

НЕЛИНЕЙНЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ ТИПА (100)

*А. М. Шутый**, *Д. И. Семенцов***

*Ульяновский государственный университет
432970, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 20 июля 2006 г.

На основе численного решения уравнений движения исследуется нелинейная динамика однородно прецессирующей намагниченности в перпендикулярно подмагниченных феррит-гранатовых пленках типа (100) в широком диапазоне частот переменного поля. Обнаружены бифуркационные изменения прецессии намагниченности и состояния динамической бистабильности. Выявлены условия реализации высокоамплитудных как регулярных, так и стохастических динамических режимов, а также возможности управления указанными прецессионными режимами с помощью внешних магнитных полей.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к нелинейной динамике намагниченности в магнитоупорядоченных кристаллах обусловлен разнообразием нелинейных эффектов, возникающих при воздействии на диссипативную спиновую систему высокочастотного поля [1–4], а также возможностью достижения больших углов прецессии и реализации динамического хаоса, различных статических и динамических самоорганизующихся структур [5–7]. Интерес к исследованию динамики намагниченности при больших углах прецессии обусловлен также широкими возможностями ее практического использования, в частности, для модуляции лазерного излучения, эффективность которой во многом определяется величиной угла прецессии [8–10].

Известно, что при перпендикулярной ориентации высокочастотного и статического полей (поперечной накачке) существуют два механизма передачи энергии от однородной прецессии спиновым волнам, ограничивающих рост амплитуды прецессии [6, 11]. Первый механизм связан с трехмагнонным процессом, при котором уничтожается магнон с волновым вектором $\mathbf{k} = 0$, а возникают два маг-

нона с волновыми векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$ и частотой $\omega_k = \omega_0/2$, где ω_0 — резонансная частота однородной прецессии. Второй механизм связан с четырехмагнонным процессом, при котором исчезают два магнона с $\mathbf{k} = 0$, а возникают два магнона с волновыми векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$ и частотой $\omega_k = \omega_0$. При превышении высокочастотным полем пороговых значений данные процессы приводят к развитию спин-волновых неустойчивостей, в результате чего в спиновой системе возможна реализация как регулярных, так и стохастических нелинейных динамических режимов [6, 12–14].

Для достижения больших углов однородной прецессии намагниченности необходимо выполнение условий, при которых не могут развиваться суловские неустойчивости, обусловленные трех- и четырехмагнонными взаимодействиями. Таким условием является выбор частоты переменного поля, не превышающей нижнего значения частоты в спектре $\omega(k)$ спиновых волн, т. е. соответствующей дну спин-волновой «зоны» [1, 6]. Для тонкого перпендикулярно намагниченного слоя резонансная однородная мода спин-волнового спектра соответствует дну «зоны» и за счет подбора толщины слоя может быть достаточно далеко (по частоте) удалена от первой (неоднородной) спин-волновой моды [15]. Именно поэтому в перпендикулярно подмагниченных пленках

*E-mail: shuty@mail.ru

**E-mail: sementsovdi@ulsu.ru

при условии $\omega \leq \omega_0$ указанные выше механизмы передачи энергии от однородной прецессии к спиновым волнам не реализуются. В результате этого с ростом амплитуды высокочастотного поля не происходит насыщения резонанса на однородной моде [16], и особенности нелинейной динамики намагниченности проявляются уже в случае ее однородной прецессии [17].

Как показывает анализ, симметрия поля магнитной анизотропии материала, связанная с кристаллографической симметрией, существенно влияет на устанавливающиеся нелинейные динамические режимы намагниченности. Результаты исследований однородной прецессии намагниченности в случае, когда частота переменного поля и величина подмагничивающего поля связаны условиями линейного ферромагнитного резонанса [11], для перпендикулярно намагниченных монокристаллических пленок типа (111) представлены в работах [18, 19], для пленок типа (100) — в работе [20]. Однако в плане реализации сложных регулярных и хаотических прецессионных режимов перспективным является рассмотрение условий, возникающих в случае более слабых подмагничивающих полей, причем на частотах, меньших частоты линейного резонанса. Стохастическая и квазипериодическая динамика намагниченности, устанавливающаяся при этом в кристаллах с одноосной анизотропией, рассматривалась в работе [17]. В настоящей работе исследуются особенности нелинейной прецессионной динамики намагниченности, реализующейся при указанных условиях в пленках типа (100) с кубической кристаллографической анизотропией.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И СООТНОШЕНИЯ

Эпитаксиальные пленки феррит-граната являются монокристаллическими слоями с кубической кристаллической решеткой. Примем, что кристаллографическая ось [100] совпадает с осью x и перпендикулярна поверхности пленки, а оси [010] и [001] совпадают с осями y и z ; полярный θ и азимутальный ψ углы вектора намагниченности \mathbf{M} отсчитываются соответственно от осей x и y . Динамическое поведение намагниченности во внешних статическом \mathbf{H} и переменном \mathbf{h} магнитных полях, которые в дальнейшем считаем ортогональными ($\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$), будем описывать уравнениями движения намагниченности, записанными в сферической системе координат [11]:

$$\begin{aligned} \dot{\psi} M \sin \theta &= \gamma \frac{\partial F}{\partial \theta} + \frac{\lambda}{M} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \psi}, \\ \dot{\theta} M &= \frac{\lambda}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} - \gamma \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \psi}, \end{aligned} \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, λ — параметр затухания, F — плотность свободной энергии. Решение этих уравнений позволяет найти временную зависимость углов ψ и θ при заданных геометрии приложенных полей и временной зависимости внешнего поля. При рассматриваемой ориентации кристаллографических осей плотность свободной энергии определяется выражением

$$F = -\mathbf{M} \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{h}) + (K_u - 2\pi M^2) \sin^2 \theta + \frac{1}{4} K_1 (\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\psi), \quad (2)$$

где K_u и K_1 — константы анизотропии, индуцированной ростом, и кристаллографической анизотропии.

Для малых амплитуд СВЧ-поля ($h \ll H_{eff}$, где H_{eff} — эффективное магнитное поле) на частоте $\omega = \omega_r$ имеет место линейный ферромагнитный резонанс, при котором углы прецессии малы и временные зависимости $\theta(t)$ и $\psi(t)$ могут быть найдены из линеаризованных (по малым отклонениям намагниченности от положения равновесия) уравнений движения. В этом случае частота резонансной прецессии магнитного момента относительно его равновесной ориентации определяется выражением

$$\omega_r = \gamma H_{eff} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \sqrt{F_{\theta\theta} F_{\psi\psi} - F_{\theta\psi}^2}, \quad (3)$$

где значения вторых производных от плотности свободной энергии берутся для равновесных углов θ_0 и ψ_0 , полученных из условий $\partial F / \partial \theta = 0$, $\partial F / \partial \psi = 0$. С увеличением амплитуды СВЧ-поля и, соответственно, с ростом угла прецессии увеличивается вклад в динамику намагниченности гармоник основной частоты прецессии и становится существенным нутационное движение вектора \mathbf{M} . В этом случае при решении уравнений (1) уже недостаточно линейного приближения, и детальный анализ особенностей прецессионного движения с учетом всех параметров, определяющих состояние намагниченности в пленке, возможен только на основе численных методов.

Дальнейшее рассмотрение ограничим ориентацией статического поля \mathbf{H} , перпендикулярной поверхности пленки. При величине поля H и константах анизотропии K_u и K_1 , отвечающих равновесной ориентации вектора \mathbf{M} вдоль нормали к пленке ($\theta_0 = 0$), частота резонансной прецессии оказывается равной

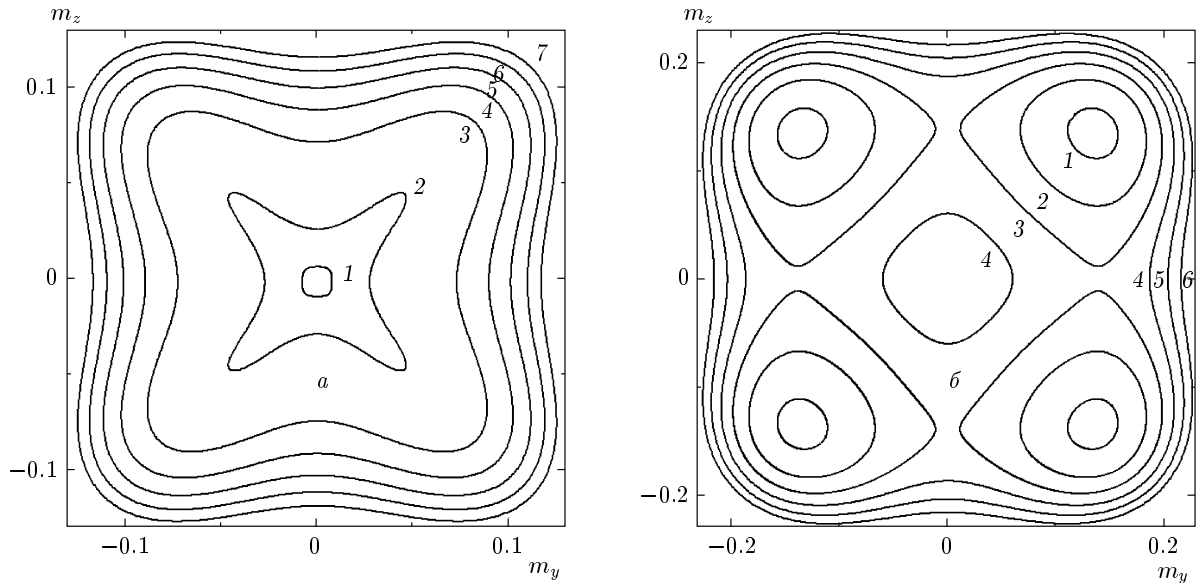


Рис. 1. Изоэнергетические кривые ориентации намагниченности для $H = 450$ Э (а) и $H = 440$ Э (б)

$\omega_r = \gamma H_{eff}(0)$, где эффективное поле определяется выражением

$$H_{eff}(0) = H - 4\pi M + 2(K_u + K_1)/M. \quad (4)$$

Переменное поле принимается линейно-поляризованным и лежащим в плоскости yz . В этом случае существует несколько режимов прецессионного движения намагниченности, реализация которых определяется величиной статического поля H (или частотой прецессии ω).

3. РЕЖИМЫ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ПЕРЕСКОКОВ

Для понимания особенностей прецессионного движения вектора \mathbf{M} необходимо знание пространственного рельефа свободной энергии при $h = 0$. На рис. 1 на плоскости проекций нормированного магнитного момента ($m_\alpha = M_\alpha/M$, $\alpha = y, z$) представлены изоэнергетические кривые. Рисунок 1а отвечают поле $H = 450$ Э и значения плотности свободной энергии $F = -7684.008$, -7684.0 эрг/см³ (кривые 1, 2), кривые 3–7 построены при уменьшении F на шаг $\Delta F = -0.1$ эрг/см³. Рисунок 1б отвечают поле $H = 440$ Э и значения $F = -7515.0$ эрг/см³ (кривая 1), для кривых 2–5 $\Delta F = -0.5$ эрг/см³, кривая 6 соответствует $F = -7512.0$ эрг/см³. При расчете приведенных зависимостей, как и для дальнейшего анализа,

использовались параметры, близкие к параметрам реальной феррит-гранатовой пленки [21, 22]:

$$4\pi M = 214.6 \text{ Гс}, \quad \gamma = 1.755 \cdot 10^7 \text{ (Э} \cdot \text{с)}^{-1},$$

$$\lambda = 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1},$$

$$K_1 \approx -10^3 \text{ эрг/см}^3, \quad K_u = -10^3 \text{ эрг/см}^3.$$

Из представленных кривых следует, что для направления $\psi = \theta = 0$ (вектор \mathbf{M} параллелен нормали к пленке) при величине подмагничивающего поля $H > H_0$ имеет место локальный энергетический минимум, который с уменьшением H исчезает, а появляется четыре не совпадающих с нормалью симметричных минимума ($\psi = \pm\pi/4, \pm 3\pi/4$). При дальнейшем уменьшении подмагничивающего поля их положение несколько смещается к плоскости пленки и они становятся более выраженными. Значение H_0 находится из выражения (4) при условии $H_{eff}(0) = 0$; для выбранной структуры $H_0 \approx 448.8$ Э.

Численный анализ показывает, что в случае $H < H_0$ при малых, зависящих от частоты амплитудах СВЧ-поля, реализуется низкоамплитудная прецессия намагниченности вблизи одного из четырех указанных выше энергетических минимумов. При достаточно больших амплитудах линейно поляризованного переменного поля малой частоты ($\omega/2\pi \leq 1$ МГц) в интервале подмагничивающих полей $H_- < H < H_+$, где $H_\pm = H_0 \pm \Delta H_\pm$, возник-

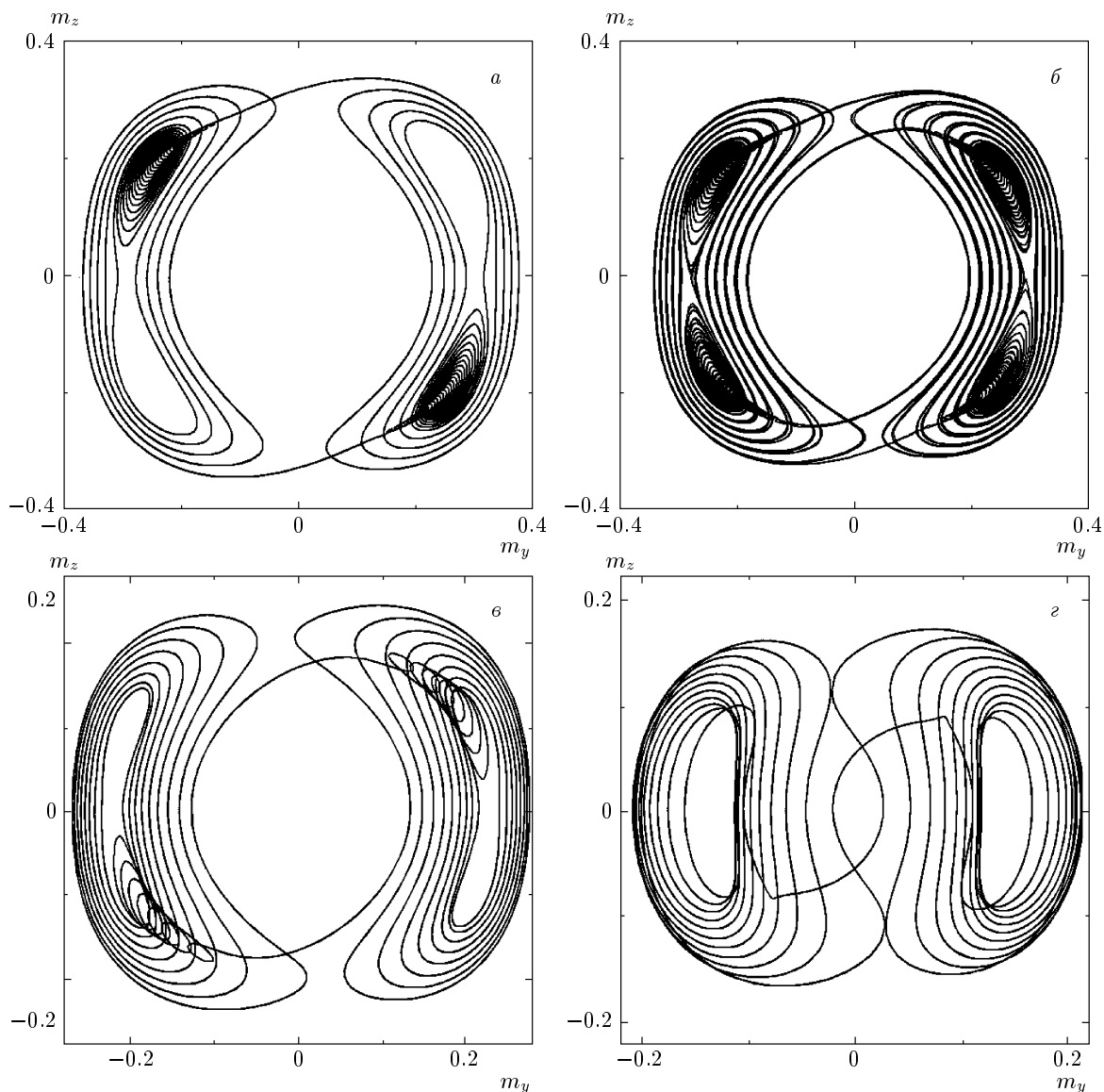


Рис. 2. Проекция нормированного магнитного момента, совершающего под воздействием переменного магнитного поля динамические ориентационные перескоки; $h = 1$ Э, $\omega/2\pi = 1$ МГц, $\psi_h = 0$, $H = 410, 415, 430, 443$ Э (соответственно а, б, в, г)

кают динамические ориентационные перескоки вектора \mathbf{M} между равновесными ориентациями. Величина ΔH_+ слабо зависит от параметров системы и для рассматриваемых структур $\Delta H_+ \approx 10$ Э; величина ΔH_- зависит от константы анизотропии, индуцированной ростом, и от амплитуды переменного поля. Так, в случае $K_u \approx -10^3$ эрг/см³ имеем $\Delta H_- \approx 45, 70$ Э соответственно при $h = 1, 2$ Э, а в случае $K_u \approx -10^4$ эрг/см³ имеем $\Delta H_- \approx 100, 155$ Э при $h = 1, 2$ Э. С уменьшением $|K_u|$ интервал поля, отвечающий указанным динамическим режимам, су-

жается, поэтому для их достижения при малых амплитудах переменного поля следует использовать структуры с большими полями анизотропии, индуцированной ростом.

В исследуемых пленках возможна реализация различных режимов ориентационных динамических перескоков. На рис. 2 приведены проекции на плоскость yz нормированного магнитного момента в различных динамических режимах, устанавливающихся под воздействием переменного магнитного поля с частотой $\omega/2\pi = 1$ МГц, амплитудой $h = 1$ Э

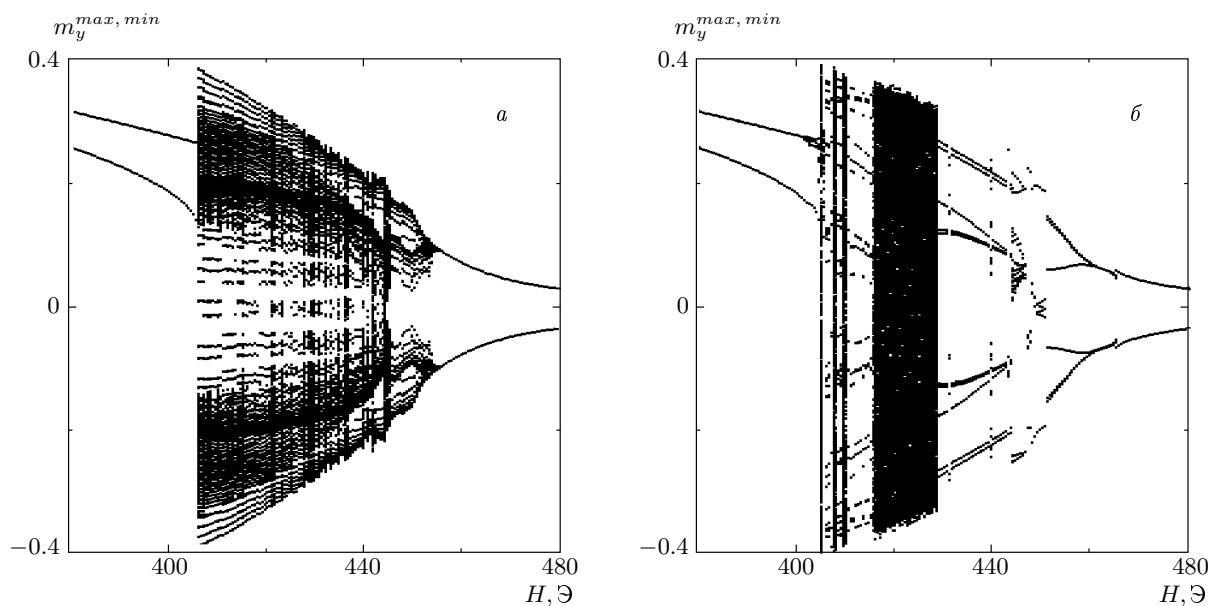


Рис. 3. Бифуркационные диаграммы: зависимость экстремальных значений y -компоненты нормированного магнитного момента от величины подмагничивающего поля; $h = 1$ Э, $\omega/2\pi = 1, 10$ МГц (соответственно $a, б$), $\psi_h = 0$

и ориентационным углом $\psi_h = 0$ при различных подмагничивающих полях. Рисунок 2а отвечает режиму с перескоками между двумя симметричными энергетическими минимумами. Видно, что динамические перескоки сопровождаются быстрорелаксирующими высокочастотными колебаниями с периодом $T \approx 2\pi/\omega_r$, причем вначале траектория огибает все четыре энергетических минимума. Период перескоков, т. е. полный период данных стационарных режимов, соответствует периоду переменного магнитного поля. Малым изменением параметров (например, величины подмагничивающего поля или частоты) достигается изменение центров, между которыми осуществляются перескоки. В узких интервалах частоты переменного поля устанавливаются стохастические режимы, при которых происходит произвольная смена осей высокочастотной прецессии (рис. 2б). При увеличении подмагничивающего поля сокращается число витков траектории прецессии, охватывающих лишь один энергетический максимум (рис. 2в). Дальнейшее увеличение поля приводит к установлению прецессионного режима с двумя многовитковыми областями, каждая из которых охватывает по два минимума (рис. 2г); данный режим может сохраняться даже при исчезновении четырех энергетических минимумов и появлении одного центрального, соответствующего ориентации намагниченности вдоль нормали [20].

4. БИФУРКАЦИОННЫЕ ДИАГРАММЫ

Для более детального исследования сложных по траектории нелинейных динамических режимов удобно построение бифуркационных диаграмм [23, 24]. На рис. 3 приведены бифуркационные диаграммы, на которых каждому значению подмагничивающего поля H соответствуют экстремальные значения m_y^{max} и m_y^{min} y -компоненты нормированного магнитного момента, прецессирующего под воздействием переменного поля с параметрами $h = 1$ Э, $\omega/2\pi = 1, 10$ МГц, $\psi_h = 0$. При этом в случае a двум точкам (значениям m_y^{max} и m_y^{min} для фиксированного значения H) отвечают прецессионные режимы, нелинейный характер которых проявляется только в нутационном движении, а множеству точек — режимы динамических перескоков. Справа от интервала, отвечающего перескокам (при больших значениях H) реализуется прецессия с осью, ориентированной по нормали, а слева — низкоамплитудная прецессия с отличной от нормали осью. Видно, что рассматриваемый интервал значений H разбит на отдельные области, отвечающие разным режимам динамических перескоков, включая режимы с произвольной сменой центров высокочастотной прецессии (последним режимам на диаграмме соответствуют наиболее темные полосы). Значения величин ΔH_- и ΔH_+ практически не зависят от частоты переменного поля, однако при изменении ω смеща-

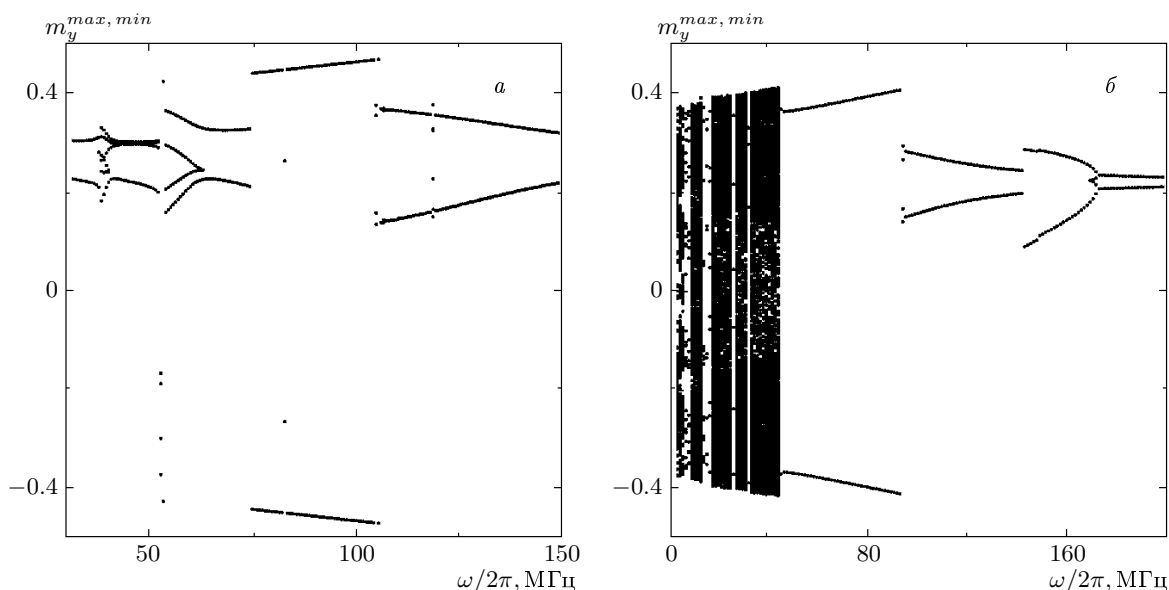


Рис. 4. Бифуркационные диаграммы: частотная зависимость экстремальных значений y -компоненты нормированного магнитного момента; $h = 1$ Э, $\psi_h = 0$, $H = 390, 410$ Э (соответственно $a, б$),

ются границы указанных выше областей и, следовательно, меняются значения подмагничивающих полей, при которых реализуется тот или иной режим динамических перескоков.

Режимы динамических перескоков устанавливаются, как уже было сказано, только при достаточно малых частотах переменного поля. На более высоких частотах при тех же значениях СВЧ-поля реализуются иные высокоамплитудные режимы прецессии, в том числе стохастические. На рис. 3б для фиксированного значения H двум точкам отвечает регулярный колебательный режим с одним максимумом (m_y^{max}) и одним минимумом (m_y^{min}), большему счетному числу точек — более сложное колебание, а множеству близко расположенных точек — стохастическая динамика намагниченности. Видно, что с приближением к зоне стохастической динамики со стороны больших величин подмагничивающего поля вначале наблюдается рост амплитуды регулярной прецессии, который в ряде случаев сопровождается усложнением траектории прецессии. После возникновения стохастичности дальнейшее уменьшение H приводит к продолжению роста амплитуды прецессии. Со стороны меньших значений подмагничивающего поля зона стохастических режимов ограничена низкоамплитудными регулярными колебаниями. При этом имеет место резкое уменьшение амплитуды прецессии. В самой зоне стохастичности области стохастических режимов чередуются, как правило,

со значительно более узкими областями, отвечающими регулярным режимам. Наибольшая амплитуда прецессии, соответствующая нижней границе исследуемой зоны, может прийтись как на стохастический, так и на регулярный режимы. Увеличение амплитуды переменного поля приводит к расширению зоны стохастичности и ее усложнению: увеличиваются и по количеству, и по ширине области сложных регулярных прецессионных режимов.

На рис. 4 приведены бифуркационные диаграммы при амплитуде переменного поля $h = 1$ Э, ориентационном угле $\psi_h = 0$ и величине подмагничивающего поля $H = 390, 410$ Э. Как и на предыдущих диаграммах, множеству близко расположенных точек для фиксированного значения ω (рис. 4б) отвечает стохастическая динамика намагниченности (за исключением области $\omega/2\pi \leq 1$ МГц, в которой реализуются режимы динамических перескоков). Видно, что при выбранных амплитуде переменного поля и значении поля ростовой анизотропии в случае $H = 390$ Э имеют место только регулярные прецессионные режимы. При этом на диаграмме видны бифуркации, приводящие к изменению как амплитуды движения, так и формы траектории прецессии. Заметим, что в области высокоамплитудных режимов амплитуда прецессии слабо зависит от частоты (или величины статического поля). В области бифуркаций, как правило, имеет место динамическая бистабильность, т. е. при одних и тех же параметрах систе-

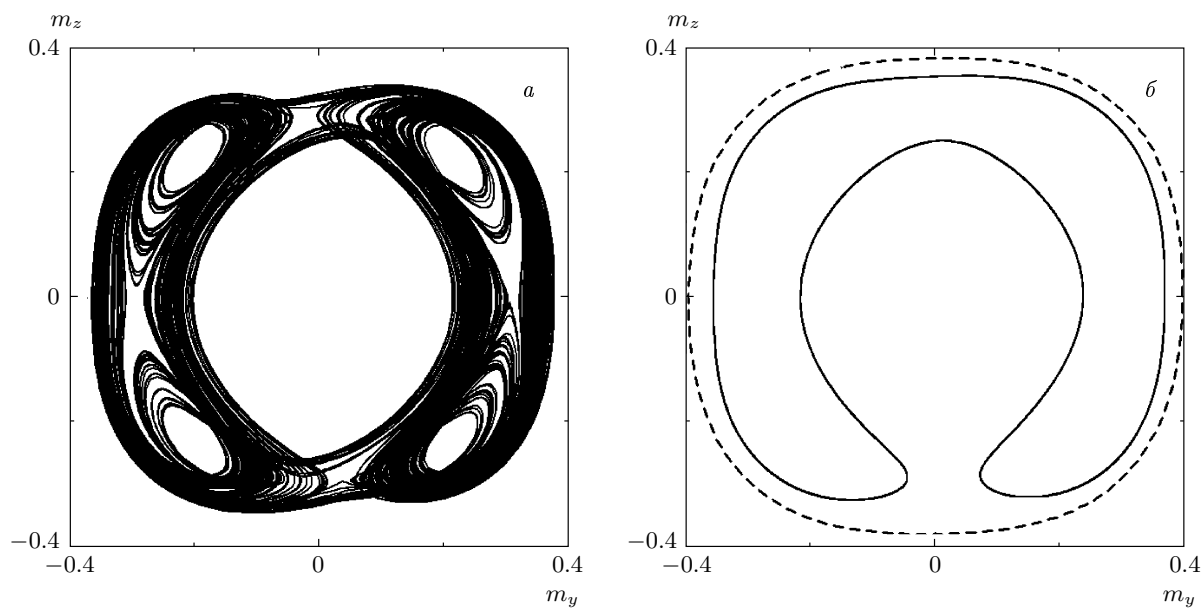


Рис. 5. Проекция траекторий стохастического (а) и регулярных (б) прецессионных режимов вектора намагниченности; $h = 1 \text{ Э}$, $\omega/2\pi = 5 \text{ МГц}$ (а), 24 МГц (б, непрерывная кривая), 80 МГц (б, штриховая кривая), $\psi_h = 0$, $H = 410 \text{ Э}$

мы существуют два стационарных прецессионных режима, на установление одного из которых влияют начальные условия движения. При этом динамическая бистабильность имеет гистерезисные свойства: при квазистационарном уменьшении частоты переменного поля (или величины подмагничивающего поля) реализуется одна из ветвей прецессии, а при увеличении — другая. При $H = 410 \text{ Э}$ регулярные высокоамплитудные режимы также имеют место — они реализуются в частотном диапазоне, который сверху ограничен значениями, отвечающими низкоамплитудной прецессии, а снизу — частотами стохастических режимов, которые при дальнейшем уменьшении частоты переходят в режимы ориентационных динамических перескоков. Заметим, что интервалы частот, отвечающие стохастическим режимам, чередуются с узкими интервалами, отвечающими высокоамплитудной регулярной динамике. При больших переменных полях ($h = 2 \text{ Э}$) в области $\omega/2\pi \approx 130\text{--}160 \text{ МГц}$ возникает дополнительная зона стохастичности, которая со стороны меньших значений ω ограничена зоной высокоамплитудного, а со стороны больших ω — зоной низкоамплитудного регулярных режимов.

Уменьшить амплитуду переменного поля, необходимую для реализации стохастических режимов (как и для получения ориентационных перескоков), можно, используя структуры с большими полями

ростовой анизотропии. Таким образом, стохастические режимы реализуются приблизительно в тех же интервалах значений H , что и режимы динамических перескоков, но на более высоких частотах. Для рассматриваемых структур стохастическая динамика имеет место при $h = 1 \text{ Э}$ в частотном интервале $\omega/2\pi \approx 2\text{--}45 \text{ МГц}$ и при $h = 2 \text{ Э}$ в интервале $\omega/2\pi \approx 2\text{--}65 \text{ МГц}$, выше которого устанавливается только регулярная прецессия намагниченности, а ниже — режимы перескока между равновесными ориентациями.

5. АТТРАКТОРЫ ВЫСОКОАМПЛИТУДНОЙ ПРЕЦЕССИИ

На рис. 5 в качестве примера представлены проекции на плоскость zy траекторий стохастического и регулярных прецессионных режимов вектора намагниченности, устанавливающихся при параметрах $H = 410 \text{ Э}$, $h = 1 \text{ Э}$, $\psi_h = 0$, $\omega/2\pi = 5, 24, 80 \text{ МГц}$. Период двух приведенных регулярных режимов, также как и других реализующихся в пленках типа (100) регулярных режимов с более сложными траекториями, равен периоду переменного поля. Высокоамплитудный режим, отвечающий штриховой кривой, характеризуется нутационным движением намагниченности на четвер-

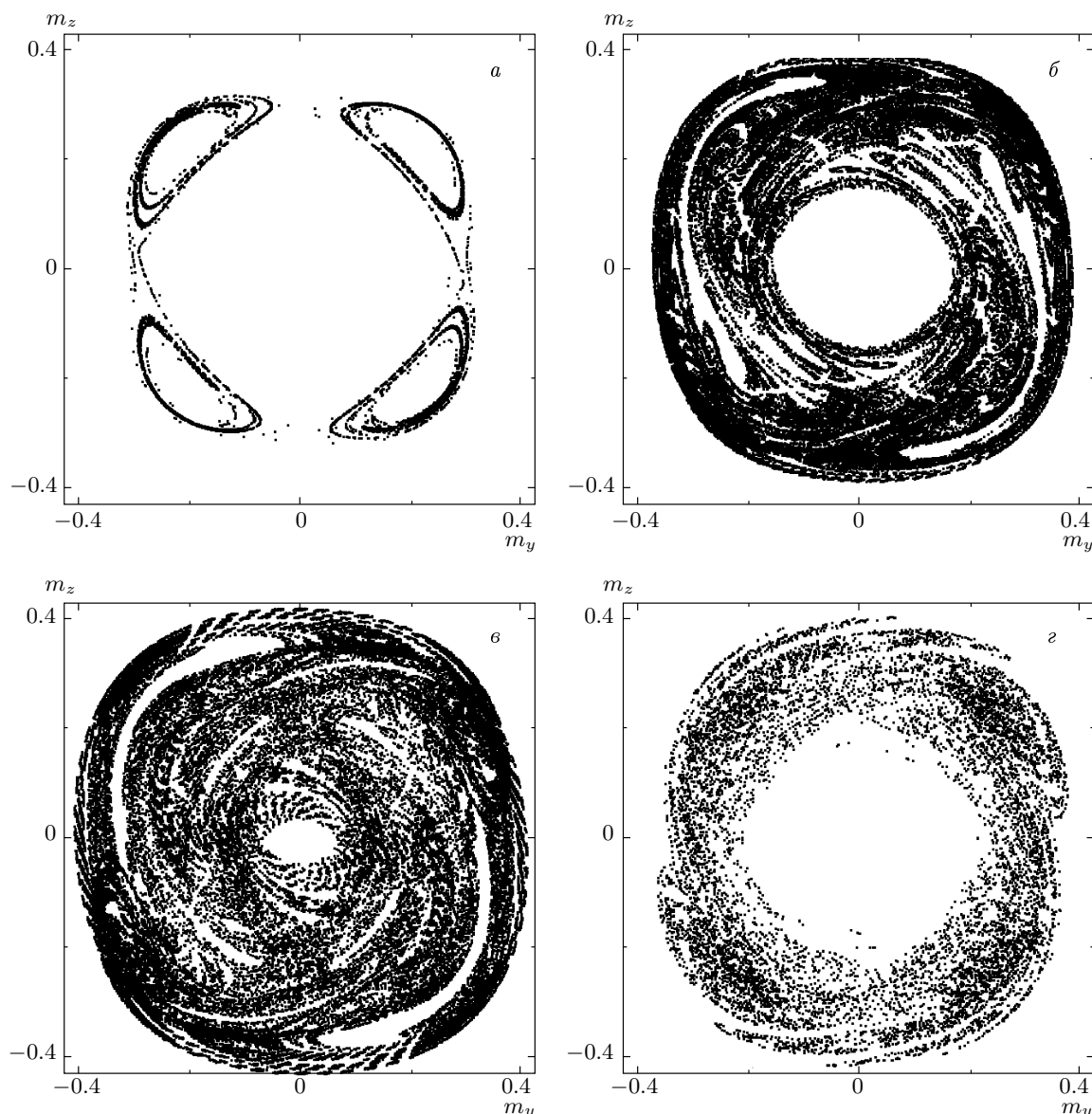


Рис. 6. Дискретное по времени ($\Delta t = \pi/\omega$) представление проекций на плоскость yz траекторий намагниченности при $h = 1$ Э (а, б), $h = 2$ Э (в, г), $\omega/2\pi = 5, 40, 53, 145$ МГц (соответственно а, б, в, г), $\psi_h = 0$ и $H = 410$ Э

той гармонике ω и устанавливается в широком частотном диапазоне $\omega/2\pi \sim 10$ МГц (см. рис. 4). Для наглядности фазовые траектории, соответствующие стохастической динамике, удобно представлять в виде множества точек, полученных через временные интервалы, равные периоду или полупериоду переменного поля (аналог диаграмм Пуанкаре [23]). На рис. 6 дано дискретное по времени (с шагом $\Delta t = \pi/\omega$) представление проекций на плоскость yz траекторий намагниченности при $h = 1, 2$ Э, $\omega/2\pi = 5, 40, 53, 145$ МГц, $\psi_h = 0$ и

$H = 410$ Э. Видно, что приведенные аттракторы являются фракталами, причем с различающимися фрактальными размерностями. При этом стохастичность может охватывать различный по величине угловой интервал прецессии. Различной в результате этого оказывается также степень хаотичности соответствующих динамических режимов, определяемая наибольшим показателем Ляпунова и управляемая за счет изменения параметров переменного магнитного поля (или величины подмагничивающего поля).

Фазовые траектории, соответствующие стохастической динамике, чувствительны к начальным условиям для намагниченности. На рис. 7 для рассмотренных выше режимов (обозначения кривых соответствуют рис. 6) представлены зависимости от времени натурального логарифма относительного расстояния δ/δ_0 между двумя точками траекторий магнитного момента, расположенными близко друг к другу в начальный момент времени ($\delta = \delta_0$ при $t = 0$). Для удобства размещения кривых начальное время для случаев *в* и *г* сдвигалось. Из приведенных зависимостей видно, что вначале расстояние между точками увеличивается в среднем по экспоненциальному закону $\delta = \delta_0 \exp(\zeta t)$, где ζ — наибольший показатель Ляпунова, равный тангенсу угла наклона прямой, аппроксимирующей расхождение траекторий. После расхождения до масштабов аттрактора величина δ начинает колебаться около значения, определяемого размером самого аттрактора. Из проведенного анализа следует, что показатель ζ имеет наименьшее значение в случае узкого «шумового» интервала, т.е. когда стохастичность проявляется лишь в «размывании» траектории предельного цикла (кривая *а*). При этом имеют место временные интервалы относительно быстрого и медленного расхождения близкорасположенных траекторий. Для более детального исследования выявленных стохастических режимов (нахождения фрактальной размерности аттракторов и энтропии) требуется расчет нескольких показателей Ляпунова [23], что представляет самостоятельный интерес.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что о резонансных значениях частоты переменного и величины внешнего статического магнитных полей, соответствующих максимальной амплитуде возбуждаемых колебаний намагниченности исследуемых пленок, корректно говорить только в случае достаточно малых амплитуд и больших частот переменного поля. При низких частотах СВЧ-диапазона нелинейный характер прецессионного движения приводит к возникновению резонансной области параметров системы, в которой, наряду с известными эффектами удвоения частоты и детектирования, реализуются различные типы бифуркаций, приводящих к смене динамических режимов, а также к возникновению динамической бистабильности. К наиболее характерным следует отнести режимы, связанные с ориентационными перескоками магнитного момента от одних

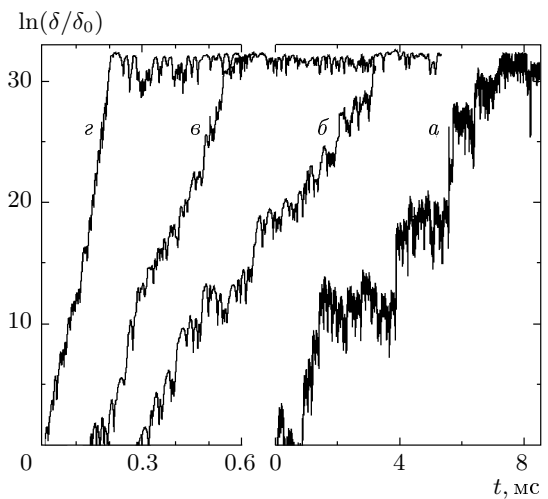


Рис. 7. Временные зависимости расстояния между двумя близкорасположенными в начальный момент точками траектории намагниченности при различных стохастических режимах

равновесных ориентаций к другим под воздействием переменного магнитного поля, а также высокоамплитудные регулярные и стохастические режимы, обусловленные наличием бистабильных состояний. Амплитуда указанных прецессионных режимов определяется, главным образом, равновесными ориентациями намагниченности и в достаточно широком интервале параметров переменного поля проявляет слабую от них зависимость. Наиболее простые по траектории высокоамплитудные регулярные режимы характеризуются значительным вкладом в динамику намагниченности четвертой гармоники частоты прецессии. Реализуемые стохастические режимы могут сильно различаться как по степени стохастичности (толщине аттрактора), так и по фрактальной размерности аттрактора, которыми можно эффективно управлять, а также осуществлять переходы от регулярной к стохастической динамике (и наоборот) за счет изменения параметров внешних магнитных полей. Выявленное существенное влияние кристаллографической анизотропии на характер высокоамплитудной прецессии позволяет за счет использования феррит-гранатовых пленок с различной ориентацией кристаллографических осей значительно увеличить многообразие реализуемых динамических режимов и, соответственно, расширить возможности их практического применения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. А. Моносов, *Нелинейный ферромагнитный резонанс*, Наука, Москва (1971).
2. В. С. Львов, *Нелинейные спиновые волны*, Наука, Москва (1987).
3. P. H. Bryant, C. D. Jeffries, and K. Nakamura, *Phys. Rev. A* **38**, 4223 (1988).
4. Г. С. Каңдаурова, А. Е. Свидерский, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 410 (1988).
5. B. Neite and H. Dotsch, *J. Appl. Phys.* **62**, 648 (1987).
6. S. M. Rezende and F. M. Agular, *Proc. IEEE* **78**, 893 (1990).
7. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Е. П. Николаева, А. В. Николаев, *ЖЭТФ* **103**, 213 (1993).
8. А. М. Прохоров, Г. А. Смоленский, А. Н. Агеев, *УФН* **143**, 33 (1984).
9. А. К. Звездин, В. А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, Москва (1988).
10. Д. И. Семенцов, А. М. Шутый, *Опт. и спектр.* **84**, 280 (1998).
11. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физматлит, Москва (1994).
12. G. Gibson and C. Jeffries, *Phys. Rev. A* **29**, 811 (1984).
13. P. E. Wigen, H. Doetsch, Y. Ming, L. Baselgia, and F. Waldner, *J. Appl. Phys.* **63**, 4157 (1988).
14. S. M. Rezende and A. Azevedo, *Phys. Rev. B* **45**, 10387 (1992).
15. В. В. Тихонов, А. В. Толмачев, *ФТТ* **36**, 185 (1994).
16. П. Е. Зильберман, А. Г. Темиряев, М. П. Тихомирова, *ЖЭТФ* **108**, 281 (1995).
17. L. F. Álvarez, O. Pla, and O. Chubykalo, *Phys. Rev. B* **61**, 11613 (2000).
18. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, *ЖЭТФ* **118**, 110 (2000).
19. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, *ФТТ* **43**, 1439 (2001).
20. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, *Кристаллография* **51**, 330 (2006).
21. B. Neite and H. Dotsch, *SPIE Electro-Optic and Magneto-Optic Materials* **1018**, 115 (1988).
22. В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис, *Прикладная магнитооптика*, Энергоатомиздат, Москва (1990).
23. Г. Г. Малинецкий, А. Б. Потапов, *Современные проблемы нелинейной динамики*, УРСС, Москва (2002).
24. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, *ФТТ* **46**, 2006 (2004).