

Стохастическая высокочастотная прецессия намагниченности в слоистой структуре с антиферромагнитным упорядочением

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 16 октября 2003 г.
В окончательной редакции 15 февраля 2004 г.)

В обменно-связанной многослойной структуре исследованы условия возникновения автоколебательных и стохастических режимов под воздействием продольного высокочастотного магнитного поля. Построены бифуркационные диаграммы системы, выявляющие различные типы динамических состояний магнитных моментов многослойной структуры и переходы между ними при изменении частоты переменного поля. Исследованы аттракторы стохастических колебаний, численно рассчитаны показатели Ляпунова, определяющие раходимость их фазовых траекторий.

Работа поддержана грантом Министерства образования РФ (№ PD02-1.2-72).

1. В последние годы особое внимание исследователей привлекают различного рода колебательные системы, для которых наряду с регулярными характерны и стохастические динамические режимы [1]. К наиболее изученным следует отнести магнитоупорядоченные структуры, динамика которых связана с прецессионным движением намагниченности и в общем случае описывается нелинейным уравнением Ландау–Лифшица [2,3]. В настоящее время большой интерес вызывают мультислойные обменно-связанные структуры, в которых обнаружено явление гигантского магнитосопротивления [4–6]. Для широкого практического использования подобных структур важное значение может иметь наличие характерных статистических и динамических бистабильных состояний, вблизи которых поведение магнитной подсистемы во многом определяется процессами самоорганизации намагниченности, проходящими в присутствии переменного магнитного поля [7,8]. На характер указанных процессов определяющее влияние должны оказывать величина и тип связи магнитных моментов соседних слоев. В имеющихся работах [9,10], посвященных анализу моментов соседних слоев. В имеющихся работах [9,10], посвященных анализу стохастической динамики в слоистых структурах, используются существенные упрощения (приближение плоскостного движения магнитных моментов, диполь-дипольное взаимодействие двух намагниченных слоев), что не вполне адекватно отражает нелинейную динамику реальных структур. К наиболее интересным с точки зрения реализации разнообразных равновесных состояний относятся структуры с антиферромагнитным упорядочением магнитных моментов соседних слоев [11]. В настоящей работе исследуются нелинейные регулярные и стохастические динамические режимы намагниченности, реализуемые в мультислойной структуре с антиферромагнитным типом межслойной обменной связи под воздействием продольного переменного магнитного поля вблизи границ ориентационной петли гистерезиса.

2. Примем, что структура состоит из достаточно большого числа ($n \gg 1$) идентичных слоев магнитного металла, разделенных немагнитными прослойками, обеспечивающими антиферромагнитный тип упорядочения магнитных моментов соседних слоев в исходном состоянии. Чтобы избежать усложнений, связанных с шероховатостью межслойных границ, которая может приводить к фрустрациям и разбиению на домены ферромагнитных слоев [12,13], границы раздела слоев будем считать достаточно гладкими, а каждый из ферромагнитных слоев — однородно намагниченным. Данные приближения широко используются в работах, посвященных ориентационным фазовым переходам в мультислойных наноструктурах [14–16], а их корректность подтверждается экспериментальными и теоретическими исследованиями ферромагнитного резонанса в структурах типа $(\text{Fe/Cr})_4$ [17]. В этом случае вся совокупность магнитных слоев разбивается на две подсистемы ($j = 1, 2$) с идентичным поведением магнитных моментов слоев каждой из подсистем. Для структур данного типа магнитная анизотропия складывается из одноосной наведенной анизотропии типа „легкая ось“ и кристаллографической кубической анизотропии, причем кристаллографические оси [100] и [010] лежат в плоскости слоев, а ось легкой намагниченности наведенной анизотропии ориентирована перпендикулярно слоям. Свободная энергия системы в расчете на единицу площади определяется выражением

$$E = d \frac{n}{2} \sum_{j=1,2} \left[-(\mathbf{H} + \mathbf{h}) \mathbf{M}_j + \frac{K_1}{4} (\sin^2 2\psi_j + \cos^4 \psi_j \sin^2 2\varphi_j) + \frac{K_2}{16} \sin^2 2\psi_j \cos^2 \psi_j \sin^2 2\varphi_j + (K_u - 2\pi M^2) \cos^2 \psi_j \right] + Jn \frac{\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2}{M^2}, \quad (1)$$

где d — толщина магнитных слоев, \mathbf{M}_j — намагниченность слоев j -й подсистемы, J — константа билинейной

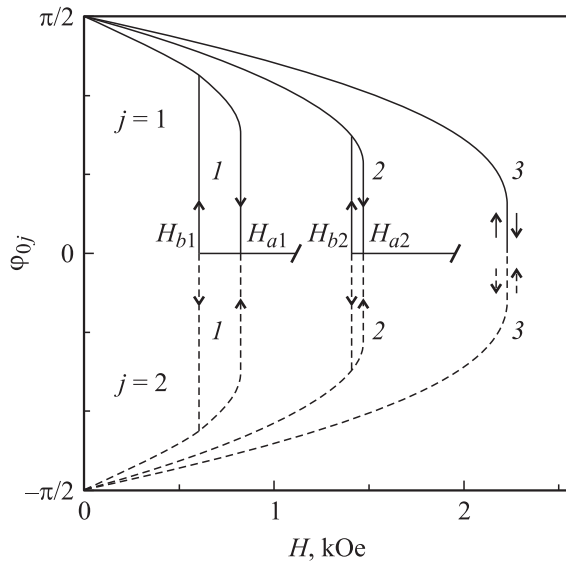


Рис. 1. Полевая зависимость равновесного азимутального угла магнитных моментов структуры при $J = 0.1$ (1), 0.17 (2) и 0.24 erg/cm^2 (3).

обменной связи магнитных моментов ближайших слоев, $K_{1,2}$ — первая и вторая константы кубической анизотропии, K_u — константа ростовой анизотропии, \mathbf{H} и \mathbf{h} — статическое и высокочастотное магнитные поля, φ_j — отсчитываемый от оси [100] азимутальный угол, определяющий плоскостную ориентацию магнитного момента, ψ_j — угол выхода вектора \mathbf{M}_j из плоскости пленки.

Уравнения движения для векторов намагниченности каждого из слоев в сферической системе координат запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} \varphi_j M d \cos \psi_j &= \gamma \frac{\partial E}{\partial \varphi_j} + \frac{\lambda}{M} \frac{1}{\cos \psi_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}, \\ \dot{\psi}_j M d &= \frac{\lambda}{M} \frac{\partial E}{\partial \psi_j} - \gamma \frac{1}{\cos \psi_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}, \end{aligned} \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, λ — параметры затухания. При численном анализе будем использовать параметры, отвечающие реальной структуре $(\text{Fe/Cr})_n$. Для слоев железа принимаем $M = 1620 \text{ G}$, $K_1 = 4.6 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $K_2 = 1.5 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $K_u = 2.06 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$, $\lambda = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ (Oe} \cdot \text{s)}^{-1}$, $d = 21.2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$. Заметим, что при рассматриваемой ориентации кристаллографических осей вклад в свободную энергию, связанный со второй константой кубической анизотропии, можно не учитывать, так как его влияние на магнитные свойства структуры мало. Параметры слоев хрома явно в (1) не входят, но именно они определяют величину константы связи J [17].

3. В отсутствие высокочастотного поля ($h = 0$) с учетом больших размагничивающих полей ($4\pi M \gg 2K_u/M$, JM) при плоскостном подмагничивающем поле магнитные моменты также лежат в плоскости слоев, т.е. равновесные углы $\psi_{0j} = 0$. Равновесные азимутальные

углы $\varphi_{0j}(H)$ определяются соотношениями $\partial E / \partial \varphi_j = 0$ и $\partial^2 E / \partial \varphi_j^2 > 0$, что приводит с учетом (1) к системе уравнений

$$\begin{aligned} 2HM \sin(\varphi_{0j} - \varphi_H) + K_1 \sin 4\varphi_{0j} - 2\bar{J} \sin(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) &= 0, \\ HM \cos(\varphi_{0j} - \varphi_H) + 2K_1 \cos 4\varphi_{0j} - \bar{J} \cos(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) &> 0, \end{aligned} \quad (3)$$

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

Анализ этих уравнений показывает, что при достаточно малых значениях константы связи J в представленных системах изменение величины подмагничивающего поля сопровождается петлями ориентационного гистерезиса и связанными с ними состояниями бистабильности. На рис. 1 приведены зависимости равновесных азимутальных углов магнитного момента первой (сплошные кривые) и второй (штриховые кривые) подсистем магнитных слоев от величины подмагничивающего поля, полученного для констант связи $J = 0.1, 0.17, 0.24 \text{ erg/cm}^2$. При исходной ориентации магнитных моментов $\varphi_{0j} = \pm\pi/2$ и ориентации подмагничивающего поля $\varphi_H = 0$, т.е. при $\mathbf{M}_{0j} \perp \mathbf{H}$, в интервале значений $0 < H \leq H_a$ равновесной является неколлинеарная симметричная ($\varphi_{02} = -\varphi_{01}$) ориентация магнитных моментов соседних слоев. В этом интервале увеличение поля приводит к уменьшению угла между магнитными моментами соседних пленок $\Delta\varphi_0 = \varphi_{01} - \varphi_{02}$. При достижении полем критического значения H_a этот угол имеет минимальную величину

$$\Delta\varphi_0 = 2\varphi_a = 2\arccos \sqrt{\frac{\bar{J} + K_1}{6K_1}}, \quad (4)$$

уменьшающуюся с ростом константы связи, после чего происходит ориентационный фазовый переход, в результате которого устанавливается коллинеарная и сонаправленная с полем ориентация магнитных моментов. При уменьшении подмагничивающего поля от значений $H > H_a$ состояние с сонаправленной ориентацией магнитных моментов пленок сохраняется вплоть до значения поля H_b . При $H = H_b < H_a$ происходит обратный фазовый переход, сопровождающийся ориентационным расхождением векторов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 и скачкообразным достижением углами между ними величины $\pm\varphi_b$, т.е. $\Delta\varphi_0 = 2\varphi_b$. Дальнейшее уменьшение подмагничивающего поля приводит к увеличению $\Delta\varphi_0$, и при $H = 0$ вновь $\Delta\varphi_0 = \pi$. Значения критических полей, являющихся границами ориентационной петли гистерезиса, даются выражениями

$$H_b = \frac{2}{M} (\bar{J} - K_1), \quad H_a = \frac{4}{3M} \sqrt{\frac{\bar{J} + K_1}{6K_1}} (\bar{J} + K_1). \quad (5)$$

С увеличением константы связи петля гистерезиса сужается, при $J = J_{ab}$, где величина J_{ab} находится из

равенства $H_b = H_a$, происходит схлопывание петли. При $J > J_{ab}$ ориентационные состояния системы определяются одной кривой перемагничивания с однозначным соответствием φ_{0j} и H .

4. Для реализации различных динамических режимов особенно интересны системы с узкими петлями гистерезиса. При значениях H , отвечающих середине петли гистерезиса, под воздействием продольного высокочастотного поля ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$), имеющего амплитуду, близкую к ширине петли ($h \geq H_a - H_b$), в системе магнитных моментов слоев развиваются различные высокоамплитудные автоколебательные и стохастические режимы. Наиболее полную информацию о характере динамических режимов в рассматриваемой структуре в широком частотном диапазоне можно получить из бифуркационной диаграммы. На рис. 2 для константы обменной связи $J = 0.24 \text{ erg/cm}^2$, близкой к значению $J_{ab} \approx 0.244 \text{ erg/cm}^2$, подмагничивающего поля $H = 2227.4 \text{ Oe}$, при котором реализуется коллинеарное равновесное состояние с углами $\varphi_{0j} = 0$, и амплитудах переменного поля $h = 0.2$ и 1.0 Oe , превышающих величину $H_a - H_b \approx 0.144 \text{ Oe}$, приведена бифуркационная диаграмма, где по оси абсцисс отложена частота переменного поля, а по оси ординат — соответствующие максимальные и минимальные значения углов магнитных моментов. При этом для фиксированного значения H одиночной точке с нулевым значением угла φ_{jm} отвечает отсутствие колебаний, двум точкам — колебательный режим с одним максимумом $\varphi_{j \max}$ и одним минимумом $\varphi_{j \min}$, большому счетному числу точек — более сложное колебание, а множеству близкорасположенных точек — стохастическая динамика магнитных моментов. Колебания магнитных моментов двух подсистем всегда находятся в противофазе, при этом как в регулярных, так и в стохастических режимах с большой точностью выполняется равенство $\varphi_2(t) = -\varphi_1(t)$. Из этого рисунка видно, что при изменении частоты преобразования одних регулярных колебательных режимов в другие, как правило, осуществляется через прохождение частотных интервалов, отвечающих стохастической динамике магнитных моментов. Среди регулярных режимов имеются как симметричные, так и несимметричные относительно оси с нулевым значением азимутального угла.

Если проследить за характером изменений по диаграмме со стороны больших частот, то видно, что сначала система оказывается невосприимчивой к воздействию переменного поля. Затем (после бифуркации Хопфа [1]) возникает предельный цикл с увеличивающейся при уменьшении частоты амплитудой. Далее при малой амплитуде переменного поля (рис. 2, *a*) после каскада удвоений периода колебаний система приходит к стохастическому колебательному режиму. Когда амплитуда стохастических колебаний становится достаточно большой, магнитные моменты входят в зону притяжения аттрактора, представляющего собой высокоамплитудный предельный цикл, что приводит к

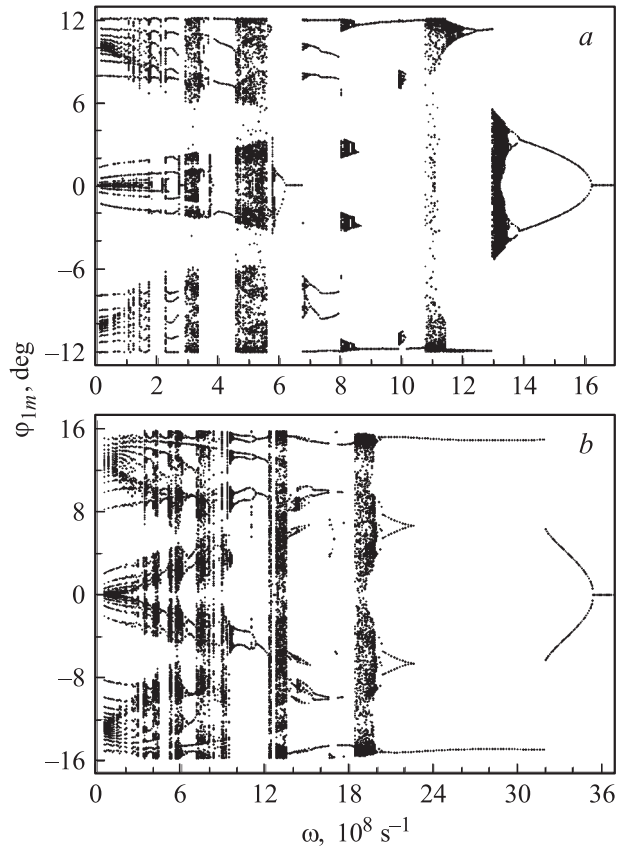


Рис. 2. Частотная зависимость максимального и минимального значений угла φ_1 (бифуркационная диаграмма) при $h = 0.2$ (*a*) и 1.0 Oe (*b*). $J = 0.24 \text{ erg/cm}^2$, $H = 2227.4 \text{ Oe}$.

новой бифуркации и установлению автоколебательного режима. Высокоамплитудные колебания могут установиться и при больших частотах, но в случае другой начальной ориентации магнитных моментов. Таким образом, в некотором частотном диапазоне имеет место динамическая бистабильность. При больших амплитудах переменного поля (рис. 2, *b*) стохастическая динамика не успевает развиваться: амплитуда низкоамплитудного предельного цикла, возникшего после бифуркации Хопфа, оказывается достаточной для того, чтобы магнитные моменты были притянуты аттрактором автоколебательного режима. Амплитуда автоколебательного режима слабо зависит от частоты переменного поля и во всех случаях значительно больше разности между углами магнитных моментов в петле гистерезиса ($\varphi_a \approx 6^\circ$). Зависимость амплитуды колебаний от величины h имеет место, но она достаточно слабая: увеличение h в 5 раз приводит к возрастанию амплитуды угла φ_1 только на 1/3. Однако частотная область, отвечающая данному регулярному режиму, при росте переменного поля испытывает значительное расширение и смещение в сторону больших частот.

Наряду с широкими частотными областями, отвечающими стохастическим колебаниям, на диаграмме

видны также узкие интервалы частот ($\Delta\omega \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$), вне которых реализуются регулярные высокоамплитудные режимы, а на входящих в них частотах — стохастические. При этом с уменьшением частоты стохастические режимы устанавливаются после каскада бифуркаций удвоений периода, переход же системы снова к автоколебательному режиму с периодом, равным периоду переменного поля, осуществляется после единственной бифуркации. Регулярные режимы на частоте до интервала, отвечающего стохастической динамике, т.е. на большей частоте, и на частоте после указанного интервала могут быть как очень близкими, так и значительно различаться по фазовым траекториям.

Кроме стохастических и регулярных колебаний присутствуют также частотные интервалы динамической невосприимчивости (например, при $h = 0.2 \text{ Oe}$ вблизи частоты $\omega = 6.5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$), сужающиеся и исчезающие с увеличением h .

В случае малых частот ($\omega \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$) имеют место регулярные динамические режимы, характеризующиеся наличием временных интервалов с нулевым значением угла и быстрыми осцилляциями, связанными с перемагничиванием (рис. 2). На одних частотах реализуются несимметричные режимы с периодом колебаний, равным периоду переменного поля, на других — симметричный режим, при котором происходит чередование знака высокоамплитудных колебаний угла магнитного момента и период которого поэтому оказывается удвоенным. С помощью незначительного изменения величины подмагничивающего поля $\Delta H \sim 0.1 \text{ Oe}$ можно управлять „скважностью“ данных режимов, т.е. изменять длительность периодов с нулевым значением угла.

5. Рассмотрим два узких частотных интервала, соответствующих стохастическим колебаниям. На рис. 3 представлены фазовые траектории $\phi_1(\phi_1)$ магнитных моментов первой подсистемы слоев при амплитуде переменного поля $h = 0.2 \text{ Oe}$ и частотах, отвечающих регулярным режимам (рис. 3,а) и стохастическим колебаниям (рис. 3,б). На вставках приведены соответствующие временные зависимости $\phi_1(t)$. Регулярные режимы на частотах до и после интервала, отвечающего стохастической динамике, несущественно различаются по фазовым траекториям: оба режима являются высокоамплитудными, симметричными и имеющими период, равный периоду переменного поля. Амплитуда стохастического режима, возникшего после каскада удвоений периода (при уменьшении частоты ω), незначительно отличается от амплитуды автоколебательных режимов, при этом стохастичность проявляется главным образом в размывании границы фазовой траектории предельного цикла.

Данный режим чувствителен к изменению величины подмагничивающего поля. Уменьшение H всего на 0.01 Oe относительно принятого ранее значения выводит систему из стохастического на автоколебательный режим, который также реализуется лишь в очень небольшом интервале величин подмагничивающего поля

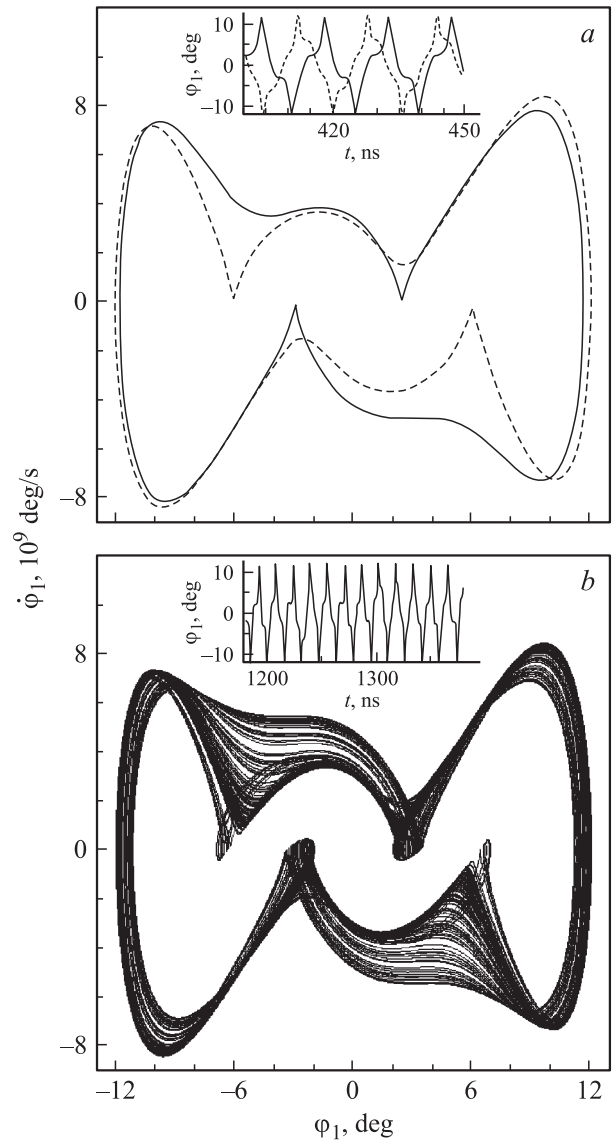


Рис. 3. Фазовые траектории регулярных колебаний вектора \mathbf{M}_1 при $\omega = 7.9 \cdot 10^8$ (штриховая кривая) и $8.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (сплошная кривая) (а) и стохастических колебаний при $\omega = 8.0 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (б). $h = 0.2 \text{ Oe}$. На вставках — зависимости $\phi_1(t)$.

($\Delta H \approx 0.02 \text{ Oe}$). Далее опять развивается стохастичность, причем охватывающая весь угловой диапазон колебаний магнитного момента. Когда подмагничивающее поле приближается к граничному значению петли гистерезиса, устанавливаются низкоамплитудные регулярные колебания, отвечающие неколлинеарной равновесной ориентации магнитных моментов системы. При увеличении H сначала стохастичность возрастает, а затем наступает невосприимчивость системы к возмущению переменным полем, так как значение подмагничивающего поля выходит за пределы петли гистерезиса и оказывается соответствующим коллинеарной сонаправленной ориентации магнитных моментов. На других близких к

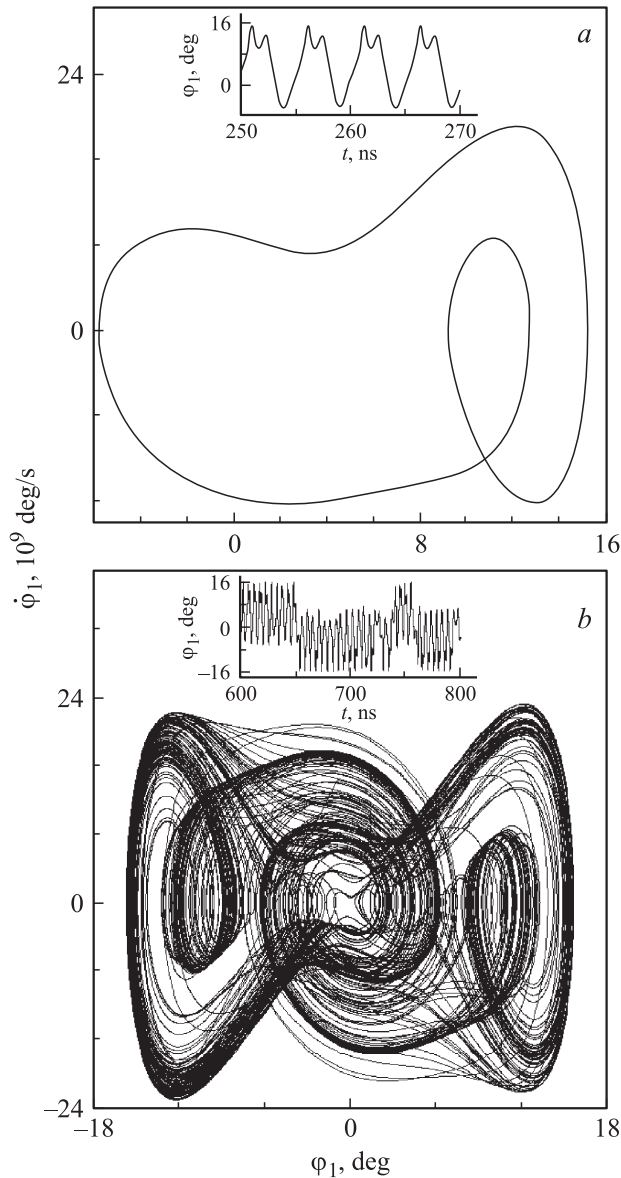


Рис. 4. Фазовые траектории регулярных ($\omega = 12.2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$) (a) и стохастических ($\omega = 12.3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$) (b) колебаний магнитного момента \mathbf{M}_1 при $h = 1.0 \text{ Oe}$. На вставках — зависимости $\varphi_1(t)$.

выбранной частотах зависимость динамики магнитных моментов от подмагничивающего поля по своим основным особенностям аналогична рассмотренной.

На рис. 4 представлены фазовые траектории магнитного момента \mathbf{M}_1 при $h = 1.0 \text{ Oe}$ и частотах $\omega = (12.2, 12.3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Фазовый аттрактор стохастических колебаний (рис. 4, b) симметричен и формируется при объединении и размывании двух несимметричных предельных циклов — фазовой траектории граничащего с ним (по частоте) регулярного режима (рис. 5, a) и симметричной ей фазовой траектории, соответствующей динамике магнитного момента \mathbf{M}_2 . При этом со стороны больших частот область стохастических колебаний

переходит после единственной бифуркации в область динамической невосприимчивости (рис. 2, a), отвечающей отсутствию возбуждаемых переменным полем колебаний магнитных моментов. Рассмотренные режимы также оказываются весьма чувствительными к изменению величины подмагничивающего поля, что объясняется узостью петли гистерезиса, в пределах которой должна находиться магнитная система для их реализации.

Для наглядности сложные фазовые траектории удобно представлять в виде множества точек, полученных через промежутки времени, равные периоду переменного поля (аналог диаграмм Пуанкаре [18]). На рис. 5 на плоскости $(\varphi_1, \dot{\varphi}_1)$ дано дискретное по времени представление фазовых портретов стохастической динамики магнитного момента при $h = 0.2 \text{ Oe}$ и различных частотах переменного поля. На вставках приведены соответствующие зависимости $\varphi_1(t)$. Динамический режим вблизи частоты $\omega = 5.0 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (рис. 5, a) возникает через перемежаемость, однако „ламинарные“ фазы (высокоамплитудные колебания угла либо в положительной, либо в отрицательной полуплоскости) составляют только несколько периодов. Фазовый портрет этого режима представляет собой объединение двух воронкообразных аттракторов, переход между которыми осуществляется в центральной области фазовой плоскости. Режим на частоте $\omega = 1.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ (рис. 5, c) также имеет „ламинарные“ фазы, перемежающиеся всплесками „турбулентности“ и характеризующиеся некоторым угловым интервалом разброса амплитуды колебаний. При увеличении частоты всплески „турбулентности“ прекращаются и устанавливается стохастический режим с аттрактором, не затрагивающим центральную область фазовой плоскости (схожий аттрактор приведен на рис. 3, a). В случае, представленном на рис. 5, b, стохастичность проявляется лишь в малом интервале азимутальных углов магнитного момента и его первой производной, т.е. в небольшом размывании траектории предельного цикла. Данный режим имеет несимметричный аттрактор и реализуется в узком интервале частот (рис. 2, a). В случае, показанном на рис. 5 d, стохастическая динамика развилась в результате каскада удвоений периода и после обратного каскада [18], отвечающего слиянию „шумовых“ интервалов угла φ_1 , поэтому стохастичность охватывает весь угловой диапазон колебаний магнитного момента.

Аттракторы, соответствующие стохастической динамике намагниченности, имеют участки сильного сжатия (или складок) и участки расширения. Это обуславливает чувствительность фазовых траекторий к начальным условиям. На рис. 6 для рассмотренных на рис. 5 случаев представлены зависимости от времени натурального логарифма относительного расстояния $\ln(\delta/\delta_0)$ между двумя точками фазовых траекторий магнитного момента \mathbf{M}_1 , выбранными на плоскости $(\varphi_1, \dot{\varphi}_1)$ близко расположенными друг к другу в начальный момент времени ($\delta = \delta_0$ при $t = 0$). Приведенные кривые сдвинуты по оси времени, так как для удобства их размещения начальное

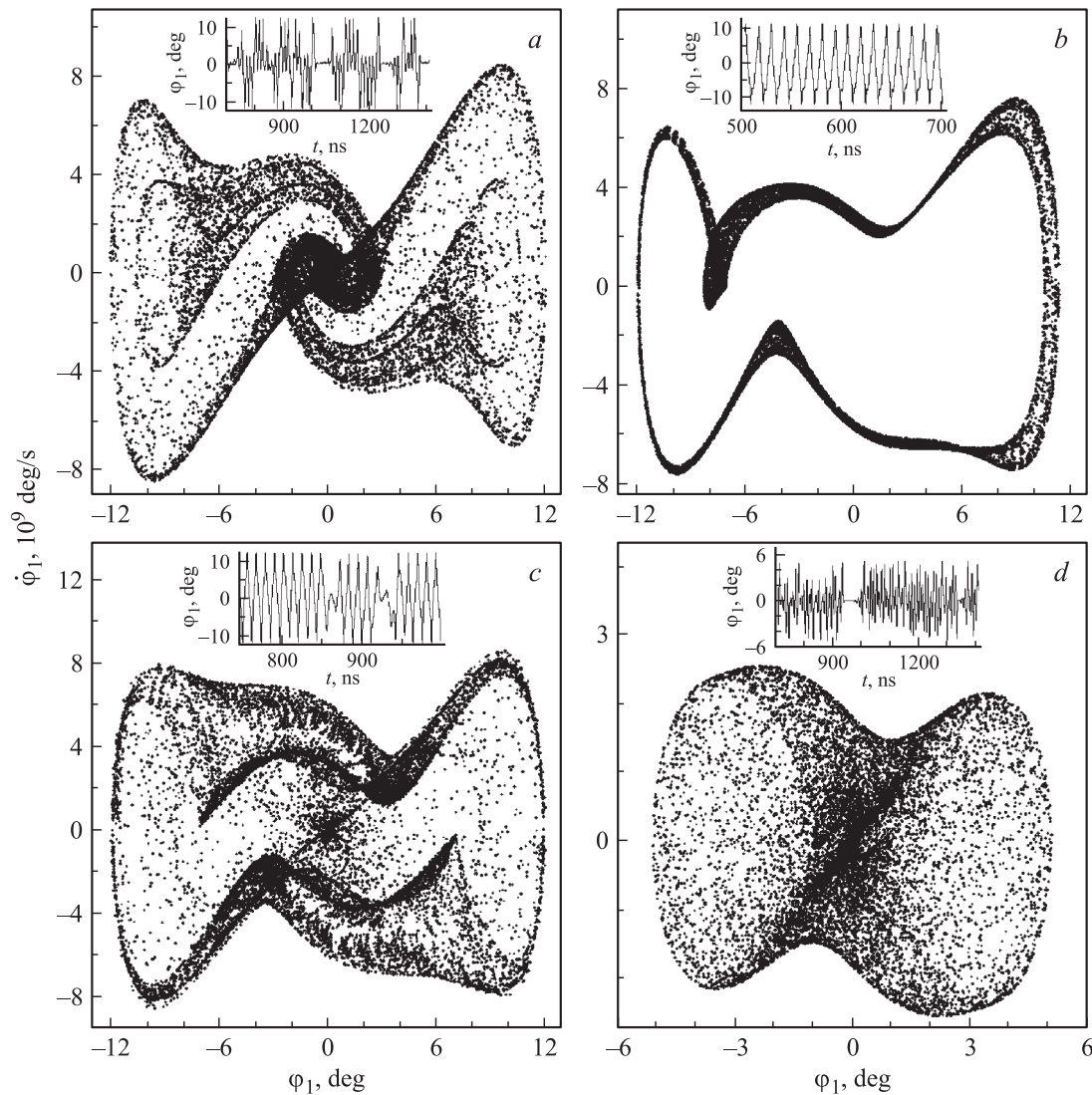


Рис. 5. Дискретное по времени (с шагом $\Delta t = 2\pi/\omega$) представление фазовых траекторий магнитного момента при различных значениях ω и $h = 0.2$ Ое. ω , 10^8 с $^{-1}$: *a* — 5.0, *b* — 9.95, *c* — 11.0, *d* — 13.1. На вставках — зависимости $\phi_1(t)$.

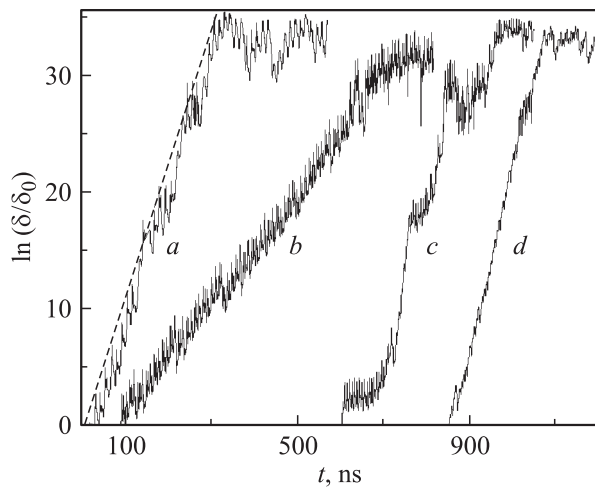


Рис. 6. Временные зависимости расстояния между двумя близкорасположенными в начальный момент фазовыми точками.

время в каждом случае выбиралось разным. Из этого рисунка видно, что сначала расстояние между точками увеличивается в среднем по экспоненциальному закону $\delta = \delta_0 \exp(\xi t)$, где ξ — наибольший показатель Ляпунова, равный тангенсу угла наклона прямой, аппроксимирующей расхождение фазовых траекторий (штриховая линия на кривой *a*). После расхождения до масштабов аттрактора величина δ начинает колебаться около значения, определяемого размером самого аттрактора. Анализ фазовых портретов соответствующих режимов показывает, что показатель Ляпунова возрастает с расширением аттрактора, т. е. с увеличением „шумовых“ интервалов. Когда аттрактор захватывает центральную область фазовой плоскости (*a*, *c*, *d*), скорость расхождения близких траекторий значительно больше, чем в случае, когда стохастичность проявляется лишь в „размытии“ траектории предельного цикла (*b*). При $\omega = 11 \cdot 10^8$ с $^{-1}$ (*c*) скорость расхождения траекторий определяется дву-

ма скоростями: малой скоростью в „ламинарной“ фазе и большой во время всплесков „турбулентности“. С увеличением частоты время существования „ламинарных“ фаз возрастает, поэтому скорость убывает, а зависимость $\delta(t)$ становится более равной. Для рассматриваемых случаев $\xi \approx (12.7, 3.8, 9.8, 15.2) \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$.

6. С учетом хорошо выполняющихся соотношений $4\pi M^2 \gg 2K_1$ и $\lambda \ll \gamma M$ уравнения движения (2) могут быть преобразованы к следующей системе [3]:

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_j + 4\pi\lambda\dot{\varphi}_j + \frac{4\pi\gamma^2}{d} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j} &= 0, \\ \dot{\psi}_j &= -\frac{\dot{\varphi}_j}{4\pi M_j}. \end{aligned} \quad (6)$$

Симметрия ориентации подмагничивающего и высокочастотного полей относительно осей кристаллографической и ростовой анизотропии, а также характер взаимодействия магнитных моментов соседних слоев приводят к антисимметрии как углов выхода ($\psi_1 = -\psi_2 = \psi$), так и азимутальных углов ($\varphi_1 = -\varphi_2 = \varphi$), что было подтверждено выше численным решением исходных уравнений (2). В результате система четырех уравнений (6) сводится к двум уравнениям относительно углов φ и ψ . Дальнейшее упрощение задачи связано с малостью углов выхода магнитных моментов из плоскости пленок ψ , обусловленной большими полями рассеяния (для используемых параметров системы $\psi(t)_{\max} \sim 10^{-2} \text{ deg}$). При $\psi \approx 0$ величина $\partial E/\partial \varphi$ перестает зависеть от угла ψ , что предполагает при анализе азимутального движения замену пространственной прецессии магнитных моментов их плоским колебательным движением. В результате для азимутального угла приходим к уравнению

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi} + 4\pi\lambda\dot{\varphi} + 4\pi\gamma^2 \left[(H + h \sin \omega t) M \cos \varphi \right. \\ \left. + (K_1 \cos 2\varphi - \bar{J}) \sin 2\varphi \right] &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Однако сравнительный анализ азимутального движения магнитных моментов показал, что пренебрежение прецессионным движением приводит к тому, что в ряде частотных интервалов решения оказываются сильно отличающимися от приведенных выше, полученных из исходных уравнений движения (2). Особенно это относится к стохастической динамике. В частности, для $h = 0.2 \text{ Oe}$ отсутствовали стохастические режимы при $\omega \cong (10, 11) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (рис. 5, *b, c*) и $\omega \cong 3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (рис. 2, *a*); отсутствовали также регулярные несимметричные режимы при $\omega \cong 7.5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Тем не менее многие из автоколебательных и стохастических режимов, например при $\omega \cong (5.0, 13.5) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (рис. 5, *a, d*), были получены при решении лишь первого уравнения системы (6).

Из приведенного анализа следует, что в исследуемой структуре с антиферромагнитным типом связи при определенных параметрах магнитной подсистемы и величине подмагничивающего поля под воздействием продольного переменного магнитного поля в зависимости от частоты последнего устанавливаются различные типы стохастических и регулярных высокоамплитудных режимов. Ширина частотных областей, отвечающих тем или иным режимам, может быть как значительной, так и весьма малой. Разнообразны также сценарии возникновения стохастичности, а следовательно, и число бифуркаций, приводящих к ней. Высокая чувствительность рассмотренных динамических режимов к изменению величины подмагничивающего поля обусловлена узостью ориентационной петли гистерезиса, вблизи границ которой нелинейные колебания магнитных моментов возбуждаются слабым переменным полем. Многообразие возможных колебательных режимов делает подобные структуры весьма ценными как для практического использования, так и для экспериментального изучения нелинейной динамики.

В приближении двух магнитных подсистем, справедливым в случае достаточно большого числа идентичных ферромагнитных слоев, выражения для энергии и движения магнитных моментов аналогичны соответствующим выражениям для двухподрешеточного антиферромагнетика. Однако для реализации обнаруженных динамических режимов определяющими являются численные значения параметров магнитной системы. Именно их соотношения позволяют получать достаточно узкие петли гистерезиса с большой разницей равновесных углов в области ориентированной бистабильности, что необходимо для достижения больших амплитуд прецессии магнитных моментов. По сравнению с рассматриваемой многослойной структурой в антиферромагнетиках несущественна ростовая одноосная анизотропия, а энергия обменной связи на два-три порядка больше. Последнее приводит к тому, что в антиферромагнетиках ориентационный гистерезис либо вообще отсутствует, либо различие равновесных углов в области бистабильности является очень малым. В связи с этим поиск и анализ особенностей стохастической и регулярной нелинейной динамики намагниченности в случае антиферромагнетика требуют специального дополнительного исследования.

Рассмотренная модель мультислойной структуры является весьма упрощенной. Помимо шероховатости границ раздела слоев в реальных структурах присутствуют отклонения коэффициентов связи и намагниченности от средних значений, связанные, в частности, с дефектами пленок и ограниченным числом слоев. Наряду с этим характер межслойной связи может отличаться от билинейного обменного взаимодействия [13,16]. Учет отмеченных факторов должен существенно усложнить анализ нелинейной регулярной и стохастической динамики магнитных моментов и значительно увеличить многообразие реализуемых динамических режимов. Тем

не менее, полученные результаты правильно отражают основные особенности динамического поведения реальных мультислойных систем в условиях реализации узких петель гистерезиса.

Список литературы

- [1] Г.Г. Малинецкий, А.Б. Потапов. Современные проблемы нелинейной динамики. Едиториал УРСС, М. (2002). 360 с.
- [2] С.М. Резенда, Ф.М. де Агиар. Тр. Ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике (ТИИЭР) **78**, 6, 5 (1990).
- [3] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [4] В.В. Устинов, М.М. Кириллова, И.Д. Лобов, В.М. Маевский, А.А. Махнев, В.И. Минин, Л.Н. Ромашев, А.Р. Дель, А.В. Семериков, Е.И. Шредер. ЖЭТФ **109**, 2, 477 (1996).
- [5] V.V. Kostyuchenko, A.K. Zvezdin. Phys. Rev. B **57**, 6, 5951 (1998).
- [6] Г.С. Патрин, Н.В. Волков, В.П. Кононов. Письма в ЖЭТФ **68**, 5, 287 (1998).
- [7] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. ФММ **95**, 3, 211 (2003).
- [8] Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. ФТТ **45**, 5, 877 (2003).
- [9] Ф.В. Лисовский, О.П. Поляков. Письма в ЖЭТФ **68**, 12, 643 (1998).
- [10] Ф.В. Лисовский, О.П. Поляков. Письма в ЖЭТФ **73**, 9, 546 (2001).
- [11] Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. Письма в ЖЭТФ **75**, 5, 287 (2002).
- [12] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **41**, 7, 1240 (1999).
- [13] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. ЖЭТФ **121**, 5, 1149 (2002).
- [14] А.К. Звездин, В.В. Костюченко. ФТТ **39**, 1, 178 (1997).
- [15] М.И. Куркин, Д.З. Хусаинов. ФТТ **41**, 4, 660 (1999).
- [16] С.О. Демокритов, А.В. Дровосоков, Н.М. Крейнс, Х. Нембах, М. Рикарт, Д.И. Холин. ЖЭТФ **122**, 6(12), 1233 (2002).
- [17] А.Б. Дровосоков, О.В. Жотикова, Н.М. Крейнс, В.Ф. Мещеряков, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов, Д.И. Холин. ЖЭТФ **116**, 5(11), 1817 (1999).
- [18] П. Берже, И. Помо, К. Видаль. Порядок в хаосе. Пер. с фр. Мир, М. (1991). 368 с.