

05.2

Ферромагнитный резонанс в мультислойных структурах с билинейным и биквадратичным обменным взаимодействием

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет

Поступило в Редакцию 18 июня 2003 г.

В поперечном и продольном переменном поле исследована резонансная динамика намагниченности в мультислойных наноструктурах с учетом биквадратичной обменной связи между магнитными моментами соседних слоев. Обнаружено, что влияние кристаллографической магнитной анизотропии приводит к возникновению минимума в полевой зависимости резонансной частоты „акустической“ моды и к соответствующему ему максимуму магнитной восприимчивости.

1. Уникальные статистические и динамические свойства мультислойных периодических структур, состоящих из тонких слоев магнитного металла, разделенных немагнитными металлическими прослойками, определяются, прежде всего, характером связи магнитных моментов [1–3]. Данная связь обусловлена сильным косвенным обменным взаимодействием и может приводить к ферромагнитному, антиферромагнитному либо неколлинеарному упорядочению магнитных моментов соседних слоев [4–6]. За неколлинеарное упорядочение ответственна обнаруженная в мультислойных наноструктурах биквадратичная обменная связь, природе и влиянию которой на свойства указанных структур посвящены интенсивные экспериментальные и теоретические исследования [7–10]. В частности, установлено, что характер магнитной связи оказывает существенное влияние на резонансные свойства структуры. Поэтому их детальное изучение необходимо как с точки зрения практического использования подобных многослойников, так и для расширения и уточнения представлений о механизмах, лежащих в основе биквадратичной связи. В [8,9] исследовались особенности ферромагнитного резонанса в структурах $(\text{Fe/Cr})_n$ без учета кубиче-

ской кристаллографической анизотропии. Однако в рассматриваемых наноструктурах проявление кристаллографической анизотропии может оказаться существенным. Известно [11], что влияние поля кристаллографической анизотропии в монокристаллических ферромагнитных пленках приводит к новым особенностям резонансной динамики магнитных моментов. Усреднение резонансных характеристик по всем кристаллитам поликристаллических пленок наноструктур может лишь несколько ослабить проявление этих особенностей. В настоящей работе исследуется ферромагнитный резонанс в мультислойных наноструктурах с кубической кристаллографической и индуцированной одноосной магнитной анизотропией при учете билинейной и биквадратичной обменной связи между магнитными моментами соседних слоев.

2. Будем считать, что исследуемая структура состоит из достаточно большого числа ($n \gg 1$) слоев магнитного металла с намагниченностью \mathbf{M}_i и толщиной d_i (i — номер магнитного слоя), разделенных немагнитными прослойками, толщина которых отвечает исходному антиферромагнитному типу упорядочения магнитных моментов соседних слоев. В соответствии с имеющимися экспериментальными данными для структур подобного типа, например $(\text{Fe/Cr})_n$ [12], магнитная анизотропия слоев железа складывается из одноосной наведенной анизотропии типа „легкая ось“ и кристаллографической кубической анизотропии. Кристаллографические оси $[100]$ и $[010]$ лежат в плоскости слоев, а ось легкого намагничивания наведенной анизотропии ориентирована перпендикулярно слоям. В этом случае свободная энергия системы в расчете на единицу площади дается выражением

$$E = \sum_{i=1}^n d_i \left[-\mathbf{H}\mathbf{M}_i + \frac{K_{1i}}{4} (\sin^2 2\psi_i + \cos^4 \psi_i \sin^2 2\varphi_i) + (K_{ii} - 2\pi M_i^2) \cos^2 \psi_i \right] + \sum_{i=1}^n \mathbf{m}_i \mathbf{m}_{i+1} (J_1 + J_2 \mathbf{m}_i \mathbf{m}_{i+1}), \quad (1)$$

где $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/M_i$, а J_1 и J_2 — константы билинейной и биквадратичной связи, обусловленной косвенным обменным взаимодействием магнитных моментов ближайших слоев и зависящей в общем случае от толщины, материала, структурных характеристик прослойки; K_{1i} , K_{ii} — константы кубической и ростовой анизотропии; \mathbf{H} — статическое подмагничивающее поле; φ_i — отсчитываемый от оси $[100]$ азимутальный угол, определяющий плоскостную ориентацию магнитного

момента пленок; ψ_i — угол выхода вектора \mathbf{M}_i из плоскости пленки. Все магнитные слои будем считать идентичными, т.е. $M_i = M$, $d_i = d$, $K_{ii} = K_u$, $K_{1i} = K_1$. В этом случае вся совокупность магнитных слоев разбивается на две подсистемы ($j = 1, 2$) с идентичным поведением слоев каждой из подсистем. С учетом больших размагничивающих полей для реализуемых на практике структур ($4\pi M \gg 2K_u/M$, $J_{1,2}M$) в случае плоскостного подмагничивающего поля \mathbf{H} магнитные моменты лежат в плоскости слоев, поэтому равновесные углы $\psi_{0j} = 0$. Для определения равновесных азимутальных углов $\varphi_{0j}(H)$ используем условия равновесия $\partial E/\partial\varphi_j = 0$ и $\partial^2 E/\partial\varphi_j^2 > 0$, приводящие с учетом (1) к системе уравнений:

$$\begin{aligned} 2HM \sin(\varphi_{0j} - \varphi_H) + K_1 \sin 4\varphi_{0j} - 2\bar{J}_1 \sin(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) \\ - 2\bar{J}_2 \sin 2(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) = 0, \\ HM \cos(\varphi_{0j} - \varphi_H) + 2K_1 \cos 4\varphi_{0j} - \bar{J}_1 \cos(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) \\ - 2\bar{J}_2 \cos 2(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) > 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $j = 1, 2$; φ_H — азимутальный угол, отсчитываемый от оси [100] и определяющий плоскостное направление поля \mathbf{H} ; $\bar{J}_{1,2} = 2J_{1,2}/d$.

Уравнения движения для векторов намагниченности каждого из слоев \mathbf{M}_i выбираем в форме Ландау–Лифшица, и в сферической системе координат запишем их следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_j M d \cos \psi_j = \gamma \frac{\partial E}{\partial \psi_j} + \frac{\lambda}{M} \frac{1}{\cos \psi_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}, \\ \dot{\psi}_j M d = \frac{\lambda}{M} \frac{\partial E}{\partial \psi_j} - \gamma \frac{1}{\cos \psi_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}, \end{aligned} \quad (3)$$

где γ — гиромагнитное отношение, λ — параметр затухания. В линейном приближении по малым отклонениям от положения равновесия ($\delta_j = \varphi_j - \varphi_{0j}$) высокочастотная восприимчивость системы может быть представлена в виде суммы $\chi = \chi_1 + \chi_2$, где восприимчивости отдельных подсистем имеют вид

$$\chi_j = \frac{M^2}{\Delta_1 \Delta_2 - D^2} [D \sin(\varphi_{03-j} - \varphi_h) - \Delta_{3-j} \sin(\varphi_{0j} - \varphi_h)] \exp(i\alpha_j). \quad (4)$$

Здесь φ_h — азимутальный угол СВЧ-поля \mathbf{h} ; параметры

$$D = \bar{J}_1 \cos(\varphi_{01} - \varphi_{02}) + 2\bar{J}_2 \cos 2(\varphi_{01} - \varphi_{02}),$$

$$\Delta_j = (\omega_{0j}^2 - \omega^2 + 4\pi i \lambda \omega) / 4\pi \gamma^2 - D,$$

где резонансные частоты изолированных магнитных слоев каждой из подсистем без учета диссипации

$$\omega_{0j}^2 = 4\pi \gamma^2 [HM \cos(\varphi_{0j} - \varphi_H) + 2K_1 \cos 4\varphi_{0j}]. \quad (5)$$

При выводе выражений (4) принималось, что $h(t) = h \exp(i\omega t)$ и $\delta_j(t) = \delta_{j0} \times \exp(i\omega t - i\alpha_j)$. Амплитуда колебаний полярного угла всегда значительно меньше, чем азимутального.

3. Исследуем влияние кубической кристаллографической анизотропии на резонансную динамику намагниченности на основе численного анализа полученных соотношений. Будем использовать параметры, отвечающие параметрам реальной структуры $(\text{Fe/Cr})_n$: для слоев железа намагниченность $M = 1620 \text{ Gs}$, константа роторной анизотропии $K_u = 2.06 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$, $\lambda = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 1.76 \times 10^7 \text{ (Oe}\cdot\text{s)}^{-1}$, толщина $d = 21.2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$; параметры слоев хрома явно в (1) не входят, но они определяют величину констант связи. На рис. 1 приведены зависимости частоты резонансной прецессии магнитных моментов (a) и модуля магнитной восприимчивости (b) от величины подмагничивающего поля при значениях константы анизотропии $K_1 = (0, 2.3, 4.6) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ (кривые 1–3); константы связи принимаем равными $J_1 = 0.2 \text{ erg/cm}^2$ и $J_2 = 0.115 \text{ erg/cm}^2$. Непрерывные кривые представляют „акустическую“ ветвь, отвечающую поперечному СВЧ-полю ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$) и разности фаз прецессионных движений в соседних слоях $\alpha_1 - \alpha_2 = 0$. Пунктирные кривые представляют „оптическую“ ветвь, отвечающую продольному СВЧ-полю ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$) и $\alpha_1 - \alpha_2 = \pi$. Из представленных зависимостей следует, что наличие кристаллографической анизотропии приводит к появлению минимума в полевой зависимости резонансной частоты, отвечающей „акустической“ моде. Следовательно, существует диапазон частот, в котором резонансная прецессия в поперечном СВЧ-поле одной частоты возбуждается при двух значениях подмагничивающего поля. Указанному минимуму соответствует максимум резонансной магнитной восприимчивости системы, отсутствующий при нулевой константе кристаллографической анизотропии. С ростом константы K_1 минимум

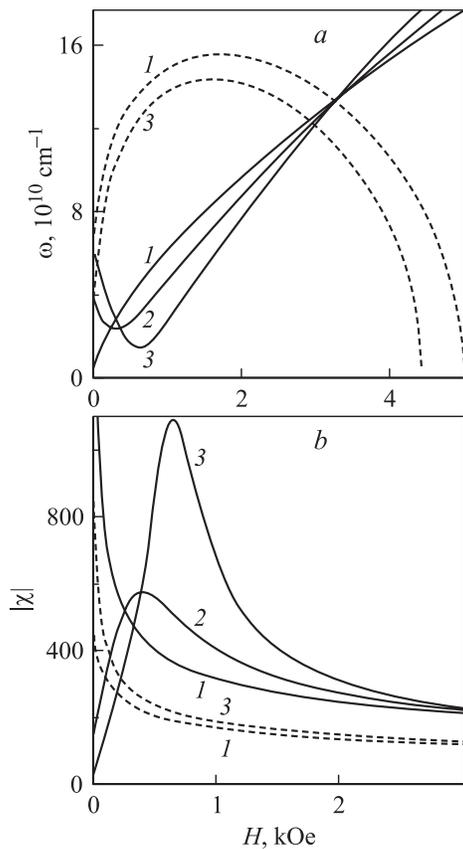


Рис. 1. Полевые зависимости резонансной частоты (а) и магнитной восприимчивости системы (b) для „акустических“ (непрерывные кривые) и „оптических“ (пунктирные кривые) мод прецессии магнитных моментов; $K_1 = (0, 2.3, 4.6) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ (1–3); $J_1 = 0.2 \text{ erg/cm}^2$, $J_2 = 0.115 \text{ erg/cm}^2$.

резонансной частоты сдвигается в область больших частот, а максимум магнитной восприимчивости увеличивается. Для „оптической“ моды кристаллографическая анизотропия приводит только к незначительным уменьшению резонансной частоты и увеличению восприимчивости системы. Максимальное значение подмагничивающего поля для „опти-

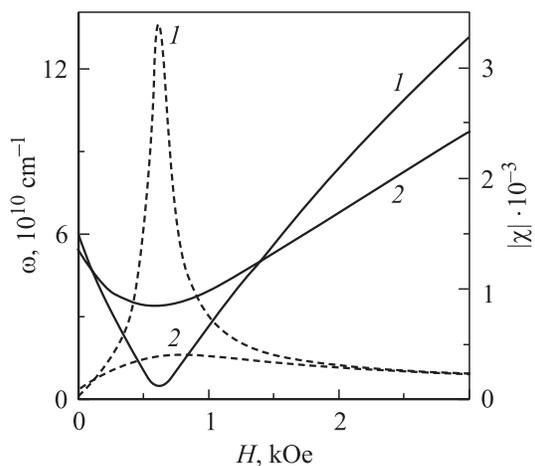


Рис. 2. Полевые зависимости резонансной частоты (непрерывные кривые) и магнитной восприимчивости (пунктирные кривые), отвечающие „акустической“ моде; $K_1 = 4.6 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$; $J_1 = 0.175$, $J_2 = 0.1$ (1) и $J_1 = 0.4$, $J_2 = 0.23 \text{ erg/cm}^2$ (2).

ческой“ моды при этом уменьшается, что связано с уменьшением поля насыщения, когда магнитные моменты обеих подсистем оказываются сонаправленными.

На рис. 2 приведены полевые зависимости резонансных частоты (непрерывные кривые) и магнитной восприимчивости (пунктирные кривые), отвечающие „акустической“ моде при константе анизотропии $K_1 = 4.6 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ и константах связи $J_1 = 0.175 \text{ erg/cm}^2$, $J_2 = 0.1 \text{ erg/cm}^2$ (кривые 1) и $J_1 = 0.4 \text{ erg/cm}^2$, $J_2 = 0.23 \text{ erg/cm}^2$ (кривые 2). Из представленных кривых следует, что усиление обменной связи сглаживает экстремумы резонансных зависимостей $\omega(H)$ и $|\chi|(H)$, но не уменьшает частотного диапазона, в котором резонансной частоте соответствует два значения подмагничивающего поля. Результаты, полученные при численном решении нелинейных уравнений (3), оказываются близкими приведенным даже при достаточно больших амплитудах СВЧ-поля.

Проведенный анализ показывает, что кубическая кристаллографическая анизотропия ферромагнитных слоев мультислойных наноструктур с билинейной и биквадратичной обменной связью оказывает существенное влияние преимущественно на „акустические“ моды резонансной прецессии намагниченности, приводя к появлению минимума в зависимости резонансной частоты от величины подмагничивающего поля и соответствующего ему максимума магнитной восприимчивости системы. С учетом того, что в наноструктурах рассматриваемого типа вклад кристаллографической анизотропии, как правило, порядка ростовой, данный результат необходимо учитывать при проектировании на их основе устройств и элементов СВЧ-диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования России (проект PD02-1.2–72).

Список литературы

- [1] *Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 11. P. 2472–2475.*
- [2] *Кудрявцев Ю.В., Гонтаж Р. // ФММ. 1994. Т. 77. № 6. С. 44–49.*
- [3] *Шутый А.М., Семенов Д.И. // ФММ. 2003. Т. 95. № 3. С. 5–11.*
- [4] *Schreyer A., Ankher J.F., Zeidler Th. et al. // Phys. Rev. 1995. V. B52. N 12. P. 16066–16085.*
- [5] *Устинов В.В., Кириллова М.М., Лобов И.Д. и др. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. В. 2. С. 477–494.*
- [6] *Патрин Г.С., Волков Н.В., Кононов В.П. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68. В. 5. С. 287–290.*
- [7] *Edwards D.M., Ward J.M., Mathon J. // J. Magn. Magn. Mater. 1993. V. 126. N 3. P. 380–383.*
- [8] *Бибенин Н.Г., Кобелев А.В., Танкеев А.Р., Устинов В.В. // ФММ. 1996. Т. 82. № 4. С. 348–353.*
- [9] *Дровосеков А.Б., Крейнес Н.М., Холин Д.И. и др. // Тез. докл. Международной школы-семинара НМММ-XVI. М., 1998. Ч. 1. С. 14–15.*
- [10] *Звездин А.К., Костюченко В.В. // ФТТ. 1999. Т. 41. В. 3. С. 461–462.*
- [11] *Шутый А.М., Семенов Д.И. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. В. 3 (9). С. 110–116.*
- [12] *Миляев М.А., Ромашев Л.Н., Устинов В.В. и др. // Тез. докл. Международной школы-семинара НМММ-XVIII. М., 2002. Ч. 1. С. 102–104.*