

Влияние дополнительного возмущения на динамическую бистабильность в тонких магнитных пленках

А. М. Шутый¹⁾

Ульяновский государственный университет, 432970 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 11 декабря 2007 г.

После переработки 24 декабря 2007 г.

На основе численного решения уравнений движения намагниченности исследуются бистабильные состояния прецессионной динамики в тонких магнитных пленках с полосовой доменной структурой. Обнаружено, что слабое дополнительное возмущение хаотическими и низкочастотными гармоническими колебаниями магнитного поля существенно изменяет вероятность реализации режимов, составляющих динамическую бистабильность, и может привести к снятию бистабильности – установлению только одного из режимов.

PACS: 05.45.Pq, 75.40.Gb, 75.70.Ak

1. Анализ эффектов, возникающих при воздействии на магнитоупорядоченные кристаллы высокочастотного поля, позволяет исследовать весьма широкий круг вопросов нелинейной динамики, связанных, в частности, с реализацией динамического хаоса и различных самоорганизующихся структур [1–4]. Наряду с этим, очевидны широкие возможности практического использования прецессионной динамики для обработки и хранения информации, а также для модуляции лазерного излучения [5, 6]. Особую роль при этом могут играть состояния статической и динамической бистабильности и возможности эффективного управления ими. В плане реализации сложных прецессионных режимов перспективным является рассмотрение условий, возникающих на частотах, меньших частоты линейного резонанса. Ранее были проведены исследования хаотической и регулярной прецессионной динамики намагниченности в однодоменных тонкопленочных структурах с кубической кристаллографической анизотропией [7, 8]. В настоящей работе на основе построения бифуркационных диаграмм исследуются состояния динамической бистабильности, возникающие в пленке типа (100) при наличии полосовой доменной структуры, и влияние на них дополнительного возмущения, включаемого на начальном этапе прецессионного процесса. В качестве возмущения выбраны слабые хаотические и низкочастотные гармонические колебания линейно поляризованного магнитного поля.

2. Исследования будем проводить для широко используемых в интегральных технологиях монокристаллических тонких пленок феррита-граната с куби-

ческой кристаллической решеткой. Рассмотрим случай, когда кристаллографическая ось [100] совпадает с осью x и нормальна поверхности пленки, а оси [010] и [001] совпадают с осями y и z . Примем, что образец имеет доменную структуру, состоящую из двух подсистем полосовых магнитных доменов, намагниченность в каждой из которых \mathbf{M}_i , где $i = 1, 2$ (доменные стенки рассматриваются как бесконечно тонкие границы). В этом случае выражение для плотности свободной энергии имеет вид

$$F_i = -\mathbf{M}_i(\mathbf{H} + \mathbf{h}) - (K_u - 2\pi M^2)m_{xi}^2 + K_1[m_{zi}^2(m_{xi}^2 + m_{yi}^2) + m_{xi}^2 m_{yi}^2] + \pi M^2(m_{y1} - m_{y2} - m_{z1} + m_{z2})^2/4, \quad (1)$$

где K_u и K_1 – константы индуцированной ростом и кристаллографической анизотропии; M – модуль векторов намагниченности; \mathbf{H} – внешнее статическое поле, которое в дальнейшем считаем перпендикулярным поверхности пленки и ортогональным переменному полю \mathbf{h} . Принимается, что связь между магнитными моментами различных доменов обусловлена в основном переменными размагничивающими полями, возникающими во время прецессии вследствие скачков намагниченности на доменных границах [9], которые лежат в плоскости $\{01\bar{1}\}$. Границы между доменами принимаются неподвижными, что оправдано удаленностью интересующего нас частотного диапазона от собственной частоты колебаний доменных границ ω_w (для монокристаллического железо-иттриевого граната $\omega_w/2\pi \sim 100$ МГц [9]). При этом квазистатическим движением доменных границ, как показал дополнительный анализ, в

¹⁾e-mail: shuty@mail.ru

исследуемых прецессионных режимах можно пренебречь, а влияние энергии стенок на динамику магнитных моментов можно учесть в параметре диссипации. Уравнения Ландау-Лифшица запишем для проекций намагниченности:

$$\begin{aligned} \frac{M(1+\alpha^2)}{\gamma} \dot{m}_{yi} &= (m_{zi} + \alpha m_{xi} m_{yi}) \frac{\partial F_i}{\partial m_{xi}} - \\ &- (m_{xi} - \alpha m_{yi} m_{zi}) \frac{\partial F_i}{\partial m_{zi}} - \alpha(1 - m_{yi}^2) \frac{\partial F_i}{\partial m_{yi}}, \quad (2) \\ \frac{M(1+\alpha^2)}{\gamma} \dot{m}_{zi} &= (m_{xi} + \alpha m_{yi} m_{zi}) \frac{\partial F_i}{\partial m_{yi}} - \\ &- (m_{yi} - \alpha m_{xi} m_{zi}) \frac{\partial F_i}{\partial m_{xi}} - \alpha(1 - m_{zi}^2) \frac{\partial F_i}{\partial m_{zi}}, \end{aligned}$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации; $m_{j1,2} = M_{j1,2}/M$ – нормированные компоненты векторов намагниченности; компоненты m_{xi} находятся из равенства $m_{xi}^2 + m_{yi}^2 + m_{zi}^2 = 1$.

3. Построение рельефа плотности свободной энергии при $h = 0$ показало [7], что при $H < H_0$ исчезает энергетический минимум по направлению нормали к структуре и появляется четыре несовпадающих с нормалью симметричных минимума. Значение H_0 находится из выражения

$$H_0 = 4\pi M - 2(K_u + K_1)/M. \quad (3)$$

Проведенный анализ выявил, что в этом случае при достаточно больших амплитудах переменного поля на частотах $\omega/2\pi \sim 1 \div 10$ МГц, значительно меньших частоты линейного резонанса, реализуются высокоамплитудные (отклонение магнитных моментов от равновесного положения $\Delta m_i > 0.1$) регулярные и хаотические режимы прецессии.

Для исследования нелинейных режимов удобно построение бифуркационных диаграмм [10, 11]. На рис.1 диаграмма приведена для одного из магнитных моментов на плоскости $(\tilde{m}_{y1}; H)$, где каждому значению подмагничивающего поля H соответствуют экстремальные значения y -компоненты нормированного магнитного момента m_{y1} , прецессирующего под воздействием переменного поля с параметрами $\omega/2\pi = 10$ МГц, $h = 1$ Э (здесь и далее). Ориентационный угол линейно поляризованного переменного поля φ_h , отсчитываемый в плоскости пленки от оси y , составляет $\varphi_h = \pi/4$ (для получения и анализа динамических бистабильностей данная ориентация, как показали расчеты, наиболее удачна). При этом, если на бифуркационной диаграмме одному значению подмагничивающего поля отвечают лишь две точки ($m_{y1 \max}$ и $m_{y1 \min}$) или большее, но конечное

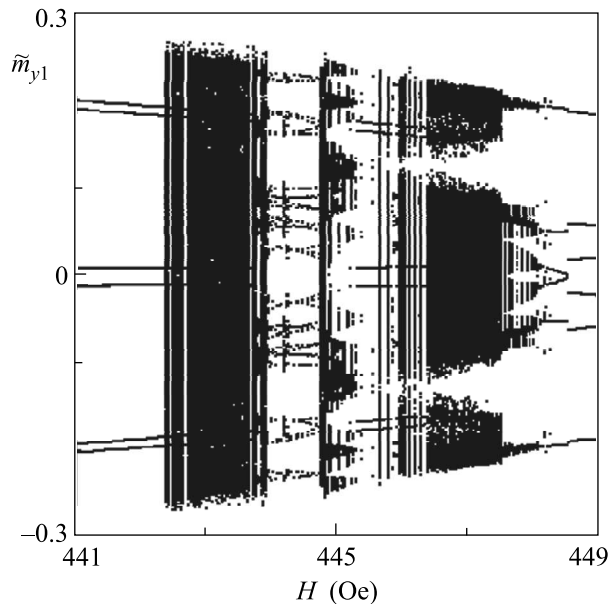


Рис.1. Бифуркационная диаграмма: зависимость от подмагничивающего поля экстремумов y -компоненты нормированного магнитного момента m_{y1}

число точек, то реализуется регулярный прецессионный режим. Множеству близких расположенных точек отвечает хаотическая прецессионная динамика намагниченности. Для численного анализа использовались следующие параметры феррит-гранатовой пленки $Y_{2.9}La_{0.1}Fe_{3.9}Ga_{1.1}O_{12}$: $4\pi M = 214.6$ Гс; $\gamma = 1.755 \times 10^7$ (Э · с) $^{-1}$; $\alpha = 10^{-2}$; $K_1 = -10^3$ эрг/см 3 и $K_u = -10^3$ эрг/см 3 [6]. Видно, что хаотические режимы на диаграмме чередуются с регулярными. Однако большая часть рассматриваемого интервала значений поля H отвечает состояниям “динамическая бистабильность”. На это указывает дополнительный численный анализ, который выявил изменение диаграммы при изменении начальной фазы ψ переменного поля, записываемого в виде $h(t) = h \sin(\psi + \omega t)$. Представленная диаграмма построена при $\psi = 0$.

На рис.2 приведены проекции траекторий магнитных моментов в случае регулярных, (а), 1; (б), и хаотических, (а), 2; (с); (д), режимов, устанавливающихся под воздействием переменного поля при $H = 443, 444.5, 445, 448$ Э (а)–(д). Траектория 1 на рис.2а является общей для магнитных моментов обеих доменных подсистем, и вся система прецессирует как целое, то есть в динамике формируется однодоменное состояние (далее соответствующий данному аттрактору режим будем обозначать буквой А). Проекция хаотической траектории на рис.2а отвечает только одному из магнитных моментов; однако траектория другого магнитного момента близка

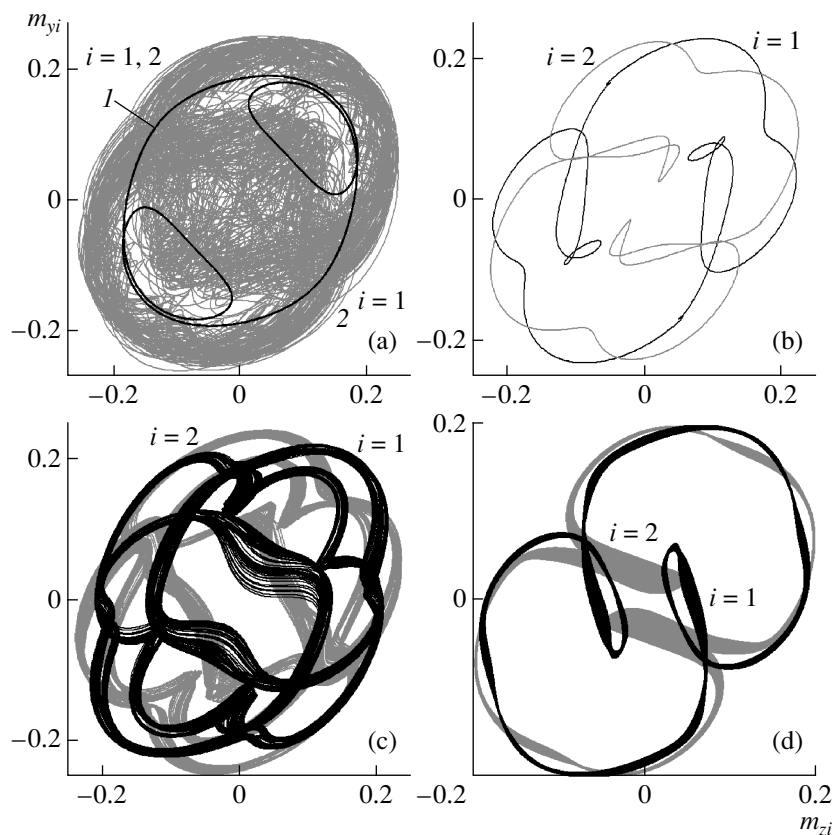


Рис.2. Проекция траекторий нормированных магнитных моментов при регулярных и хаотических режимах, устанавливающихся в условиях динамической бистабильности; $H = 443, 444.5, 445, 448$ Э (a)–(d)

приведенной, и аттракторы прецессии обоих магнитных моментов совпадают. Указанные аттракторы 1 и 2 отвечают режимам, устанавливающимся в состоянии динамической бистабильности, и построены при различных значениях фазы $\psi = \pi/2, 0$. В случае режимов, отвечающих рис.2b–d, магнитные моменты соседних доменов имеют отличающиеся аттракторы; заметим, при построении бифуркационных диаграмм это ошибочно может восприниматься как динамическая бистабильность. Однако подбирая начальную фазу ψ при параметрах, отвечающих данным рисункам, можно (наряду с приведенными аттракторами) получить аттрактор режима А. Таким образом, все приведенные траектории прецессии магнитных моментов реализуются в условиях динамической бистабильности.

4. Далее рассмотрим прецессионные процессы при наличии слабого возмущения $h_s(t)$ переменного магнитного поля:

$$h(t) = h \sin(\psi + \omega t) + h_s(t). \quad (4)$$

Возмущающий сигнал принимается включенным с начального момента времени и до $t = t_s$, после че-

го прецессия магнитных моментов устанавливается при невозмущенном переменном поле ($h_s(t) = 0$). Проанализируем два случая. На рис.3а для параметров, отвечающих рис.1, приведена бифуркационная диаграмма на плоскости $(\tilde{m}_{y1}; H)$ при возмущении $h_s(t)$, представляющем собою чисто случайный процесс дискретного по времени изменения поля $h(t)$ с амплитудой $h_s = 5 \cdot 10^{-2}$ Э и шагом $\Delta t \approx 2.78$ нс, то есть при каждом изменении фазы гармонической составляющей на 10° к значению поля добавляется случайная величина из интервала $[-0.05, 0.05]$. Время шумового сигнала выбрано равным $t_s = 2 \cdot 10^{-4}$ с, что при большей части значений поля H из рассматриваемого интервала является избыточным, и для получения аналогичного результата может быть уменьшено более чем на порядок. В случае, представленном на рис.3б, дополнительное возмущение является низкочастотным гармоническим сигналом $h_s(t) = h_s \sin(\omega_s t)$ с амплитудой $h_s = 5 \cdot 10^{-2}$ Э и частотой $\omega_s/2\pi = 0.2$ МГц; время действия t_s и остальные параметры оставлены прежними. Сравнение приведенных диаграмм с диаграммой на рис.1 показывает, что приложение возмущающего сигнала

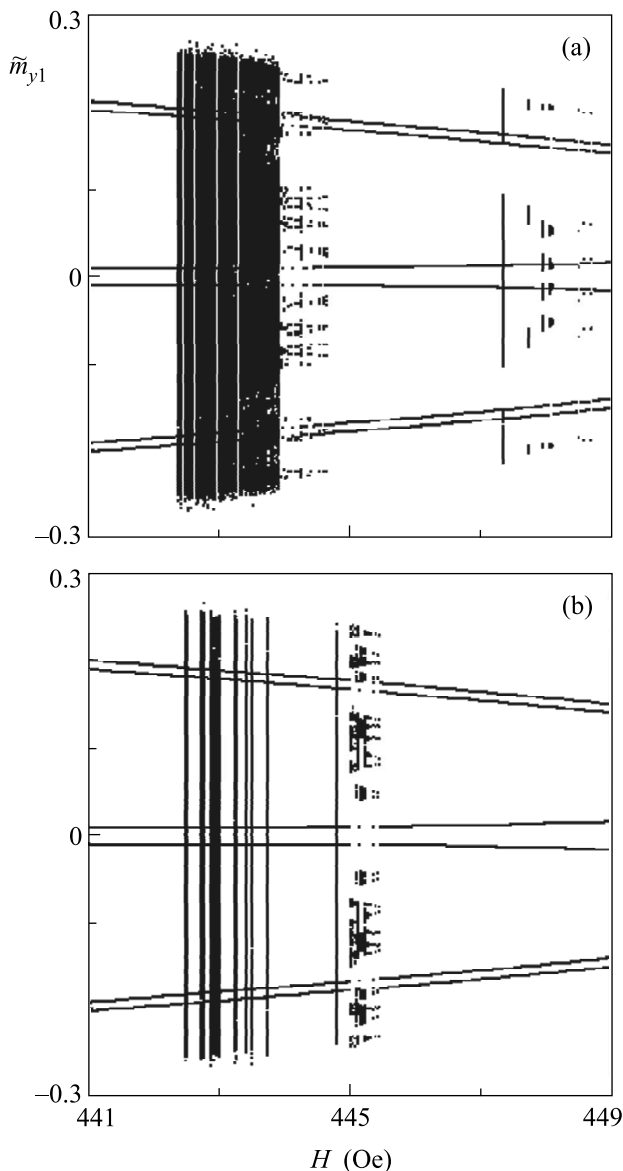


Рис.3. Бифуркационные диаграммы: полевая зависимость экстремумов y -компоненты нормированного магнитного момента при дополнительном возмущении хаотическими (а) и низкочастотными гармоническими (б) колебаниями магнитного поля

существенно увеличивает вероятность установления режима A практически во всем рассматриваемом интервале подмагничивающего поля. Это выполняется как в случае бистабильных состояний с несколькими регулярными режимами, так и в случае вхождения в них хаотических режимов. При этом в целях снятия бистабильности, то есть для получения высокой, близкой к единице, вероятности реализации одного из прецессионных режимов, для одних областей значений H более эффективным является использование

в качестве дополнительного возмущения хаотического сигнала, а для других областей – низкочастотных гармонических колебаний магнитного поля.

Исходя из предположения о том, что вероятность установления в условиях бистабильности того или иного динамического режима пропорциональна суммарной величине отвечающих данному режиму интервалов значения фазы ψ , на рис.4 приведены диаграммы зависимости экстремумов \tilde{m}_{y1} от начальной фазы переменного поля при $H = 443, 445, 447, 448.5$ Э (а)–(д). Диаграммы 1 (серого цвета) отвечают случаю, когда отсутствует начальное дополнительное возмущение, диаграммы 2 и 3 (черного цвета) – случаям действия в течение времени t_s хаотического и низкочастотного гармонического возмущающих сигналов, соответственно. Диаграммы для $\pi \leq \psi \leq 2\pi$ от приведенных отличаются незначительно. При $H = 443$ Э (и близких к нему значениях) в отсутствие дополнительного сигнала наиболее вероятным является реализация хаотического режима. Возмущение гармоническим сигналом значительно увеличивает вероятность реализации регулярного режима A и даже делает его более вероятным. При шумовом сигнале (случай на рисунке не представлен) диаграмма мало отличается от диаграммы 1, кроме того, исчезает “окно” режима A вблизи значения $\psi = \pi/2$. При $H = 445$ Э результат противоположен: гармонический сигнал незначительно увеличивает вероятность реализации режима A , а при хаотическом возмущении режим A устанавливается с вероятностью, близкой к единице. В остальных случаях ($H = 447, 448.5$ Э) как хаотическое, так и гармоническое возмущения приближают вероятность реализации режима A к единице. При этом более эффективным является применение гармонического возмущения, – режим A устанавливается при всех значениях ψ ; в случае же хаотического сигнала отличным от A режимам (хаотическому (с) и регулярному (д)) отвечают отдельные узкие интервалы значений фазы ψ .

На рис.5 для всех случаев: отсутствия начального возмущения, хаотического и низкочастотного гармонического сигналов (1–3) приведена временная зависимость y -компоненты одного из нормированных магнитных моментов и проекции на плоскости yz его траектории при $H = 447$ Э и $\psi = 0$. Здесь возмущающий сигнал продолжается до момента времени, обозначенного пунктиром. Проекция траекторий 2 и 3 взяты для интервалов времени со средними значениями соответственно $t = 50$ и 10 мкс, при которых возмущающий сигнал еще продолжается, но магнитные моменты прецессируют по траекториям, уже

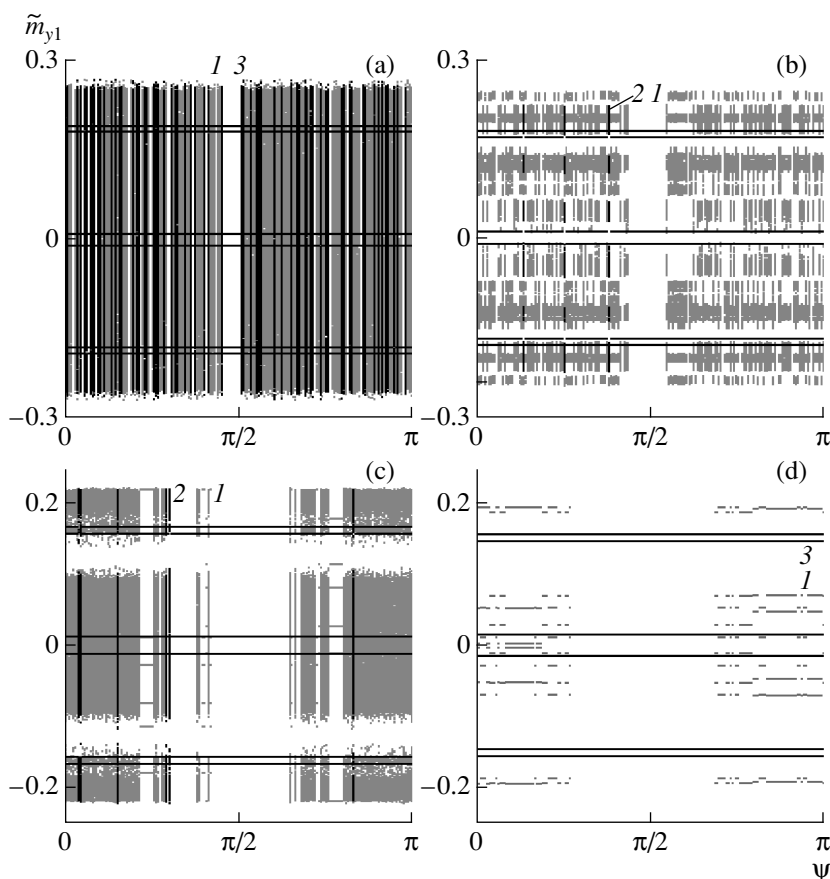


Рис.4. Диаграммы зависимости экстремумов \tilde{m}_{y1} от начальной фазы переменного поля ψ при отсутствии дополнительного возмущения (1 – серый цвет) и после воздействия хаотическим (1) и низкочастотным гармоническим (2) сигналами; $H = 443, 445, 447, 448.5 \text{ Э}$ (a-d).

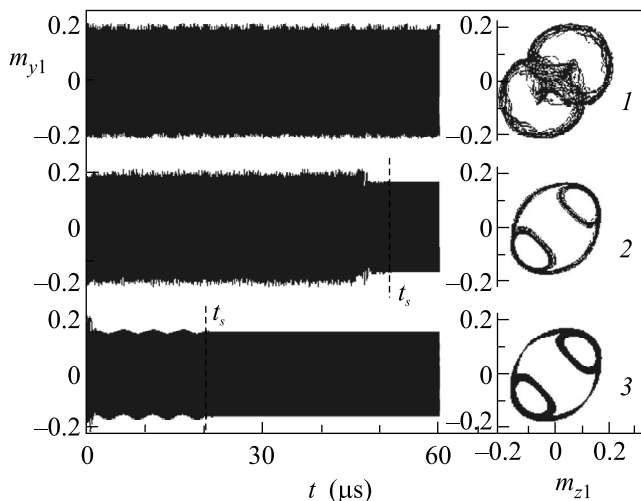


Рис.5. Временная зависимость y -компоненты вектора \mathbf{m}_1 и проекции его траектории при установлении хаотического аттрактора в отсутствие возмущения (1) и при хаотическом (2) и низкочастотном гармоническом (3) сигналах

близким к траектории режима A . Видно, что при начальном возмущении шумовым сигналом магнитные моменты до момента времени $t \approx 47 \text{ мкс}$ прецессируют в хаотическом режиме с аттрактором, близким к аттрактору 1. Далее прецессия переходит к аттрактору вблизи траектории регулярного режима A – наблюдается заметное уменьшение амплитуды прецессии. Динамика при этом остается квазихаотической, имея “шумовой” аттрактор, только за счет дополнительного хаотического возмущения, при отключении которого устанавливается режим A . В случае, когда дополнительным является низкочастотный гармонический сигнал, хаотическая прецессия имеет место только в самом начале процесса (до $t = 1 \div 2 \text{ мкс}$) и быстро переходит к регулярной прецессии, которая после выключения сигнала приводит к установлению режима A . Таким образом, при выбранных параметрах системы в условиях динамической бистабильности с хаотическим и регулярным режимами для установления с большой вероятностью последнего (режима A) более эффективным является использование в

качестве возмущения низкочастотного гармонического сигнала.

5. Проведенный анализ показал, что на низких частотах СВЧ диапазона нелинейный характер прецессионного движения магнитных моментов тонкопленочной структуры приводит к установлению различных регулярных и хаотических режимов, а также появлению состояний динамической бистабильности. При этом дополнительное возмущение, представляющее собой хаотические или низкочастотные гармонические колебания линейно поляризованного магнитного поля, изменяет вероятность реализации составляющих бистабильность прецессионных режимов. В ряде случаев для достижения снятия бистабильности, то есть реализации только одного из режимов, достаточным является малое время действия возмущения $t_s \sim 1 \div 10$ мкс при его амплитуде более чем на порядок ниже амплитуды основного переменного поля. Данный эффект может быть объяснен различной устойчивостью и областью (в фазовом пространстве) притяжения аттракторов: в результате возмущения траекторий прецессии магнитные моменты притягиваются к более устойчивому аттрактору и после выключения возмущающего сигнала остаются на нем. При этом в одних областях значений подмагничивающего поля бистабильность эффективно снимается за счет использования шумового сигнала, а в других –

ного поля. Выявление необходимых дополнительных возмущений для реализации того или иного из динамических режимов, входящих в различные бистабильные состояния, позволит управлять данными состояниями и существенно расширит возможности их практического применения в системах обработки информации.

Работа поддержана грантом Президента РФ (# МД-3169.2007.2).

1. К. Н. Алексеев, Г. П. Берман, В. И. Цифринович, А. М. Фришман, УФН **162**, 81 (1992).
2. Г. С. Кандаурова, УФН **177**, 831 (2007).
3. Th. Gerrits, M. L. Schneider, A. B. Kos, and T. J. Silva, Phys. Rev. B **73**, 094454 (2006).
4. Д. И. Семенов, А. М. Шутый, УФН **177**, 831 (2007).
5. А. К. Звездин, В. А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, М.: Наука, 1988.
6. B. Neite and H. Dotsch, SPIE Electro-Optic and Magneto-Optic Materials **1018**, 115 (1988).
7. А. М. Шутый, Д. И. Семенов, ЖЭТФ **131**, 868 (2007).
8. А. М. Шутый, Д. И. Семенов, ФТТ **49**, 1636 (2007).
9. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, М.: Наука, 1994.
10. С. П. Кузнецов, *Динамический хаос*, М.: Физматлит, 2006.
11. А. М. Шутый, Д. И. Семенов, Письма в ЖЭТФ **78**, 952 (2003).