

05;11;12

Однонаправленная анизотропия в ферро-ферритмагнитной пленочной структуре

© Г.И. Фролов,¹ В.Ю. Яковчук,¹ В.А. Середкин,¹ Р.С. Исхаков,¹ С.В. Столяр,^{1,2} В.В. Поляков¹¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия² Красноярский государственный университет, 660041 Красноярск, Россия
e-mail: sva@iph.krasn.ru

(Поступило в Редакцию 5 апреля 2005 г.)

Исследован механизм формирования однонаправленной анизотропии в обменно-связанной ферро-ферритмагнитной пленочной структуре с ортогональным расположением эффективных намагниченностей в слоях. Показано, что причиной ее возникновения является магнитная гетерофазность ферритмагнитного сплава в области компенсации. Обсуждаются особенности перемагничивания магнитомягкого слоя пленочной структуры РЗМ–ПМ/NiFe на основе модели однородного вращения намагниченности. Обнаружено, что однонаправленная анизотропия приводит к резкому понижению уровня магнитного шума в магнитомягком слое. Показаны возможности практического применения этих материалов.

В многочисленных пленочных структурах, состоящих из магнито жесткого и магнито мягкого слоев, за счет эффектов обменного взаимодействия между слоями возникают необычные свойства, представляющие большой научный и прикладной интерес. Одно из необычных проявлений этого взаимодействия — возникновение однонаправленной обменной анизотропии в магнитомягком слое, приводящее к смещению петли гистерезиса ΔH вдоль оси магнитных полей. Несмотря на то что это явление было обнаружено 50 лет назад [1], полного понимания его механизмов нет, поэтому изучение природы однонаправленной анизотропии остается незавершенным процессом. В то же время большой практический интерес к этим материалам, связанный с их использованием в устройствах магнитной памяти [2], устройствах спинтроники [3], в магнитных датчиках [4], создает мощную мотивацию для расширения исследований в этой области.

Основной объем исследований природы однонаправленной обменной анизотропии проведен на ферро-антиферромагнитных (FM/AFM) пленочных структурах [5]. Однако эти материалы обладают рядом недостатков, ограничивающих возможности их применения [6]: низкая температурная стабильность ΔH , увеличение коэрцитивной силы магнитомягкого слоя по сравнению с однослойной пленкой FM, эволюция петель гистерезиса с ростом номера цикла перемагничивания.

В начале 80-х годов прошлого столетия авторами работы [7] была обнаружена однонаправленная анизотропия в ферро-ферритмагнитной пленочной структуре (TbFe/NiFe). Эти пленочные структуры привлекли внимание исследователей тем, что, с одной стороны, в них отсутствовали недостатки, характерные для пленок (FM/AFM), а с другой — тем, что здесь однонаправленная анизотропия возникает в структуре с ортогональным расположением эффективных намагниченностей в

слоях. За последние годы накоплен обширный материал по изучению и практическому применению ферро-ферритмагнитных пленочных структур [8–15], поэтому, на наш взгляд, назрела необходимость проанализировать состояние дел в данной области. В представленной работе рассмотрены вопросы природы однонаправленной анизотропии, влияние однонаправленной анизотропии на магнитные свойства ферромагнитного слоя и возможности практического применения ферро-ферритмагнитных пленочных структур.

Механизмы формирования однонаправленной анизотропии

Феноменологическое описание эффектов обменной однонаправленной анизотропии достаточно простое и основано на предположении о коллинеарности магнитных моментов на границе раздела различных фаз

$$j\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2 = JM_1M_2 \cos(M_1^\wedge M_2). \quad (1)$$

В работе [7], в которой впервые сообщалось о существовании однонаправленной анизотропии в обменно-связанной пленочной структуре Tb_xFe_{1-x}/NiFe с ортогональным расположением эффективных намагниченностей в слоях, были высказаны следующие предположения о природе ее возникновения. Считалось, что в аморфном ферритмагнитном слое может существовать плоскостная составляющая вектора намагниченности ферритмагнитного слоя, которая может быть обусловлена, например, химической неоднородностью по толщине пленки аморфного сплава, приводящей в свою очередь к наличию компенсационной плоскости, в которой осуществляется разворот вектора намагниченности.

Однако выполненные в дальнейшем исследования химического состава аморфных пленок сплавов РЗМ–ПМ,

получаемые используемым нами методом термического напыления, показали отсутствие градиента концентрации компонентов в этих пленках нормально их плоскости. Поэтому на передний край здесь выходят другие механизмы. Так, плоскостная составляющая вектора намагниченности в аморфных пленках РЗМ–ПМ, характеризующихся перпендикулярной магнитной анизотропией, может быть обусловлена и локальной дисперсией оси магнитной анизотропии, приводящей к тому, что интегральное направление оси легкого намагничивания не совпадает с направлением нормали пленки. Если данный механизм работает, то при отклонении от компенсационного состава РЗМ–ПМ в ту или иную сторону величина однонаправленной анизотропии в обменно-связанных структурах (РЗМ–ПМ)/NiFe должна возрастать и характеризоваться максимальными значениями для пленочных структур, в которых направление оси легкого намагничивания аморфного слоя РЗМ–ПМ расположена в плоскости пленки. Неоднократные исследования, выполненные нами [14], а также другими исследователями [9,11], констатируют обратное. Однонаправленная анизотропия в структурах РЗМ–ПМ/NiFe существует только в таком концентрационном диапазоне аморфного сплава, при котором реализуется перпендикулярная магнитная анизотропия в слое РЗМ–ПМ.

Существование однонаправленной анизотропии в пленочных структурах $Tb_xFe_{1-x}/NiFe$, $Dy_xCo_{1-x}/NiFe$, впервые обнаруженное в работе [7], свидетельствует о специфической магнитной микроструктуре слоев сплава РЗМ–ПМ — наличии нанобластей в сплаве Dy_xCo_{1-x} , Tb_xFe_{1-x} , в которых вектор намагниченности „подрешетки“ 3d-металла имеет плоскостную составляющую, а уже он участвует в обменном взаимодействии с ферромагнитным слоем сплава NiFe.

Установить причины, приводящие к плоскостной составляющей „подрешетки“ 3d-металла в слоях сплава РЗМ–ПМ с составами, близкими к компенсационному и обладающими высокой интегральной перпендикулярной анизотропией, не просто. Это связано со спецификой аморфного ферромагнитного сплава РЗМ–ПМ, а именно с низкими значениями намагниченности насыщения ($M_S \rightarrow 0$), с высокой магнитожесткостью (коэрцитивное поле в компенсационном составе сплава РЗМ–ПМ/DyCo, например, достигает > 10 кОе). Поэтому для исследования физических свойств данных магнитожестких материалов мы предложили изучать многослойные обменно-связанные пленочные структуры NiFe/ $Dy_xCo_{1-x}/NiFe$, в которых толщины слоя сплава Dy_xCo_{1-x} значительно меньше толщины слоя NiFe — $d_{DyCo} < d_{NiFe}$. Наличие обменного взаимодействия между подрешеткой атомов Co ферромагнитного сплава и слоем NiFe приводило к существенным модификациям магнитных характеристик такого хорошо изученного сплава, как NiFe.

В наших работах [15,16] по результатам измерений динамических (и статических) магнитных характеристик композитных пленок NiFe/ $Dy_xCo_{1-x}/NiFe$ бы-

ла предложена модель микрогетерофазного строения аморфных сплавов DyCo. Особенности магнитной микроструктуры этих сплавов в компенсационной области, следующие из этой модели, позволили описать ряд экспериментальных результатов по ферромагнитному и спин-волновому резонансам (ФМР и СВР). Для регистрации этих особенностей были 1) получены трехслойные пленочные структуры NiFe/DyCo/NiFe с однонаправленной обменной анизотропией и ортогональной ориентацией эффективных намагниченностей слоев; 2) изучены спектры ФМР и СВР таких структур; 3) установлена возможность представления спиновой системы аморфных сплавов DyCo в концентрационной области магнитной компенсации в виде двух подсистем, в одной из которых доминирует намагниченность ПМ подрешетки (нанофаза Φ_1), а в другой — намагниченность РЗМ подрешетки (нанофаза Φ_2). Предложенная модель отражает основное свойство строения аморфных сплавов — их естественную флуктуационную (топологическую и композиционную) неоднородность. Магнитные микроструктуры аморфных ферромагнетиков в области концентраций $x_i \pm \Delta x \ll x_{comp}$ (матрица Φ_1), $x_i \pm \Delta x \gg x_{comp}$ (матрица Φ_2) будут существенно отличаться от магнитной микроструктуры в области концентраций $x_i - \Delta x < x_{comp} < x + \Delta x$. Сама точка магнитной компенсации x_{comp} в этом случае будет определяться условием $\langle M \rangle = pM_{eff}^{(\Phi_1)} + qM_{eff}^{(\Phi_2)} = 0$, где p и q — объемные доли нанофаз Φ_1 и Φ_2 , $M_{eff}^{(\Phi_2)}$ и $M_{eff}^{(\Phi_1)}$ — их эффективные намагниченности при $x_i - \Delta x$ и $x_i + \Delta x$ соответственно.

На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости величины поля смещения $\Delta H(x)$ петли гистерезиса от концентрации РЗМ элемента в планарной пленочной структуре DyCo/NiFe, а также схемы распределения нанофаз Φ_1 и Φ_2 в слое DyCo. Видно, что кривая $\Delta H(x)$ для пленочных структур $Dy_xCo_{1-x}/NiFe$ описывается антисимметричной функцией $\Delta H(x - x_{comp})$ и характеризуется особыми точками: координаты нулей (минимальные значения ΔH) и точки экстремума. Также видно, что максимальные величины полей смещения $\Delta H(x)$ в этих планарных структурах достигаются при $x \approx 19$ at.% для докомпенсационных составов DyCo и при $x \approx 24$ at.% для послекompенсационных составов DyCo.

Результаты данного эксперимента естественным образом интерпретируются в рамках предложенной модели строения аморфных сплавов DyCo в области магнитной компенсации. Действительно, в области концентраций РЗМ–ПМ элемента $x \leq 16$ at.% ($x \geq 27$ at.%) магнитная структура аморфного DyCo однозначно относится к магнитной нанофазе Φ_1 (либо Φ_2). Следовательно, магнитные моменты подрешетки Co и подрешетки Dy коллинеарны оси перпендикулярной анизотропии слоя DyCo и, как следствие, векторы эффективных намагниченностей слоев DyCo и NiFe взаимно ортогональны — обменной связи здесь нет. Иная ситуация реализуется в

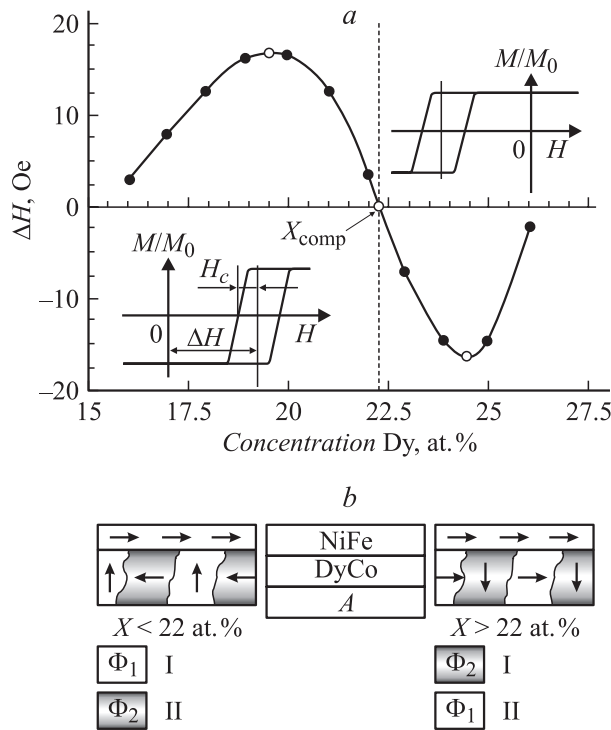


Рис. 1. Петли гистерезиса и концентрационная зависимость величины поля смещения $\Delta H(x)$ (a) и предполагаемая схема ориентации векторов намагниченностей 3d металлов (b) обменно-связанных пленочных структур DyCo/NiFe. А — подложка; I — матричная, II — примесная.

области концентраций $x_i - \Delta x < x_{\text{comp}} < x + \Delta x$. Здесь магнитная структура слоя DyCo формируется хаотически перемешанными нанофазами Φ_1 и Φ_2 . Если фаза Φ_1 матричная, то фаза Φ_2 примесная, при Φ_2 матричной Φ_1 примесная. Исключение — точка компенсации x_{comp} , где объемные доли нанофаз Φ_1 и Φ_2 приблизительно равны.

При всех концентрациях x_i в этой области эффективная намагниченность матричной фазы Φ_i в слое DyCo устанавливается по полю перпендикулярной анизотропии (M_{Co} , M_{Dy} коллинеарны этой оси, что регистрируется полярным эффектом Керра). В этом случае в примесной фазе Φ_j намагниченность M_{Co} из-за обменного взаимодействия переходных элементов примесной и матричной фазы обязана иметь плоскостную составляющую, а эффективная намагниченность нанофазы Φ_j имеет возможность ориентироваться по внешнему магнитному полю. Обменное взаимодействие M_{Co} примесной фазы Φ_j в слое DyCo с намагниченностью слоя NiFe и приводит, по нашему мнению, к обменной однонаправленной анизотропии в слое NiFe.

Вид полученной экспериментальной зависимости (антисимметричный относительно x_{comp}) также интерпретируется в рамках предложенной модели. В этих планарных системах формируется слой $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$, в котором эффективная намагниченность основной фазы ориентируется по оси перпендикулярной магнитной анизотро-

пии, а эффективная намагниченность примесной фазы ориентируется в плоскости слоя. При синтезе слоя NiFe включается постоянное магнитное поле для формирования заданного направления оси легкого намагничивания (ОЛН) и эффективная намагниченность примесной фазы в слое $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$ ориентируется по направлению этого поля и, следовательно, по сформированной в NiFe оси одноосной анизотропии. Но примесная фаза в области $x < x_{\text{comp}}$ характеризуется неравенством $M_{\text{Co}} < M_{\text{Dy}}$, а в области $x > x_{\text{comp}}$ — неравенством $M_{\text{Co}} > M_{\text{Dy}}$. Последнее означает, что в области $x < x_{\text{comp}}$ векторы намагниченности подрешетки Co и намагниченности слоя NiFe антиколлинеарны, тогда как в области $x > x_{\text{comp}}$ они направлены одинаково (схема на рис. 1, b). Этим и обусловлено изменение знака поля смещения ΔH при концентрационном переходе через x_{comp} (рис. 1, a).

Особенности квазистатического перемагничивания ферро-ферритмагнитных пленочных структур

В обменно-связанных структурах состояние одного слоя может существенно влиять на состояние другого. Например, прямое обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями (положительная связь) с различной величиной анизотропии приводит к тому, что при перемагничивании оба слоя будут вести себя как единое целое с коэрцитивной силой, промежуточной между коэрцитивными силами первого и второго слоев [6]. Однонаправленная анизотропия в FM/AFM пленочной структуре приводит к смещению петли гистерезиса, наличию только одного направления легкого намагничивания, стабилизации доменной структуры ферромагнитного слоя и т.д. [17,18].

В ферро-ферритмагнитных структурах обнаружен ряд особенностей перемагничивания по сравнению с пленками FM/AF [9]. На рис. 2, a представлена угловая зависимость петель гистерезиса для пленки DyCo/NiFe (толщины слоев 70 и 210 nm соответственно, ось легкого намагничивания ферромагнитного слоя совпадает с направлением однонаправленной анизотропии). В направлении ОЛН ($\alpha = 0$) петля гистерезиса имеет максимальное раскрытие ($H_C = 2$ Oe) и сдвинута вдоль оси полей на $\Delta H = 10.5$ Oe. С увеличением α раскрытие петли уменьшается и при $25 \leq \alpha \leq \pi/2$ процесс перемагничивания становится безгистерезисным. Величина смещения также уменьшается и при $\alpha = \pi/2$ петля становится симметричной (поле анизотропии, определенное из этой кривой, $H_k = 15$ Oe).

На рис. 2, b показано изменение вида петли гистерезиса для той же пленки при наложении постоянного магнитного поля H_{\perp} вдоль оси трудного намагничивания слоя NiFe. При $H_{\perp} = 4$ Oe петля схлопывается и повторяет кривую, полученную при перемагничивании

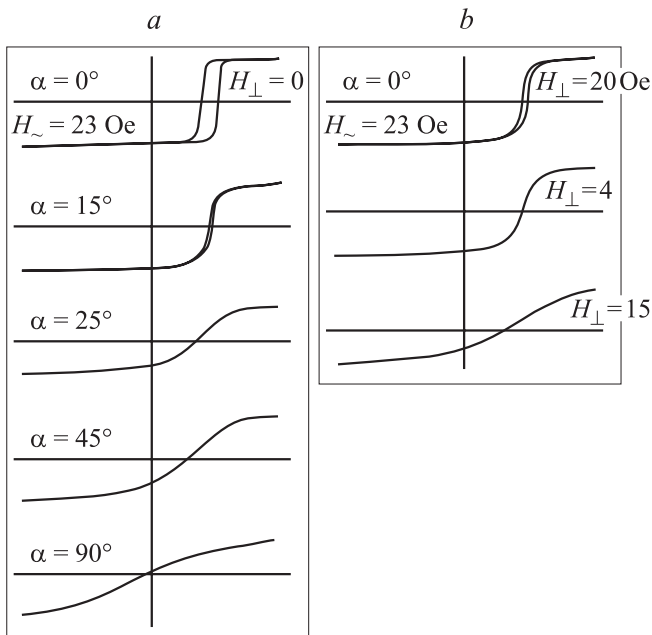


Рис. 2. Угловая зависимость ΔH (a) и зависимость вида петли гистерезиса от H_{\perp} (b) для обменно-связанной пленочной структуры DyCo/NiFe.

пленки под углом $\alpha = 25^\circ$. При $H_{\perp} = H_k = 15$ Oe петля еще не становится симметричной.

Эти результаты (появление схлопнутой петли гистерезиса) отличаются от экспериментальных данных, полученных на пленках NiFe/FeMn [17]. Для анализа кривых перемагничивания обменно-связанных структур обычно используют модель, в которой предполагается, что намагниченность одного слоя жестко закреплена, а намагниченность второго слоя „закручивается“ по спирали при наложении внешнего магнитного поля [19,20]. Аналитическое решение, приведенное в работе [20], дает следующие результаты: при перемагничивании вдоль ОЛН ($\alpha = 0$) для пленок с $d_{\text{FM}} < D_{\text{cr}}$ ($d_{\text{cr}} = 2 \cdot A/M_S \cdot H_k \cdot d_{\text{FM}}^2 > 12/\pi^2$, где A — константа обменного взаимодействия; M_S , H_k и d_{FM} — намагниченность, поле анизотропии и толщина магнитомягкого слоя) петля гистерезиса схлопнута и сдвинута по оси полей. Для пленок с $d_{\text{FM}} > d_{\text{cr}}$ появляется раскрытие петли гистерезиса, которое увеличивается с ростом d_{FM} .

Многочисленные эксперименты, проведенные на ферро-антиферромагнитных и ферро-ферримагнитных пленочных структурах, не обнаружили схлопывания петли гистерезиса при перемагничивании вдоль ОЛН даже для $\Delta H \gg H_C$. Одной из причин этого расхождения расчетных и экспериментальных данных может быть неправильная оценка d_{cr} . В работе [20] для обменно-связанной структуры с параметрами для магнитомягкого слоя $M_S = 800$ Gs, $H_k = 3$ Oe и величиной обмена $A = 10^{-6}$ erg/cm³ получено значение $d_{\text{cr}} = 260$ nm. Однако эксперименты на пленках NiFe/FeMn показали, что величина обмена на два порядка меньше [21], т.е.

$d_{\text{cr}} = 3$ nm. Но даже для структур с толщиной NiFe слоя $d_{\text{FM}} < 3$ nm не обнаружено схлопывания петли гистерезиса при перемагничивании вдоль ОЛН [21].

Для анализа квазистатического перемагничивания обменно-связанных структур в работе [17] предложена другая модель, которая предполагает когерентное вращение намагниченности магнитомягкого слоя. В этом случае взаимодействие между слоями характеризуется удельной поверхностной энергией E_s . При этом возникает усредненная по толщине однонаправленная анизотропия с величиной, обратно пропорциональной толщине магнитомягкого слоя. Такая зависимость ΔH от толщины магнитомягкого слоя подтверждается экспериментально [9,11]. При воздействии внешнего магнитного поля H , приложенного в плоскости пленки под углом α к ОЛН, вектор намагниченности M магнитомягкого слоя повернется на угол β к ОЛН. В этом случае энергию ферромагнитного слоя можно записать в виде

$$E = -H \cdot M \cos \varphi + E_k \sin^2 \beta - \frac{E_s}{d_{\text{FM}}} \cos \beta, \quad (2)$$

где $\varphi = \alpha - \beta$, E_k — константа одноосной анизотропии.

Используя традиционный метод счета, получено выражение для петли гистерезиса под любым углом α (кроме $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi$). Обнаружено, что при определенном угле $\alpha > \alpha_{\text{cr}}$ наблюдается схлопывание петли гистерезиса, при этом величина α_{cr} определяется отношением $\Delta H/H_k$, где $\Delta H = E_s/M \cdot d_{\text{FM}}$. Из этой модели можно сделать два вывода: во-первых, перемагничивание ферромагнитного слоя под определенным углом к ОЛН может происходить за счет процессов вращения вектора M , во-вторых, однонаправленную анизотропию можно имитировать внешним постоянным магнитным полем $H = \Delta H$. Оба вывода получили экспериментальное подтверждение, что позволяет говорить о применимости данной модели для описания квазистатического перемагничивания обменно-связанных структур.

Магнитные шумы в ферро-ферримагнитной пленочной структуре

Известно, что одним из способов снижения уровня магнитных шумов устройств на основе тонких магнитных пленок является наложение внешнего магнитного поля, которое приводит к более однородным процессам перемагничивания. К аналогичным результатам должно приводить использование структур с однонаправленной анизотропией.

Нами проведены сравнительные исследования влияния внешнего магнитного поля и однонаправленной анизотропии на магнитные шумы в пермаллоевых пленках [22,23]. Исследовались флуктуации эдс поперечной индукции при наличии подмагничивающего поля ($h_0, \Delta H$) вдоль ОЛН и высокочастотного поля вдоль оси трудного намагничивания (ОТН) — $H_{\text{hf}} < H_k, H_0$.

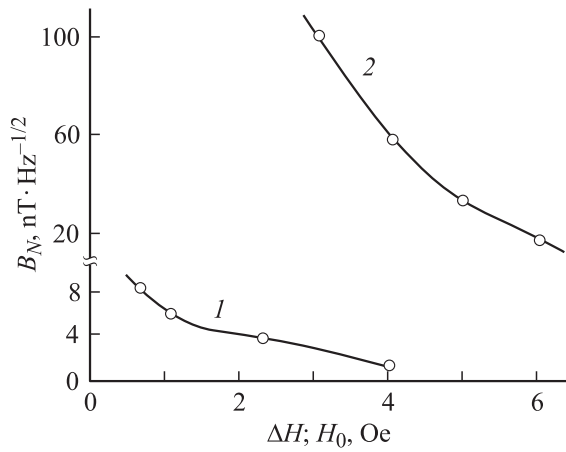


Рис. 3. Зависимость интенсивности магнитных шумов обменно-связанной структуры DyCo/NiFe (1) от величины однонаправленной анизотропии (ΔH) и контрольной пленки NiFe (2) от внешнего постоянного магнитного поля H_0 .

На рис. 3 приведены зависимости величины магнитного шума (B_N) пленки NiFe в обменно-связанной структуре DyCo/NiFe толщиной 500 nm (кривая 1) от величины поля смещения (ΔH) и контрольной пленки NiFe, намагниченной внешним магнитным полем (H_0) (кривая 2).

Как следует из рис. 3, магнитные шумы в обменно-связанной пленочной структуре значительно меньше, чем в контрольной пленке. Этот результат, по-видимому, обусловлен тем, что действие однонаправленной анизотропии не полностью эквивалентно действию внешнего поля и обменное взаимодействие в такой структуре приводит к более однородному намагничиванию магнитомягкого слоя.

Применение обменно-связанных структур

Магнитопленочные материалы с однонаправленной анизотропией находят практическое применение в различных областях техники [2–4]. Остановимся на вопросах использования ферро-ферритмагнитных структур РЗМ-ПМ/NiFe с однонаправленной магнитной анизотропией в качестве магнитооптической среды-носителя для магнитной памяти и в устройствах регистрации слабых магнитных полей.

Системы памяти. Интерес к использованию таких пленочных структур в качестве элементов магнитооптической памяти в основном связан с возможностью уменьшения энергопотребления и увеличения быстродействия при записи и стирании информации.

Запись магнитооптической информации на пленках с намагниченностью, перпендикулярной плоскости пленки, уже широко используется в дисковых накопителях для персональных компьютеров. Запись и стирание информации осуществляются термомагнитным способом

во вращаемом магнитном поле записи H_3 , перпендикулярном плоскости пленки, величиной 400–500 Oe (рис. 4).

В качестве материалов для магнитооптического носителя используются в основном сплавы РЗМ-ПМ. Основным недостатком в данном случае является необходимость прикладывать большие внешние магнитные поля при записи/стирании и их влияние на электродинамический подвес обоймы фокусирующего объектива, с одной стороны, а также большое время перехода от записи к стиранию, которое лимитируется индуктивностью обмотки источника магнитного поля [24].

Для записи магнитооптической информации на ферро-ферритмагнитных пленочных структурах РЗМ-ПМ/NiFe с обменной анизотропией в нашем случае используется другой принцип [16]. Схема записи представлена на рис. 5. На ферро-ферритмагнитную пленочную структуру (рис. 5, а) накладывается магнитное поле записи $H_R > H_C + \Delta H$ (10–15 Oe) антипараллельное исходному состоянию намагниченности в слое 3 (рис. 5, б). Слой 3 в этом поле перемагничивается, а намагниченность слоя 2 не меняется. При нагревании локального участка слоя 2 тепловым импульсом до температуры, близкой

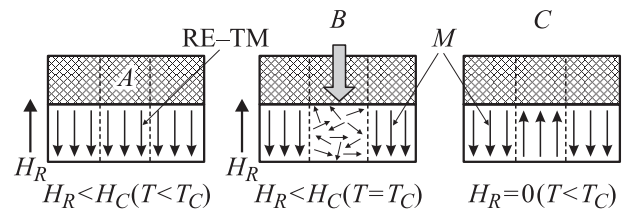


Рис. 4. Термомагнитная запись информации в пленках РЗМ-ПМ с перпендикулярной магнитной анизотропией. А — подложка, В — излучение, С — домены.

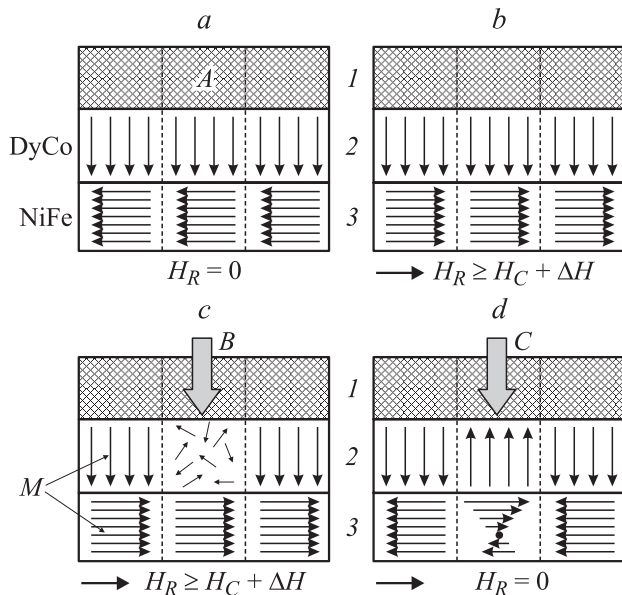


Рис. 5. Принцип термомагнитной записи информации в обменно-связанных пленочных структурах (РЗМ-ПМ)/NiFe. А–С — то же, что и на рис. 4.

к Кюри (T_C), этот участок переходит в парамагнитное состояние (рис. 5, *c*), а магнитное состояние слоя 3 при этом не меняется, так как T_C слоя NiFe $\gg T_C$ слоя DyCo. За счет энергии обменного взаимодействия между слоями 2 и 3 (при охлаждении) нагретый участок слоя 2 переманичивается в соответствии с направлением намагниченности слоя NiFe (рис. 5, *d*). После окончания воздействия теплового импульса и последующего выключения поля записи инвертированное состояние магнитного момента этого локального участка слоя 2 сохраняется, что соответствует записи бита информации, в то время как намагниченность в локальном участке слоя 3 приобретает неравновесную (геликоидальную) магнитную структуру (рис. 5, *d*) и представляет собой сжатую „спиновую пружину“. Считывание информации осуществляется с помощью полярного магнитооптического эффекта Керра.

Для стирания информации достаточно нагреть выделенный локальный участок слоя 2 до температуры Кюри. При этом исчезает обменное взаимодействие этого участка со слоем 3 и намагниченность в локальном участке слоя 3 устанавливается в направлении намагниченности основного слоя („спираль раскручивается“). После окончания импульса в процессе охлаждения локального участка слоя 2 намагниченность в нем за счет обменного взаимодействия со слоем 3 изменяет свое направление и записанная информация исчезает.

Таким образом, поскольку в нашем случае для записи информации требуется магнитное поле записи $H_R \geq H_C + \Delta H$ много меньше, чем поле записи в обычных РЗМ–ПМ, а для стирания информации магнитное поле вообще не требуется, то энергия магнитного поля, потребляемая при записи/стирании информации существенно уменьшается. В то же время низкие значения магнитного поля при записи, позволяющие формировать импульсы H_3 длительностью единиц наносекунд, и отсутствие необходимости коммутации магнитного поля в процессе записи и стирания позволяют обеспечить более высокое быстродействие. Следует особо отметить, что все положительные качества слоя РЗМ–ПМ сохраняются.

Магнитопленочные магнитометры. На базе ферро-ферритмагнитной пленочной структуры с однонаправленной анизотропией был разработан магнитометр для регистрации слабых магнитных полей исследована зависимость магнитных шумов устройства от статических характеристик магнитопленочной структуры и режимов возбуждения [22,23]. Принцип действия прибора аналогичен принципу действия магнитометра на цилиндрических магнитных пленках [25]. Однако использование обменно-связанной пленочной структуры в качестве чувствительного элемента магнитометра позволило резко снизить уровень низкочастотных шумов, который составил $\sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ Т} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ на частоте 1 Hz. Были проведены полевые испытания прибора, которые показали, что он может быть использован в геофизике, в частности при проведении электроразведочных работ

для поиска и разведки неглубоко залегающих рудных пород и для изучения верхней части разреза при нефтегазопроисловых работах [12].

Заключение

В работе мы затронули три различных аспекта обменно-связанной ферро-ферритмагнитной пленочной структуры, состоящей из магнитомягкого слоя, в качестве которого были использованы аморфные пленочные сплавы редкоземельных и переходных металлов, и магнитомягкого пермаллового слоя, а именно механика формирования обменной связи между слоями, особенности магнитных свойств данной структуры и применение таких структур. Несмотря на то что в данном направлении уже проделана большая и ценная работа, все еще существуют пробелы в понимании изучаемых здесь явлений. В то же время широкие возможности практического применения таких композитных материалов позволяют сделать вывод о перспективности дальнейших исследований в данной области.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 04-02-16099-а).

Список литературы

- [1] Meiklejohn W.H., Bean C.P. // Phys. Rev. 1956. Vol. 102. P. 1413–1418.
- [2] Tsang C., Fantana R.E. // IEEE Trans. Magn. 1982. Vol. MAG-18. P. 1149–1154.
- [3] Ведяев А.В. // УФН. Т. 72. № 8. С. 1458–1461.
- [4] Lenssen K.M.H., Vierman A.F.M., Doukers J.J.T. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 87. P. 4915–4918.
- [5] Nogues J., Shuller I.K. // J. Magn. Magn. Mat. 1999. Vol. 192. P. 203–232.
- [6] Йелон А.Н. Физика тонких пленок. М.: Мир, 1973. С. 228–333.
- [7] Середкин В.А., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 23. С. 1446–1449.
- [8] Cain W.C., Meiklejohn W.H., Kryder M.H. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 68. N 8. P. 4170–4173.
- [9] Середкин В.А., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. // ФММ. 1987. Т. 63. № 3. С. 457–462.
- [10] Hellman F., Dover R.B., Gyorgy E.M. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. N 5. P. 296–298.
- [11] Cain W.C., Kryder M.H. // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67. N 9. P. 5722–5724.
- [12] Бабицкий А.Н., Ближников Е.П., Владимиров А.Г. и др. // Геофиз. аппаратура. 1991. № 94. С. 21–28.
- [13] Середкин В.А., Исхаков Р.С., Яковчук В.Ю. и др. // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 5. С. 883.
- [14] Исхаков Р.С., Середкин В.А., Столяр С.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. Вып. 10. С. 743–746.
- [15] Исхаков Р.С., Середкин В.А., Столяр С.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. Вып. 11. С. 779.
- [16] Середкин В.А., Столяр С.В., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 19. С. 46–51.

- [17] Глазер А.А., Потапов А.П., Тагиров Р.И., Шур Я.С. // ФТТ. 1966. Т. 8. Вып. 10. С. 3022–3031.
- [18] Ерухимов М.Ш., Середкин В.А. // ФММ. 1977. Т. 44. № 7. С. 757–760.
- [19] Ahoroni A., Frei E.H., Strikman H. // J. Appl. Phys. 1959. Vol. 30. N 12. P. 1956–1961.
- [20] Саноян Ю.Г., Егиян К.А. // ФММ. 1974. Т. 38. No 2. С. 231–239.
- [21] Jungblut R., Coehoorn R., Johnson M.T. et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. N 10. P. 6659–6664.
- [22] Поляков В.В., Фролов Г.И. Магнитные материалы для радиоэлектроники. Красноярск, 1982. С. 179–185.
- [23] Поляков В.В., Владимиров А.Г., Середкин В.А. Аморфные пленочные сплавы переходных и редкоземельных металлов. Красноярск, 1988. С. 219–223.
- [24] Патент США. № 4610009. G 11B13/04.02.09.86.
- [25] Chiron G., Delapierre G. // IEEE Trans. Magn. 1979. Vol. Mag-15. P. 1815–1818.