherschlicht, *Festkörperprobleme*, Helbig. (ed.), Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden (1998).
2. E. Shypil, A. Pogorily, and D. Podyalovsky, *Fiz. Nizk. Temp.* **30**, 544 (2004).
3. Y.I. Wang, H. Cai, Q. Tang, K.M. Yang, J.Y. Li, and J.L. Wang, *J. Magn. Magn. Mater.* **68**, 84 (1987).
4. V.M. Kalita, A.F. Lozenko, S.M. Ryabchenko, P.A. Trotsenko, O.V. Shypil, and A.M. Pogorily, *J. Appl. Phys.* **99**, 08C904 (2006).
5. С.В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
6. К.П. Белов, М.А. Белянчикова, Р.З. Левитин, С.А. Никитин, *Редкоземельные ферро- и антиферромагнетика*, Наука, Москва (1965).
7. W.C. Thoburn, S. Legvold, and F.H. Spedding, *Phys. Rev.* **112**, 56 (1958).

8. E. Reiger, E. Reinwald, G. Gareeu, M. Ernst, M. Zolfe, F. Bensch, S. Bauer, H. Preis, and G. Bayrenther, *J. Appl. Phys.* **87**, 5923 (2000).
9. E. Shypil, A. Pogorily, D. Podyalovsky, and Y. Pogoryelov, *Fiz. Nizk. Temp.* **27**, 879 (2001).
10. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
11. М. Праттон, *Тонкие ферромагнитные пленки*, Судостроение, Ленинград (1967).
12. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко, *ЖЭТФ* **126**, 1209 (2004).

Features of magnetic ordering in Fe/Au/Tb multilayers

V.M. Kalita, A.F. Lozenko, S.M. Ryabchenko, P.A. Trotsenko, O.V. Shypil, and A.N. Pogorily

Temperature and magnetic field measurements of magnetic properties of multilayer films consisting of a sequence of alternating Fe and Tb layers separated by non-magnetic gold layers are carried out. The samples were prepared by the electron-beam evaporation technique. In order to

elucidate the peculiarities of uniaxial anisotropy, the field dependence of film magnetic moment at $\mathbf{H}\parallel\mathbf{n}$ is analyzed. It is shown that the inhomogeneous uniaxial anisotropy results in a nonlinear magnetization at $\mathbf{H}\parallel\mathbf{n}$. The film magnetization process is described when $\mathbf{H}\perp\mathbf{n}$, and transition to a single-domain state is caused only by the domain wall movement. The data on magnetic field dependences of magnetic moment at low temperatures indicate that the magnetic moments of Fe and Tb layers have mutually opposite orientations. The temperature dependence of magnetization exhibits a compensation point, suggesting the existence of antiferromagnetic coupling between Fe and Tb layers.

PACS: 75.50.Bb Fe and its alloys;
75.50.Cc Other ferromagnetic metals and alloys;
75.75.+a Magnetic properties of nanostructures;
75.60.-d Domain effects, magnetization curves, and hysteresis.

Keywords: multilayers, magnetic ordering, interlayer interaction.