

Динамический ориентационный фазовый переход в двухслойной магнитосвязанной структуре

Д. И. Семенцов, А. М. Шутый

Ульяновский государственный университет, 432700 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 13 февраля 2002 г.

Исследовано динамическое поведение намагниченности в системе двух магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой, обеспечивающей антиферромагнитный тип связи. Вблизи края ориентационной петли гистерезиса обнаружен новый эффект ориентационного фазового перехода, происходящего при изменении амплитуды (частоты) высокочастотного поля.

PACS: 75.40.Gb

1. Уникальность и широкий спектр статических и динамических свойств мультислойных структур, состоящих из чередующихся слоев ферромагнитного металла и немагнитного материала, обусловлены, прежде всего, многообразием типов связи между намагниченностями и нелинейным характером взаимодействия магнитных моментов слоев с внешним полем [1–3]. Различные типы связи приводят к различным типам равновесного магнитного упорядочения, управляемого внешним подмагничивающим полем [4, 5]. Особый интерес представляют свойства подобных структур вблизи критических значений полей, определяющих ориентационные фазовые переходы, при которых изменение намагниченности в слоях имеет скачкообразный характер. Так в [6] для системы двух магнитных пленок с антиферромагнитным типом связи обнаружены области значений полей, где реализуются состояния ориентационной бистабильности, приводящей к ориентационному гистерезису и скачкообразной перестройке намагниченности в структуре.

Характер магнитного упорядочения в мультислойной структуре существенным образом сказывается на резонансном поведении спиновой подсистемы в высокочастотном поле [7, 8]. Нелинейное взаимодействие переменного поля с магнитными моментами слоев структуры также приводит к целому ряду динамических эффектов – увеличению угла прецессии [9], динамической бистабильности и фрактолизации [10], имеющих место даже в системе двух дипольно связанных магнитных моментов [11, 12]. Нахождение условий возбуждения высокочастотным полем различных динамических режимов представляет интерес для многочисленных практических применений. В настоящей работе исследуются особенности динамического перематничивания

двухслойной структуры с антиферромагнитным типом связи, происходящего вблизи края ориентационной петли гистерезиса в процессе прецессионного движения под воздействием высокочастотного поля.

2. Рассмотрим структуру с двумя слоями ферромагнитного металла, разделенными немагнитной прослойкой. Каждый из магнитных слоев характеризуется толщиной d_i , намагниченностью M_i , и плоскостной одноосной анизотропией с константой K_i . Внешнее подмагничивающее поле \mathbf{H} направлено вдоль общей для слоев оси легкого намагничивания, а высокочастотное поле $\mathbf{h}(t)$ линейно поляризовано в плоскости пленки и перпендикулярно подмагничивающему полю. В этом случае энергия магнитной подсистемы, в расчете на единицу площади пленки, имеет вид

$$E = \sum_{i=1,2} d_i \{ K_i \sin^2 \varphi_i - H M_i \cos \varphi_i - h M_i \sin \varphi_i \cos \psi_i - 2\pi M_i^2 \cos^2 \psi_i \} + AM_1 M_2 d_{12} [\cos \psi_1 \cos \psi_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \sin \psi_1 \sin \psi_2], \quad (1)$$

где $d_{12} = d_1 d_2 (d_1 + d_2)^{-1}$ – приведенная толщина двух магнитных слоев; A – константа связи магнитных слоев, зависящая в общем случае от толщины и материала прослойки, ее структурных характеристик; азимутальный угол φ_i , отсчитываемый от оси y , и угол выхода из плоскости пленки ψ_i задают направления вектора \mathbf{M}_i , в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

Уравнения движения для векторов намагниченности каждого из слоев \mathbf{M}_i выбираем в форме

Ландау–Лифшица, которые в сферической системе координат запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_i M_i d_i \sin \psi_i &= \gamma \frac{\partial E}{\partial \psi_i} + \frac{\lambda_i}{M_i} \frac{1}{\sin \psi_i} \frac{\partial E}{\partial \varphi_i}, \\ \dot{\psi}_i M_i d_i &= \frac{\lambda_i}{M_i} \frac{\partial E}{\partial \psi_i} - \gamma \frac{1}{\sin \psi_i} \frac{\partial E}{\partial \varphi_i}, \end{aligned} \quad (2)$$

где γ – гиромагнитное отношение, λ_i – параметры затухания в соответствующих слоях [13]. В линейном приближении по малым отклонениям от положения равновесия ($\delta_i = \varphi_i - \varphi_{0i}$ и ψ_i) выражения для восприимчивости системы и отдельных слоев имеют вид [14]:

$$\chi = (d_1 \chi_1 + d_2 \chi_2)(d_1 + d_2)^{-1}, \quad (3)$$

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

Здесь введены величины $\Delta_i = \omega_{0i}^2 - \omega^2 - 4\pi\gamma^2 D_i + 4\pi i \lambda_i \omega$, где

$$D_i = A d_{12} M_1 M_2 \cos(\varphi_{0i} - \varphi_{03-i}) / d_i,$$

$$\omega_{0i}^2 = 4\pi M_i \gamma^2 [H \cos \varphi_{0i} + H_{ki} \cos 2\varphi_{0i}]$$

– резонансные частоты изолированных слоев, $H_{ki} = 2K_i/M_i$ – поле магнитной анизотропии i -го слоя.

3. В двухслойной магнитосвязанной структуре с немагнитной прослойкой, обеспечивающей антиферромагнитный тип взаимодействия магнитных моментов слоев ($A > 0$), возможны ориентационные фазовые переходы, приводящие как к координатным, так и некоординатным состояниям магнитных моментов пленок [6]. Реализация в системе состояний с двумя и тремя стационарными ориентациями магнитных моментов (для $H = \text{const}$) приводит к формированию при изменении величины подмагничивающего поля различных по форме петель ориентационного гистерезиса. Вблизи краев петли гистерезиса рассматриваемая система должна быть наиболее чувствительна к воздействию переменного СВЧ поля. Исследуем динамическое поведение системы вблизи критического значения подмагничивающего поля H_c , при котором состояние с противоположно направленными магнитными моментами пленок перестает быть устойчивым. При расчете будем использовать параметры, близкие к параметрам реальных пленок пермаллоидного класса: $\lambda_1 = \lambda_2 = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, поле анизотропии и намагниченность первой пленки $H_{k1} = 10 \text{ Э}$, $4\pi M_1 = 1.1 \cdot 10^4 \text{ Гс}$, второй – $H_{k2} = 5 \text{ Э}$, $4\pi M_2 = 8 \cdot 10^3 \text{ Гс}$; $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; толщины обеих пленок выберем равными, то есть $d_1 = d_2 = 0.1 \text{ мкм}$.

Как следует из численного анализа уравнений движения (2), при величине подмагничивающего поля близкой к критическому значению H_c ($H_c - H \leq 0.5 \text{ Э}$), на любой частоте ω можно подобрать такую

амплитуду СВЧ поля h_c , что при $h < h_c$ устанавливается прецессия с противоположно направленными осями, а при $h > h_c$, происходит динамическое перемагничивание системы из начальной конфигурации с углами $\varphi_{01} = 0$, $\varphi_{02} = \pi$ и устанавливается прецессионное движение магнитных моментов пленок с сонаправленными осями. На рис.1 для значений константы связи $A = 0.01$ приведены временные зависимости

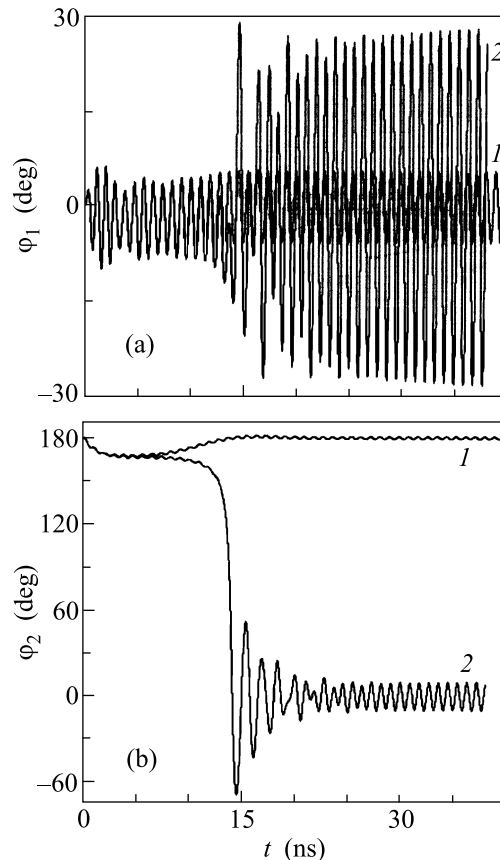


Рис.1. Временные зависимости азимутального угла магнитных моментов первой и второй пленок на частоте $\omega \approx \omega_{01}$ при двух амплитудах СВЧ поля, близких к критическому значению h_c

ти азимутального угла магнитных моментов первой (а) и второй (б) пленок, выходящих на стационарные орбиты, на частоте $\omega = 7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, близкой к резонансной частоте первой пленки ω_{01} , при амплитудах СВЧ поля $h = 0.70$ и 0.71 Э (кривые 1 и 2), которые выбраны, соответственно, меньше и больше критического значения h_c . Подмагничивающее поле $H = 8.6 \text{ Э}$ выбрано таким, чтобы его значение для данного значения A было близко к критическому H_c , и в отсутствие СВЧ поля реализовывалось равновесное состояние с противоположным направлением магнитных моментов пленок с углами $\varphi_1 = 0$ и $\varphi_2 = \pi$.

Видно, что на начальном этапе установление прецессии протекает в обоих случаях практически одинаково. Однако имеющееся малое различие траекторий вызывает катастрофическое изменение в динамике магнитных моментов системы и установление различных прецессионных режимов. При этом амплитуда прецессионного движения в результате динамического перемагничивания оказывается в несколько раз большей, несмотря на незначительное увеличение амплитуды СВЧ поля. Аналогичную ситуацию можно также получить в случае изменения частоты СВЧ поля ω вблизи его критического значения при постоянной амплитуде h .

На рис.2 для указанного значения константы связи и подмагничивающего поля представлены частотные зависимости амплитудных значений прецессионного угла $\phi_i = \bar{\varphi}_i - \varphi_{0i}$ магнитных моментов первой и второй пленок (а) и высокочастотной восприимчивости системы $\tilde{\chi} = (M_1 \cos \bar{\varphi}_1 + M_2 \cos \bar{\varphi}_2)/h$ (б), где $\bar{\varphi}_i$ – амплитуды азимутальных углов стационарных колебаний магнитных моментов соответствующих слоев, полученные для различных амплитуд поля $h = 0.1, 0.2, 0.5$ и 1 Э (кривые 1–4). Штриховые кривые на рис.2б соответствуют линеаризованным решениям, построенным на основе (3) для равновесных ориентаций $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$, (кривая 5) и $\varphi_{01} = 0, \varphi_{02} = \pi$ (кривая 6). Из приведенных зависимостей следует, что на частотах $\omega \leq 10^9 \text{ с}^{-1}$ даже при амплитудах СВЧ поля $h \leq 0.1 \text{ Э}$ происходит перемагничивание второй пленки системы и устанавливается прецессия магнитных моментов с сонаправленно ориентированными осями. Начиная с определенной частоты, зависящей от амплитуды СВЧ поля, перемагничивание не реализуется и оси прецессии магнитных моментов двух пленок остаются противоположно направленными. С увеличением амплитуды h интервал частоты перемагничивающего поля расширяется в область больших значений. Так при $h = 0.5 \text{ Э}$ он захватывает первую резонансную область, а при $h = 1 \text{ Э}$ – обе резонансные области и перемагничивание отсутствует только в конце рассматриваемого частотного диапазона. Характерным для рассматриваемого эффекта является также наличие достаточно узкой области перемагничивающих частот, примыкающей к резонансной частоте системы в исходной конфигурации $\varphi_1 = 0, \varphi_2 = \pi$ (кривая 3). Следует отметить, что изменение величины подмагничивающего поля H на десятые доли эрстеда сильно изменяет интервалы частот СВЧ поля, при которых реализуется динамическое перемагничивание.

В результате динамического перемагничивания может происходить как увеличение амплитуды пре-

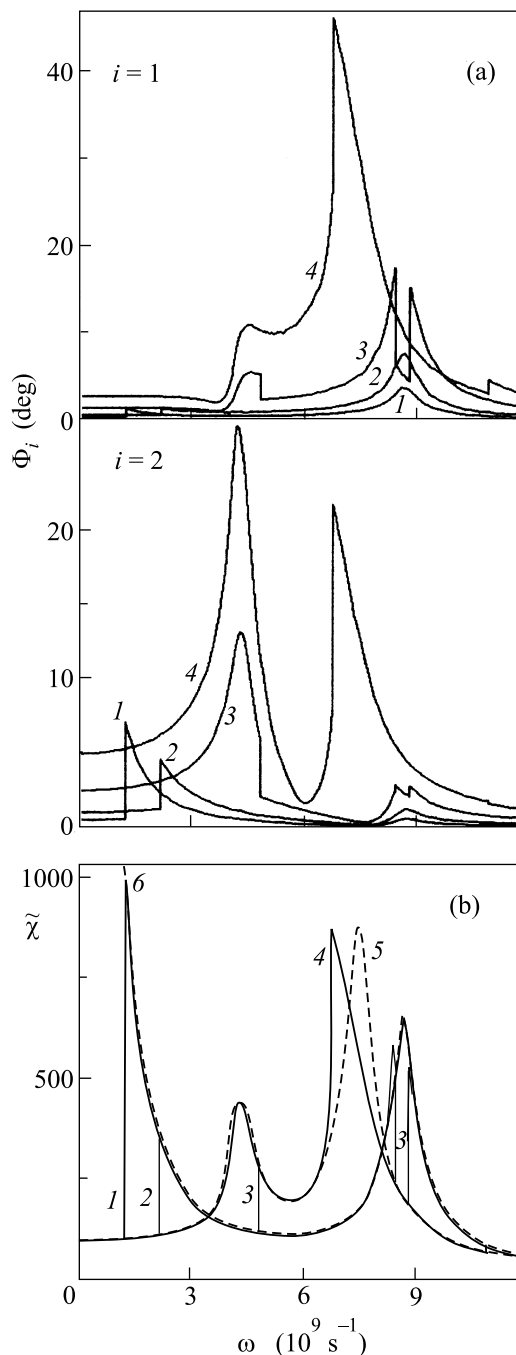


Рис.2. Частотные зависимости прецессионного угла ϕ_i магнитных моментов первой и второй пленок (а) и высокочастотной восприимчивости системы $\tilde{\chi}$ (б) при различных амплитудах СВЧ поля; штриховые кривые 5 и 6 – линеаризованные решения, соответствующие $\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0$ и $\varphi_{01} = 0, \varphi_{02} = \pi$

цессии относительно амплитуды прецессии с противоположно направленными осями, так и ее уменьшение, в зависимости от взятого частотного диапазона. Увеличение амплитуды прецессии, как по-

казывает анализ, имеет место в интервале частот $\omega_a < \omega < \omega_b$, где граничные частоты находятся из равенства $|\chi(\varphi_{02} = 0)| = |\chi(\varphi_{02} = \pi)|$. Для структуры с равными толщинами магнитных слоев в пренебрежении затуханием в спиновой подсистеме для указанных частот имеют место следующие приближенные выражения:

$$\begin{aligned} \omega_a &= 2\gamma\sqrt{2\pi K_2}, \\ \omega_b &= \gamma\sqrt{4\pi M_1(H + H_{k1} + M_2A/2)}, \end{aligned} \quad (4)$$

которые в достаточно широком диапазоне значений параметров дают значения частот, не отличающиеся от истинных более чем на 1–5%.

Проведенный анализ показывает, что в двухслойной магнитосвязанной системе с антиферромагнитным типом взаимодействия магнитных моментов слоев под воздействием СВЧ поля реализуется динамическое перемагничивание, приводящее из исходной конфигурации с противоположно направленными магнитными моментами к прецессионному движению с сонаправленными осями. Обнаружено, что вблизи критических значений СВЧ поля, сколь угодно малое увеличение его амплитуды может приводить к сильному увеличению амплитуды прецессионного движения магнитных моментов, обусловленного перемагничиванием одного из слоев системы.

1. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev.* **46**, 261 (1992).
2. A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova, and J. Genin, *Phys. Lett.* **A158**, 117 (1994).
3. A. Schreyer, J. F. Ankher, Th. Zeidler et al., *Phys. Rev.* **52**, 16066 (1995).
4. В. В. Устинов, М. М. Кирилова, И. В. Лобов и др., *ЖЭТФ* **96**, 477 (1996).
5. V. V. Kostyuchenko and A. K. Zvezdin, *Phys. Rev.* **57**, 5951 (1998).
6. Д. И. Семенцов, А. М. Шутый, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 339 (2001).
7. Н. Г. Бебенин, В. В. Устинов, *ФММ* **84**, 29 (1997).
8. N. M. Kreiens, A. N. Kolmogorov, and V. F. Meschriakov, *ЖММ* **1913**, 177 (1998).
9. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, *ЖЭТФ* **118**, 110 (2000).
10. С. М. Резенде, Ф. М. де-Агиар, *ТИИЭР* **78**, 5 (1990).
11. Ф. В. Лисовский, О. П. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 643 (1998).
12. Ф. В. Лисовский, О. П. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 546 (2001).
13. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, М.: Наука-Физматлит, 1994.
14. Д. И. Семенцов, А. М. Шутый, *Письма в ЖТФ* **27**, 19 (2001).