

06.2

## Динамическая бистабильность в двухслойных магнитосвязанных пленках

© Д.И. Семенцов, А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет  
E-mail: sdi@sdi.ulsu.ru

Поступило в Редакцию 15 мая 2001 г.

Исследовано динамическое поведение магнитных моментов в двухслойной магнитосвязанной системе в области ферромагнитного резонанса с большими амплитудами угла прецессии. Обнаружены характерные для нелинейных явлений смещение частоты резонанса при увеличении СВЧ-поля, а также области динамической бистабильности по частоте и по подмагничивающему полю.

1. При взаимодействии высокочастотного излучения большой мощности с магнитоупорядоченными кристаллами в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР) наблюдается целый ряд эффектов, обусловленных резким увеличением амплитуды колебаний намагниченности [1–5]. К таким эффектам можно отнести бистабильность и связанную с ней гистерезисную зависимость поглощаемой образцом мощности от подмагничивающего поля [6–9]. Наряду с этим в последнее время повышенное внимание уделяется исследованию резонансных свойств мультислойных систем, состоящих из чередующихся слоев ферромагнитного и немагнитного металлов, что связано с различными типами упорядочения намагниченности в слоях и соответственно многообразием их динамического поведения [10,11]. В настоящей работе исследуются особенности нелинейного ФМР в магнитосвязанной системе, состоящей из двух слоев ферромагнитного металла, разделенных немагнитной прослойкой, обеспечивающей коллинеарность магнитных моментов. Выявлены характерные для нелинейных явлений смещения резонансных частот слоев при увеличении амплитуды СВЧ-поля, а также области бистабильности в зависимости амплитуды колебаний магнитных моментов от частоты высокочастотного и величины подмагничивающего поля.

2. Будем считать, что система с двумя магнитосвязанными слоями намагничена в своей плоскости  $xy$ . Каждый из слоев толщиной  $d_i$  обладает намагниченностью  $M_i$ , плоскостной одноосной анизотропией

с константой  $K_i$  и осью легкого намагничивания, совпадающей с осью  $y$ . Внешнее подмагничивающее поле  $\mathbf{H}$  также лежит в плоскости пленки, и его ориентация определяется углом  $\alpha$ , отсчитываемым от оси  $y$ . Высокочастотное поле  $\mathbf{h}(t)$  линейно поляризовано в плоскости пленки и перпендикулярно подмагничивающему полю. Решение динамического уравнения Ландау–Лифшица для рассматриваемой магнитосвязанной системы в линейном приближении приводит к следующему выражению для высокочастотной восприимчивости:

$$\chi = (d_1\chi_1 + d_2\chi_2)(d_1 + d_2)^{-1}, \quad (1)$$

$$\chi_i = 4\pi\gamma^2 M_i \frac{M_i \Delta_{3-i} \cos(\alpha - \varphi_{0i}) - 4\pi\gamma^2 D_i M_{3-i} \cos(\alpha - \varphi_{03-i})}{\Delta_1 \Delta_2 - 16\pi^2 \gamma^4 D_1 D_2},$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение, параметр  $D_i = Ad_{12}M_1M_2/d_i$ ,  $d_{12} = d_1d_2(d_1+d_2)^{-1}$  — приведенная толщина двух слоев;  $A$  — константа связи магнитных слоев, зависящая в общем случае от толщины и материала прослойки, ее структурных характеристик,  $\varphi_{0i}$  — равновесная ориентация намагниченности (при  $h = 0$ ). Входящие в (1) параметры

$$\Delta_i = \omega_{0i}^2 - \omega^2 - 4\pi\gamma^2 D_i + 4\pi i \lambda_i \omega, \quad (2)$$

где  $\lambda_i$  — параметры затухания, резонансные частоты изолированных слоев

$$\omega_{0i}^2 = 4\pi M_i \gamma^2 [H \cos(\alpha - \varphi_{0i}) + H_{ki} \cos 2\varphi_{0i}], \quad (3)$$

$H_{ki} = 2K_i/M_i$  — поле магнитной анизотропии. Из (1) находятся резонансные частоты двухслойной системы. В пренебрежение затуханием ( $\lambda_i = 0$ ) получаем:

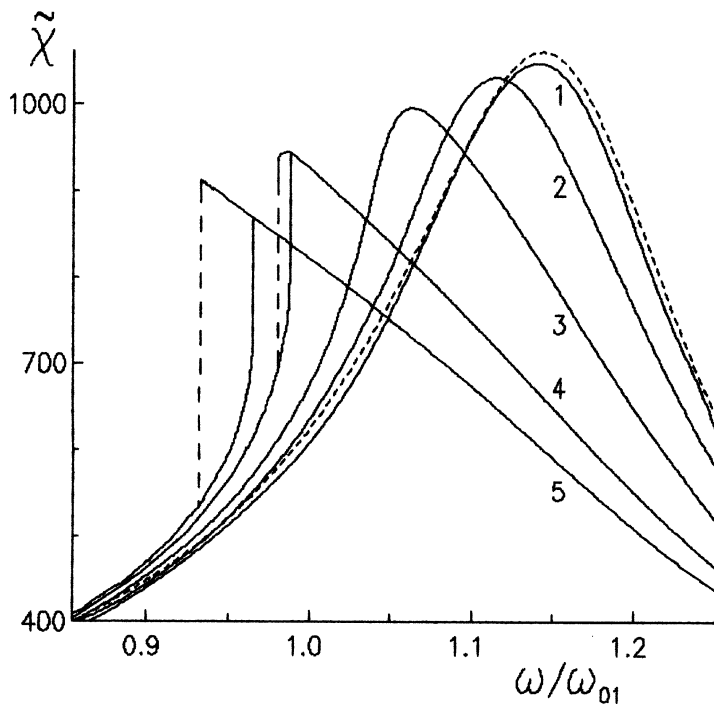
$$\omega_{1,2}^2 = \frac{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2}{2} - 2\pi\gamma^2 AM_1M_2 \pm \sqrt{\frac{(\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2)^2}{4} + 2\pi\gamma^2 AM_1M_2 \frac{d_1 - d_2}{d_1 + d_2} (\omega_{01}^2 - \omega_{02}^2) + (2\pi\gamma^2 AM_1M_2)^2}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что при отсутствии взаимодействия между слоями ( $A = 0$ ) резонансные частоты двухслойной пленки, т.е. нормальные частоты системы, совпадают с резонансными частотами отдельных слоев, тогда как при  $A \neq 0$  имеет место сдвиг резонансных частот.

Если резонансные частоты свободных слоев совпадают ( $\omega_{0i} = \omega_0$ ), то для резонансных частот связанных слоев получаем:  $\omega_1^2 = \omega_0^2$ ,  $\omega_2^2 = \omega_0^2 - 4\pi\gamma^2 AM_1 M_2$ , что позволяет по их разности судить о величине константы связи между слоями. Видно, что в зависимости от знака константы связи  $A$  сдвиг резонансной частоты  $\omega_2$  может быть по отношению к частоте  $\omega_0$  как положительным, так и отрицательным.

3. Нелинейные эффекты становятся существенными при амплитудах высокочастотного поля, близких к пороговому значению  $h_{thr} \cong (\Delta H_i^3 / 4\pi M_i)^{1/2}$ , где  $\Delta H_i$  — ширина линии линейного резонанса, при котором однородная прецессия становится неустойчивой [3]. Особенности прецессионного движения намагниченности с учетом нелинейных эффектов рассмотрим на основе численного решения динамического уравнения Ландау–Лифшица. Для упрощения анализа будем считать  $A < 0$ , что обеспечивает однонаправленность магнитных моментов в слоях в равновесном состоянии при  $H = 0$ , а направление подмагничивающего поля выберем вдоль осей легкого намагничивания, т. е. примем  $\alpha = 0$ . При расчете будем использовать параметры, близкие к параметрам реальных пленок пермаллоидного класса:  $\lambda_1 = \lambda_2 = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ , намагниченность и поле анизотропии первой пленки  $4\pi M_1 = 8 \cdot 10^3 \text{ Gs}$ ,  $H_{k1} = 5 \text{ Oe}$ , второй —  $4\pi M_2 = 1.1 \cdot 10^4 \text{ Gs}$ ,  $H_{k2} = 10 \text{ Oe}$ ;  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$ ; толщины обеих пленок выберем равными, т. е.  $d_1 = d_2 = 0.1 \mu\text{m}$ . Для указанных параметров нелинейные эффекты начинают проявляться при амплитудах СВЧ-поля  $h \sim 1 \text{ Oe}$ .

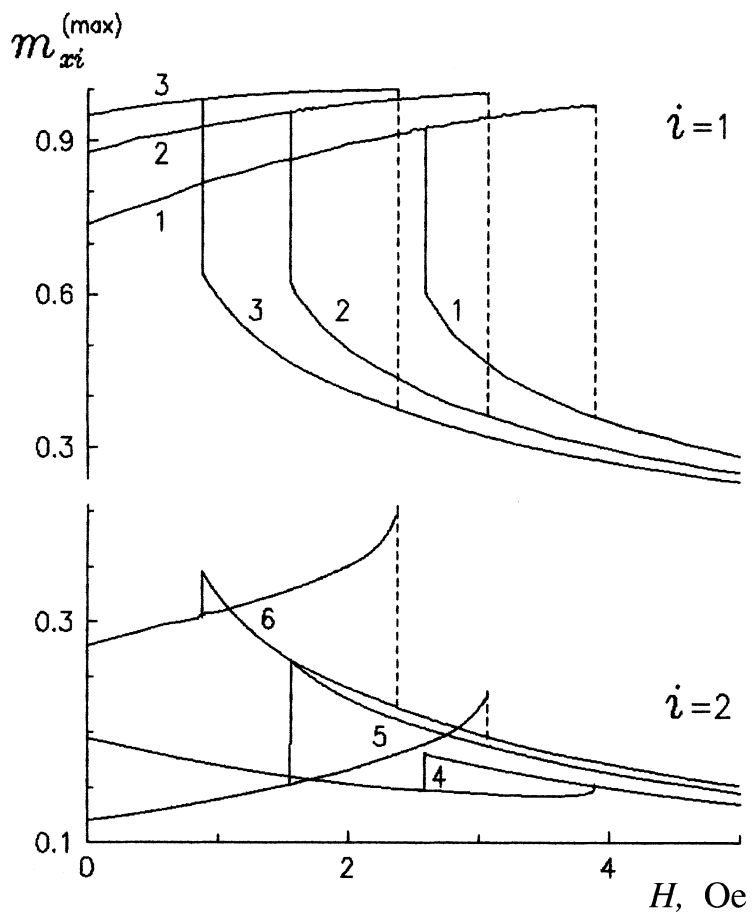
На рис. 1 представлена частотная зависимость высокочастотной восприимчивости системы  $\tilde{\chi}(M_1 \cos \tilde{\varphi}_1 + M_2 \cos \tilde{\varphi}_2)/h$ , где  $\tilde{\varphi}_i$  — амплитуды углов стационарных колебаний магнитных моментов, полученные для различных амплитуд поля  $h = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 \text{ Oe}$  (кривые 1–4) при подмагничивающем поле  $H = 0$  и значении константы связи  $|A| = 5 \cdot 10^{-3}$ . Пунктирная кривая соответствует линеаризованному решению, построенному на основе (8). Приведенные зависимости показывают, что относительно линеаризованного решения даже при достаточно малых СВЧ-полях имеет место смещение резонансных частот в сторону их уменьшения. С ростом СВЧ-поля нелинейные эффекты усиливаются: указанное смещение максимумов резонансных кривых становится значительным, и увеличивается асимметрия резонансных кривых, что в итоге приводит к возникновению интервала бистабильности. При равных высокочастотных полях данный интервал оказывается большим в случае меньшей энергии связи между магнитными моментами слоев.



**Рис. 1.** Частотная зависимость высокочастотной восприимчивости системы, полученная для различных амплитуд СВЧ-поля при  $H = 0$  и  $|A| = 5 \cdot 10^{-3}$ ; пунктирная кривая соответствует линеаризованному решению.

Рост СВЧ-поля приводит также к уменьшению резонансных значений магнитной восприимчивости.

Для реализации в режиме бистабильности состояния с большей амплитудой колебаний магнитных моментов пленок необходимо, чтобы начальное направление векторов  $\mathbf{M}_i$  было близко к направлению СВЧ-поля, т. е.  $\varphi_0 \approx \pm\pi/2$ . Этого можно добиться за счет дополнительного подмагничивающего поля, направленного по оси  $x$ , и выключаемого при включении высокочастотного поля  $h$  (при  $t = 0$ ). На реализацию того или иного динамического состояния в режиме бистабильности оказывает влияние также начальная фаза СВЧ-поля.



**Рис. 2.** Полевая зависимость высокочастотной намагниченности первой (кривые 1–3) и второй (кривые 4–6) пленок для различных значений константы связи  $A$  при  $\omega = \omega_{01}$  и  $h = 1.5 \text{ Oe}$ .

На рис. 2 приведена зависимость амплитудных значений  $x$ -компонент магнитных моментов первой (кривые 1–3) и второй (кривые 4–6) пленок при установившемся прецессионном движении, т.е. величины

$m_{x1}^{(\max)}$ , от величины подмагничивающего поля  $H$  на частоте  $\omega = \omega_{01}$  при значениях константы связи  $|A| = (1, 5, 9) \cdot 10^{-3}$  (кривые 1 и 4, 2 и 5, 3 и 6) и амплитуде поля  $h = 1.5$  Ое. Видно, что с увеличением подмагничивающего поля  $H$  амплитуда колебания намагниченности в пленке, собственная частота которой равна частоте СВЧ-поля, вначале плавно растет, а затем резко падает и реализуется режим бистабильности. Это связано с проявляющейся асимметрией формы резонансных кривых относительно резонансной частоты  $\omega_i$ , которая имеет место в случае достаточно больших амплитуд высокочастотного поля  $h$ . Зависимость от поля  $H$  амплитуды колебаний магнитного момента второй пленки иная: при малых значениях константы связи  $|A|$  величина  $m_{x2}^{(\max)}$  незначительно снижается с ростом  $H$ , а при больших — вначале растет и, только пройдя область бистабильности, монотонно уменьшается. В области бистабильности наблюдается пересечение двух ветвей зависимости  $m_{x2}^{(\max)}(H)$ , т.е. имеет место такая величина подмагничивающего поля  $H_c$ , при которой два стационарных динамических состояния системы отличаются амплитудой колебания намагниченности только первой пленки. Однако как при слишком малой, так и при слишком большой константе связи данная особенность в области режима бистабильности отсутствует.

Приведенный анализ показал, что в двухслойной магнитосвязанной системе с разделяющим немагнитным слоем, обеспечивающим ферромагнитный тип взаимодействия магнитных моментов слоев ( $A < 0$ ), проявляются нелинейные эффекты, приводящие к смещению частоты прецессии при увеличении амплитуды СВЧ-поля и возникновению областей динамической бистабильности. Сильное различие (в несколько раз) амплитуд прецессии магнитных моментов практически во всей области динамической бистабильности, делают рассматриваемую систему очень чувствительной к изменениям параметров как высокочастотных, так и статических полей, что может быть использовано при создании на основе указанных систем различных СВЧ-устройств.

## Список литературы

- [1] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- [2] Neite B., Doetsch H. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62(2). P. 648–652.
- [3] Резенда С.М., де Агуар Ф.М. // ТИИЭР. 1990. Т. 78. В. 6. С. 5–20.

- [4] Темирязов А.Г., Тихомирова М.П., Маряхин А.В. // Тез. докл. Междунар. школы-семинара НМММ-XVI. 23–26 июня 1998 г. М., 1998. Ч. 1. С. 270–271.
- [5] Шутый А.М., Семенцов Д.И. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. В. 3(9). С. 110–116.
- [6] Gnatzig K., Doetsch H., Ye M. et al. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 12. P. 4839–4842.
- [7] Bordman A.D., Nikotov S.A., Wang Q. // IEEE Trans. 1994. V. MAG30. N 1. P. 1–4.
- [8] Prabhakar A., Stancil D.D. // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. N 8. P. 4859–4863.
- [9] Фетисов Ю.К., Петтон К.Э. // РИЭ. 2000. Т. 45. № 6. С. 735–741.
- [10] Бебенин Н.Г., Устинов В.В. // ФММ. 1997. Т. 84. В. 2. С. 29–34.
- [11] Дровосеков А.Б., Крейнес Н.М., Холин Д.И. и др. // Тез. докл. Междунар. школы-семинара НМММ-XVI. 23–26 июня 1998 г. М., 1998. Ч. 1. С. 14–15.