

05

## Особенности однонаправленной анизотропии в обменносвязанных пленочных структурах NiFe/DyCo

© Р.С. Исхаков, В.А. Середкин, С.В. Столяр, В.Ю.Яковчук,  
Г.И. Фролов, Г.В. Бондаренко, Л.А. Чеканова, В.В. Поляков

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск  
Сибирский федеральный университет, Красноярск  
E-mail: rauf@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 25 октября 2007 г.

Изучена зависимость величины однонаправленной анизотропии в двухслойной системе DyCo/NiFe от толщины магнитомягкого слоя динамической и статической методиками. Обнаружено двукратное отличие величин обменного взаимодействия слоев, определенных методом ферромагнитного резонанса и анализом петель гистерезиса. Установлена обусловленность этих различий особенностью магнитной микроструктуры слоя DyCo.

PACS: 75.70.Cn, 76.50.+g

Двухслойные обменносвязанные пленочные структуры, состоящие из магнитомягкого и магнито жесткого слоев, в настоящее время являются базовым элементом целого направления в области прикладного магнетизма. Прикладную значимость имеют два класса явлений: эффект „обменной пружины“, проявляющий себя в коллинеарной ориентации намагниченностей магнитомягкого и магнито жесткого слоев вследствие прямого обменного взаимодействия гейзенберговского типа [1]; эффект „обменного сдвига“ или однонаправленная анизотропия (ОА), проявляющий себя в системе ферромагнетик–антиферромагнетик (ФМ–АФМ) сдвигом петли гистерезиса из симметричного положения [2]. В многочисленных обзорах (см., например, [3]) и монографии [4] приведено описание как эффектов, так и их приложений в композиционных постоянных магнитах [1], в магнитных датчиках, устройствах спинтроники и устройствах магнитной памяти [5].

В институте физики СО РАН была обнаружена ОА в двухслойных структурах TbFe/NiFe и DyCo/NiFe [6,7]. Механизм ОА в данных систе-

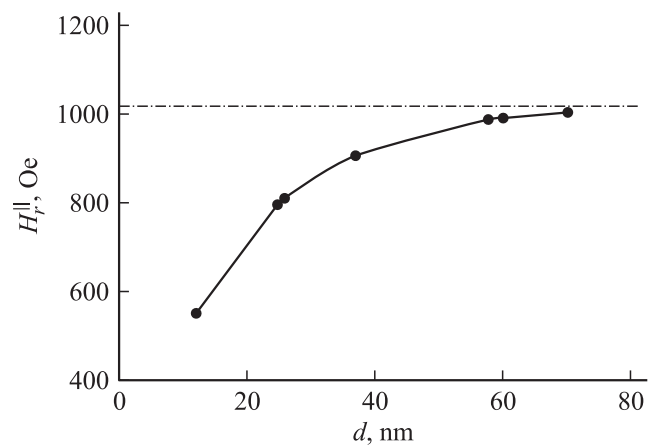
мах не был установлен, что не помешало разработке на основе этих структур магнитных датчиков [8], в которых отсутствовали недостатки, характерные для пленок ФМ–АФМ. Дело в том, что аморфные пленки TbFe и DyCo представляют собой ферромагнетик с высокой одноосной перпендикулярной анизотропией и большими величинами коэрцитивной силы в области концентрации вблизи компенсационной  $x_c$ , тогда как пленки NiFe являются магнитомягкими с низкой одноосной наведенной плоскостной анизотропией. Поэтому магнитная структура в пленках (TbFe, DyCo)/NiFe формируется ортогонально ориентированными эффективными намагниченностями слоев. Симметрия взаимодействия, приводящего к ОА в такой магнитной системе в общем случае неизвестна.

В работе [9] на системе TbFe/NiFe эффект был подтвержден, однако как он сам, так и его величина связывались с технологическим дефектом: отклонением легкой оси ферромагнетика от нормали к плоскости пленки на малый угол  $\alpha$ . В этом случае в области интерфейса переходная область намагниченностей является 90-градусной доменной стенкой с разной величиной поверхностного натяжения при  $(90^\circ - \alpha)$  и  $(90^\circ + \alpha)$ , чем и обусловлен обменный сдвиг, пропорциональный  $\sin(\alpha)$ . Выполненные в дальнейшем исследования, подробно описанные в [10], показали, что ОА существует и в двухслойных системах (TbFe, DyCo)/NiFe со строгой ортогональностью легкой оси ферромагнитного слоя. В работах [11,12] эффект ОА связывался с естественными флуктуациями химического состава в аморфном сплаве на наномасштабах. Действительно, макроскопически однофазный твердый раствор вблизи компенсационного состава  $x_c$  будет иметь макроскопически гетерофазную магнитную структуру. Были введены определения магнитной матричной фазы и магнитной примесной фазы. Показано, что допущение о прямом обмене намагниченности магнитомягкого слоя с локальной намагниченностью  $3-d$  подрешетки магнитной примесной фазы магнито жесткого слоя позволяет объяснить эффект ОА в магнитомягком слое. Целью данной работы является измерение обменного сдвига в двухслойной системе DyCo/NiFe динамическими и статическими методами, установление зависимости его величины от толщины магнитомягкого слоя и механизма, определяющего этот эффект.

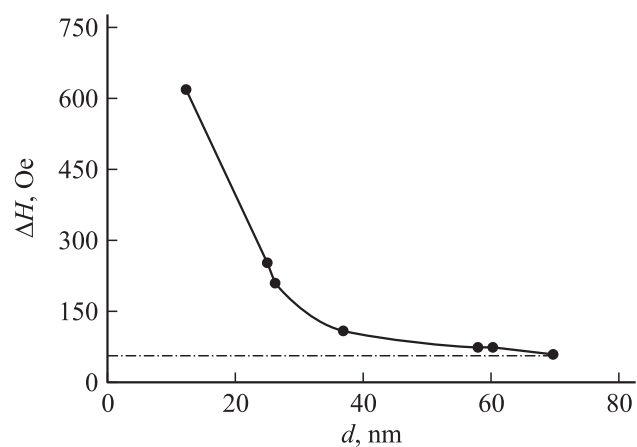
Структуры DyCo/NiFe, как и реперные однослойные пленки NiFe, были получены методом термического испарения в вакууме  $3 \cdot 10^{-6}$  Torr последовательным напылением слоев NiFe и DyCo (Dy: 23–25 at.%,

Co: 73–75 at.%) из независимых испарителей с кольцевым катодом на подложки из покровного стекла. Слой аморфного сплава DyCo характеризовался перпендикулярной магнитной анизотропией, а во время напыления ферромагнитного слоя NiFe, как реперного, так и входящего в двухслойную структуру NiFe/DyCo, в плоскости образца прикладывалось постоянное внешнее магнитное поле  $H_0 = 50$  Oe. Толщина и химический состав получаемых конденсатов контролировались методом рентгеноспектрального анализа. В качестве экспериментальных методик использовались магнитооптический эффект Керра в полях до 15 kOe, петлескоп для измерения петель гистерезиса в полях до 250 Oe (прикладываемых в плоскости пленки) на частоте  $f = 50$  Hz, а также метод ферромагнитного резонанса (ФМР) на частоте 9.2, 3, 1.5 GHz.

Кривые ФМР на частоте 9.2 GHz записывались при комнатной температуре в двух геометриях выполнения эксперимента: внешнее магнитное поле перпендикулярно и параллельно плоскости пленки. В перпендикулярной геометрии измерения величины резонансных полей  $H_r^\perp$  двухслойных структур DyCo( $d = 70$  nm)/NiFe( $d = X$  nm), где  $d$  — толщина слоя, полностью совпадали со значениями величин  $H_r^\perp$  однослойных реперных пленок NiFe ( $d = X$  nm). Толщина слоя пермаллоя менялась от 12 до 100 nm. В параллельной геометрии измерения ФМР значения величин резонансных полей  $H_r^\parallel$  двухслойных DyCo/NiFe и однослойных пленок NiFe в диапазоне толщины  $70 < X < 100$  nm также оказались равными. Для толщин пермаллоя  $10 < X < 70$  nm величины  $H_r^\parallel$  различались, так что наблюдалось неравенство  $H_r^\parallel(\text{DyCo/NiFe}) < H_r^\parallel(\text{NiFe})$ . В реперных пленках NiFe величины  $H_r^\parallel$  и  $\Delta H$  (ширина линии резонансного поглощения) практически не зависели от толщины  $d$  в изучаемом диапазоне толщин. Поэтому на рис. 1 представлены экспериментальные величины резонансного поля, в зависимости от толщины слоя ферромагнетика, только двухслойной структуры DyCo/NiFe, а характеристика реперного NiFe отмечена штриховой линией. На рис. 2 представлены экспериментальные величины ширины линии ФМР, двухслойных пленок DyCo/NiFe при различных толщинах магнитомягкого слоя. Величина  $\Delta H$  реперного NiFe также приведена в виде штриховой линии. Видно, что резонансные характеристики ( $H_r^\parallel$  и  $\Delta H$ ) в двухслойной системе испытывают существенные модификации. На наш взгляд, эти изменения обусловлены обменным взаимодействием, и ниже мы это докажем.

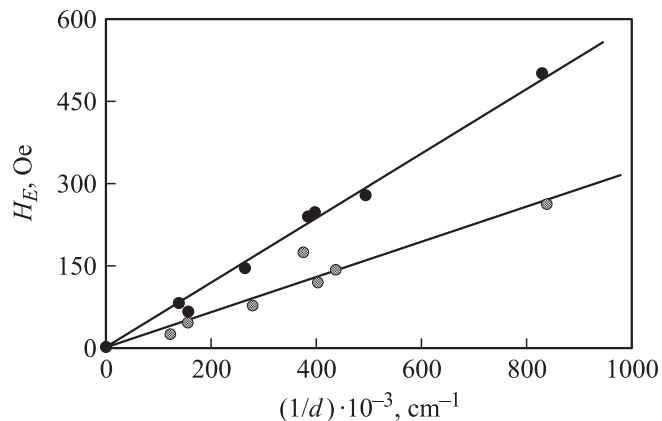


**Рис. 1.** Зависимость резонансного поля от толщины слоя NiFe в обменносвязанной структуре DyCo/NiFe.



**Рис. 2.** Зависимость ширины линии резонансного поглощения от толщины слоя NiFe в обменносвязанной структуре DyCo/NiFe.

Измеренные петли гистерезиса показали, что в изучаемых двухслойных пленках направление одноосной и ОА с хорошей точностью



**Рис. 3.** Зависимость величины обменного поля  $H_E(1/d)$  в структурах DyCo/NiFe ( $d$  — толщина слоя NiFe). Черные кружочки соответствуют значениям  $H_E$ , определенным из ФМР измерений. Серые кружочки соответствуют значениям  $H_E$ , определенным из  $M(H)$  измерений.

совпали. Были измерены величины: коэрцитивной силы магнитомягкого слоя ( $H_c \approx 2-4 \text{ Oe}$ ), поля наведенной одноосной анизотропии ( $H_k \approx 6-7 \text{ Oe}$ ) и величины поля обменного смещения  $H_E$ . Зависимость величины  $H_E$  от толщины слоя NiFe с хорошей точностью гиперболическая. Она представлена на рис. 3. Это позволило по выражению

$$H_E = \frac{J_E}{Md}, \quad (1)$$

где  $M$  — намагниченность насыщения,  $d$  — толщина слоя NiFe, провести оценку величины энергии обменного взаимодействия  $J_E$  слоев:  $J_E^{M(H)} \approx 0.2 \text{ erg/cm}^2$ .

Величины  $H_E$  и соответственно  $J_E$  могут быть измерены методом ФМР. Для этого стандартную формулу, описывающую ФМР в реперных пленках NiFe:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H(H + 4\pi M), \quad (2)$$

заменим следующим выражением:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H + H_E)(H + H_E + 4\pi M), \quad (3)$$

где  $\omega = 2\pi f$ ,  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение. Обоснование такой замены приведено в работах [13,14]. Тогда из сопоставления величин резонансных полей двухслойных систем и реперных пленок NiFe (рис. 1) по выражениям (2), (3) может быть вычислена искомая величина  $H_E$ . Рассчитанные величины  $H_E$  представлены на рис. 3. Видно, что для этих величин также выполняется гиперболическая зависимость  $H_E(1/d)$ , согласующаяся с выражением (1). Однако вычисленная величина энергии обменного взаимодействия слоев составляет  $J_E^{\text{ФМР}} = 0.4 \text{ erg/cm}^2$ , что в два раза превышает аналогичную характеристику, определенную по результатам статических измерений.

Покажем, что полученные экспериментальные результаты (в том числе и расхождение определенных из разных экспериментальных методик величин  $J_E$ ) согласуются с предложенной в [11,12] моделью магнитной гетерофазности компенсационных составов аморфных пленок DyCo, TbFe. Эффективная намагниченность матричной магнитной фазы наших пленок определяется подрешеткой Dy. Она устанавливается вдоль оси перпендикулярной анизотропии. Эффективная намагниченность примесной магнитной фазы определяется подрешеткой Co, и вследствие сильного обменного взаимодействия с подрешеткой Co матричной фазы она лежит в плоскости магнито жесткого слоя. Выражение (3), как и (2), описывает изотропный ФМР в плоскости пленки. Это означает, что внутреннее поле  $H_r \approx 1 \text{ kOe}$  насыщает не только слой NiFe, но и эффективную намагниченность примесной фазы магнито жесткого слоя. Тогда обменная энергия взаимодействия двух слоев будет определяться стандартным выражением гейзенберговского типа  $J_E = JM_1M_2$ , где  $M_1$  и  $M_2$  — намагниченности слоя NiFe и примесной фазы слоя DyCo. При уменьшении величины внутреннего поля эффективная намагниченность примесной фазы будет уменьшаться (вследствие расщепления направлений локальных намагниченностей) и, согласно известной модели Стонера–Вольфорта [15], достигнет величины  $M_{2r} = \frac{1}{2}M_{2s}$ , где  $M_{2r}$  — остаточная намагниченность, а  $M_{2s}$  — намагниченность насыщения примесной фазы. При этом соответствующим образом будет модифицироваться и стандартное выражение  $J_E = JM_1M_{2r}$ . Поэтому эксперименты, выполненные в статике, с малыми величинами внутренних полей, регистрируют влияние

остаточной намагниченности примесной фазы, тогда как динамические эксперименты с большой величиной внутреннего поля имеют дело с намагниченностью насыщения примесной фазы. Доказательством данного утверждения служат результаты ФМР, проведенного на низких частотах (уменьшение  $\frac{\omega}{\gamma}$  приводит к уменьшению величины внутреннего поля  $H_r$  согласно (2), (3)). На частоте 3 GHz резонансное поле также удовлетворительно описывается выражениями (2), (3). А вот на частоте 1.5 GHz изотропия  $H_r$  в плоскости пленки нарушена: здесь на зависимостях  $H_r(\varphi)$  ( $\varphi$  — угол между направлением однонаправленной анизотропии и внешним магнитным полем) проявляется как величина поля одноосной анизотропии  $H_k$ , так и величина поля однонаправленной анизотропии  $H_E$ , которая может быть оценена из ненулевой разности  $[H_r(0) - H_r(\pi)]$ .

Таким образом, двукратное различие измеренных величин  $J_E^{\text{ФМР}}$  и  $J_E^{M(H)}$  обусловлено магнитной микроструктурой слоев ферромагнитных сплавов: обменный сдвиг в системе DyCo/NiFe определяется средней намагниченностью примесной фазы в магнитной гетерофазной системе DyCo.

Работа выполнена при финансовой поддержке Целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы“ (2006–2008)–РНП.2.1.1.7376, „Фонда содействия отечественной науке“ — „Кандидаты наук РАН“-2006, гранта президента РФ № МК-4679.2006.3, РФФИ № 07-02-01172-а.

## Список литературы

- [1] Lin J.P., Lin Y., Skomski R., Sellmayer D.J. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 4812-4817.
- [2] Meiklejohn W.H., Bean C.P. // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 1413–1418.
- [3] Nogues J., Shuller I.K. // J. Magn. Magn. Mat. 1999. V. 192. P. 203–232.
- [4] O'Handley R.C. Modern Magnetic Materials Principles and Applications. P. 433–453. A Wiley-Interscience Publication John Wiley & Sons, inc., 2000.
- [5] Jansen R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. R289.
- [6] Середкин В.А., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 23. С. 1446–1449.
- [7] Середкин В.А., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. // ФММ. 1987. Т. 63. № 3. С. 457–462.

- [8] *Поляков В.В., Фролов Г.И.* Магнитные материалы для радиоэлектроники. Красноярск, 1988. С. 219–223.
- [9] *Hellman F., Dover R.B., Gyorgy E.M.* // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 5. P. 296–298.
- [10] *Фролов Г.И., Яковчук В.Ю., Середкин В.А.* и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 12. С. 69–75.
- [11] *Исхаков Р.С., Середкин В.А., Столяр С.В.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. В. 11. С. 779–783.
- [12] *Исхаков Р.С., Середкин В.А., Столяр С.В.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. В. 10. С. 743–746.
- [13] *Изотов А.В.* Автореф. дис. (01.04.11). Красноярск, 2003.
- [14] *Layadi A.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 184423-1.
- [15] *Stoner E.C., Wohlfarth E.P.* // Phil. Trans. Roy. Soc. A. 1948. V. 240. P. 599.