

05

Переключение прецессионных режимов в условиях динамической бистабильности намагниченности

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 8 ноября 2011 г.
В окончательной редакции 28 ноября 2011 г.)

На основе численного моделирования исследована динамика намагниченности в монокристаллической пленке при реализации динамической бистабильности. Показано, что использование дополнительного переменного поля позволяет подавлять бистабильность и в зависимости от его частоты устанавливать один из двух прецессионных режимов. Многократное переключение между различными по амплитуде прецессиями намагниченности может осуществляться непосредственно из одного режима в другой за счет соответствующего изменения частоты дополнительного поля.

1. Введение

Нелинейная динамика различных систем, как правило, приводит к возникновению бистабильных состояний, при которых на установление того или иного режима влияют начальные условия или флуктуации параметров системы [1,2]. При этом динамическая бистабильность может быть препятствием для использования колебаний высокой амплитуды в информационных системах. Поэтому важной задачей является управление бистабильностью, что позволит, с одной стороны, получать заданные режимы, а с другой — осуществлять динамическое переключение между различными режимами [3,4]. Магнитные монокристаллические пленки широко применяются во многих устройствах микроволнового диапазона [5–7] и являются удобными объектами для исследования большого круга вопросов резонансной и нелинейной динамики, что обусловлено разнообразием возникающих в них нелинейных эффектов [8–11].

Известно [12], что в случае плоскостного подмагничивания вдоль оси трудного намагничивания (ОНТ) линеаризованное решение уравнения Ландау–Лифшица дает две ветви ферромагнитного резонанса (ФМР), отвечающие однородной резонансной прецессии намагниченности на достаточно малых частотах переменного поля [12]. Однако в результате экспериментальных исследований и теоретического анализа ФМР обнаружено, что при подмагничивании вдоль ОНТ в узкой области параметров системы проявляется также дополнительный резонанс при промежуточном (относительно двух названных резонансов) значении подмагничивающего поля [13]. Численное моделирование динамики намагниченности в указанных условиях показало, что природа данного эффекта связана с наличием угловой бистабильности состояний намагниченности [14]. Выявлено также, что в области дополнительного резонанса, названного бифуркационным, имеет место динамическая бистабильность, в которую входят режимы, сильно отличающиеся

друг от друга по амплитуде прецессии. В настоящей работе исследуются возможности подавления состояния бистабильности, возникающей в условиях бифуркационного резонанса, и переключения между двумя прецессионными режимами с помощью дополнительного переменного поля.

2. Основные соотношения и линейный ФМР

Анализ прецессионной динамики намагниченности проведем для монокристаллической пленки, находящейся в однодомном состоянии, которое реализуется при любых подмагничивающих полях в случае достаточно тонких образцов [12]. Динамическое поведение вектора намагниченности \mathbf{M} во внешних статическом \mathbf{H} и переменном \mathbf{h} магнитных полях будем описывать уравнением Ландау–Лифшица [12]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, α — параметр диссипации; эффективное магнитное поле в случае однородного распределения намагниченности по образцу в декартовой системе координат определяется производной

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = - \sum \mathbf{e}_i \partial F / \partial M_i, \quad (2)$$

где \mathbf{e}_i — орты координатных осей ($i = x, y, z$), а плотность свободной энергии F исследуемой системы дается выражением

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H} + \mathbf{h}) + \frac{1}{2} \mathbf{M}(\hat{\mathbf{N}}\mathbf{M}) + F_a. \quad (3)$$

Здесь $\hat{\mathbf{N}}$ — тензор размагничивающих коэффициентов, который для пленочного образца с нормалью, совпадающей с осью x , имеет одну отличную от нуля компоненту $N_{xx} = 4\pi$; F_a — суммарная энергия магнитной

кристаллографической и индуцированной ростом анизотропии.

Исследования будем проводить для пленок (100), кристаллографические оси [100], [010] и [001] которой совпадают с осями x , y и z , а ось одноосной ростовой анизотропии перпендикулярна плоскости пленки. В сферической системе координат плотность свободной энергии анизотропии в этом случае определяется выражением

$$F_a = \frac{1}{4} K_1 (\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi) - K_u \cos^2 \theta, \quad (4)$$

где полярный θ и азимутальный φ углы вектора намагниченности \mathbf{M} отсчитываются от осей x и y соответственно, а K_1 и K_u — константы кристаллографической и ростовой анизотропии, принятые далее отрицательными.

В соответствии с линеаризованным (по малым отклонениям намагниченности от положения равновесия) решением уравнения (1) частота линейного ФМР определяется выражением [12]

$$\omega_r = \gamma H_{\text{ef}} = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} (F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2)^{1/2}, \quad (5)$$

где значения вторых производных от плотности свободной энергии берутся для равновесных углов θ_0 и φ_0 , полученных из условий $\partial F/\partial \theta = 0$, $\partial F/\partial \varphi = 0$.

Далее рассматривается случай плоскостной ориентации подмагничивающего поля вдоль одной из ОТН. При этом для пленки типа (100) намагниченность также лежит в плоскости пленки, и производная $F_{\theta\varphi} = 0$. Если поле H ориентировано вдоль оси y , являющейся ОТН, выражение для резонансной частоты имеет вид

$$\omega_r = \gamma [(H \cos \varphi_0 - H_k (1 - \sin \varphi_0 \cos \varphi_0) + H_u + 4\pi M) \times (H \cos \varphi_0 - H_k \cos 4\varphi_0)]^{1/2}, \quad (6)$$

где $H_k = 2|K_1|/M$ и $H_u = 2|K_u|/M$ — поля кристаллографической и ростовой анизотропии.

На рис. 1 приведена зависимость частоты линейного ФМР и равновесных азимутальных углов намагниченности от величины подмагничивающего поля. При $H > H_b$ равновесная ориентация намагниченности совпадает с направлением подмагничивающего поля, а частота линейного ФМР

$$\omega_{rH} = \gamma [(H - H_k + H_u + 4\pi M)(H - H_k)]^{1/2}. \quad (7)$$

Значение $H_b = H_k$ является бифуркационным: при уменьшении поля ниже H_b равновесное положение намагниченности отходит от направления подмагничивающего поля, приближаясь к одной из двух легких осей пленки, в результате возникает статическая бистабильность. Частота естественного линейного ФМР, реализуемого при $H = 0$ и ориентации намагниченности вдоль легких осей ($\varphi_0 = \pm\pi/4$), определяется, согласно (6), выражением

$$\omega_{r0} = \gamma (H_k (H_u + 4\pi M - H_k/2))^{1/2}. \quad (8)$$

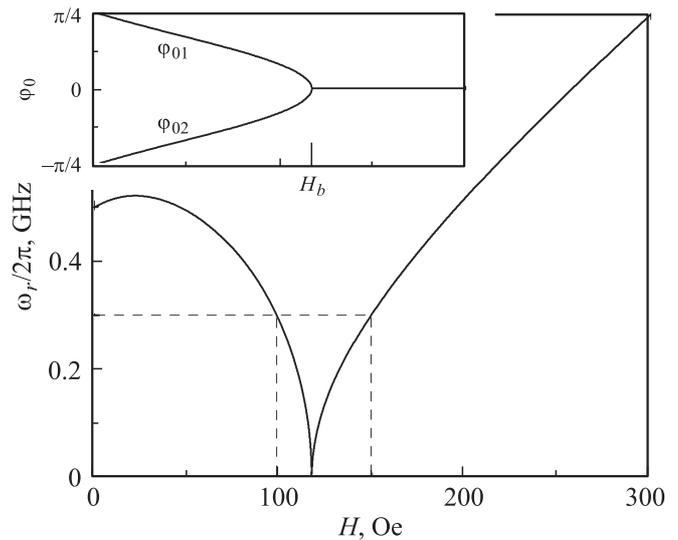


Рис. 1. Зависимость частоты линейного ФМР и равновесных азимутальных углов намагниченности от величины подмагничивающего поля. $4\pi M = 214.6$ G, $K_1 = -10^3$ erg/cm³, $K_u = -10^3$ erg/cm³.

Таким образом, на частотах переменного поля $\omega \leq \omega_{r0}$ линейный ФМР имеет место при двух значениях подмагничивающего поля. Для примера на рисунке штриховыми линиями показаны два значения поля H , при которых возникает резонанс на фиксированной частоте $\omega_{r0}/2\pi = 0.3$ GHz. Здесь и далее для численного анализа используются следующие параметры, отвечающие реальной феррит-гранатовой пленке $Y_{2.9}La_{0.1}Fe_{3.9}Ga_{1.1}O_{12}$: $4\pi M = 214.6$ G, $K_1 = -10^3$ erg/cm³ и $K_u = -10^3$ erg/cm³, $\gamma = 1.755 \cdot 10^7$ (Oe · s)⁻¹, $\alpha = 10^{-2}$ [15].

3. Бифуркационный резонанс

Нелинейные эффекты изменяют динамику намагниченности по сравнению с линейным ФМР. Наиболее существенное влияние на прецессионную динамику оказывает наличие статической бистабильности. Как показывает численный анализ, при плоскостном подмагничивании монокристаллических пленок вдоль ОТН наряду с резонансами, отвечающими равновесным состояниям намагниченности, имеет место область дополнительного резонанса, отсутствующего в решениях линеаризованного уравнения (1). Данная область расположена вблизи бифуркационного значения подмагничивающего поля H_b , отвечающего возникновению двух равновесных положений, симметрично расположенных относительно ОТН (как это следует из зависимости равновесного угла от подмагничивающего поля на рис. 1). Возникновение бифуркационного резонанса обусловлено указанной статической бистабильностью и близким угловым расположением равновесных положений намагниченности: в отвечающих данному резонансу интервалах поля H

устойчивыми становятся режимы с траекториями, охватывающими оба положения равновесия.

Рассмотрим динамику намагниченности, возбуждаемую линейно поляризованным вдоль оси z высокочастотным магнитным полем ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$). Поскольку траектории намагниченности могут быть сложными и даже хаотическими, на рис. 2 представлена зависимость от величины подмагничивающего поля параметра, характеризующего амплитуду z -компоненты нормированной намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$ на участке ее траектории с одним максимумом m_z^{\max} и одним минимумом m_z^{\min} . Данный параметр определяется полуразностью меж-

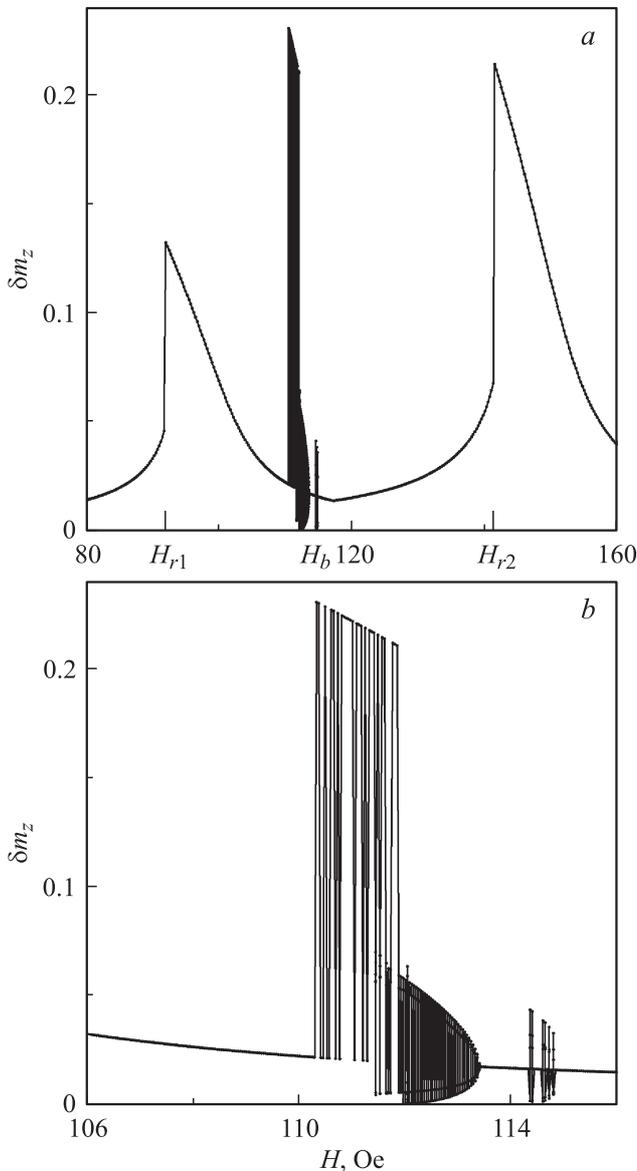


Рис. 2. Зависимость от величины подмагничивающего поля параметра δm_z , определяемого полуразностью между ближайшими на траектории экстремальными значениями компоненты нормированной намагниченности для пленок (100). $h = 0.5$ Oe, $\omega/2\pi = 0.3$ GHz. Части *a* и *b* соответствуют различному разрешению.

ду ближайшими на траектории экстремальными значениями компоненты нормированной намагниченности: $\delta m_z = |m_z^{\max} - m_z^{\min}|/2$. Поле $h(t) = h \sin(\omega t)$ имеет амплитуду $h = 0.5$ Oe и частоту $\omega/2\pi = 0.3$ GHz.

Резонанс, возникающий при величине подмагничивающего поля H_{r1} , отвечает прецессии с осью, совпадающей с одним из двух симметричных относительно ОТН направлений ($\varphi = \pm\varphi_{01}$), а резонанс при H_{r2} — прецессии с осью, совпадающей с ОТН ($\varphi = 0$). Из рис. 2, *a* видно, что на рассматриваемой достаточно низкой частоте ($\omega < \omega_{r0}$) при значении поля, близком к бифуркационному, возникает дополнительный — бифуркационный — резонанс, ось прецессии при котором также совпадает с ОТН, а траектория охватывает оба составляющих бистабильность стационарных состояния. На рис. 2, *b* область бифуркационного резонанса приведена с большим разрешением. Здесь необходимо обратить внимание на одну важную и часто встречающуюся при численном моделировании особенность. При возникновении на параметрической бифуркационной диаграмме „решетки“, т.е. установлении при малых изменениях управляющего параметра системы (в данном случае величины подмагничивающего поля) то одного, то другого режима, как правило, имеет место включающая данные режимы бистабильность. Таким образом, для области бифуркационного резонанса характерным является состояние динамической бистабильности, при которой (под влиянием различных флуктуаций параметров или в зависимости от начального состояния системы) устанавливается один из двух прецессионных режимов: с большой амплитудой и осью, совпадающей с ОТН, или с малой амплитудой вокруг одного из двух симметричных равновесных направлений.

4. Подавление бистабильности дополнительным переменным полем

Для подавления динамической бистабильности и реализации только одного из двух режимов рассмотрим систему с дополнительным переменным полем, линейно поляризованным вдоль направления подмагничивающего поля. В этом случае полное переменное поле имеет вид

$$\mathbf{h}(t) = \mathbf{e}_z h \sin \omega t + \mathbf{e}_y h_1 \sin \omega_1 t, \quad (9)$$

где \mathbf{e}_i — орты системы координат, а h_1 и ω_1 — амплитуда и частота дополнительного поля.

Рассмотрим прецессионные режимы, устанавливаемые при различных параметрах дополнительного поля. На рис. 3 приведена зависимость параметра δm_z от частоты ω_1 для амплитуд поля $h = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$ Oe при величине подмагничивающего поля $H = 110.5$ Oe и ранее выбранных параметрах основного переменного поля. Видно, что при амплитудах дополнительного поля $h_1 \geq 0.2$ Oe возникают области частоты ω_1 , в которых

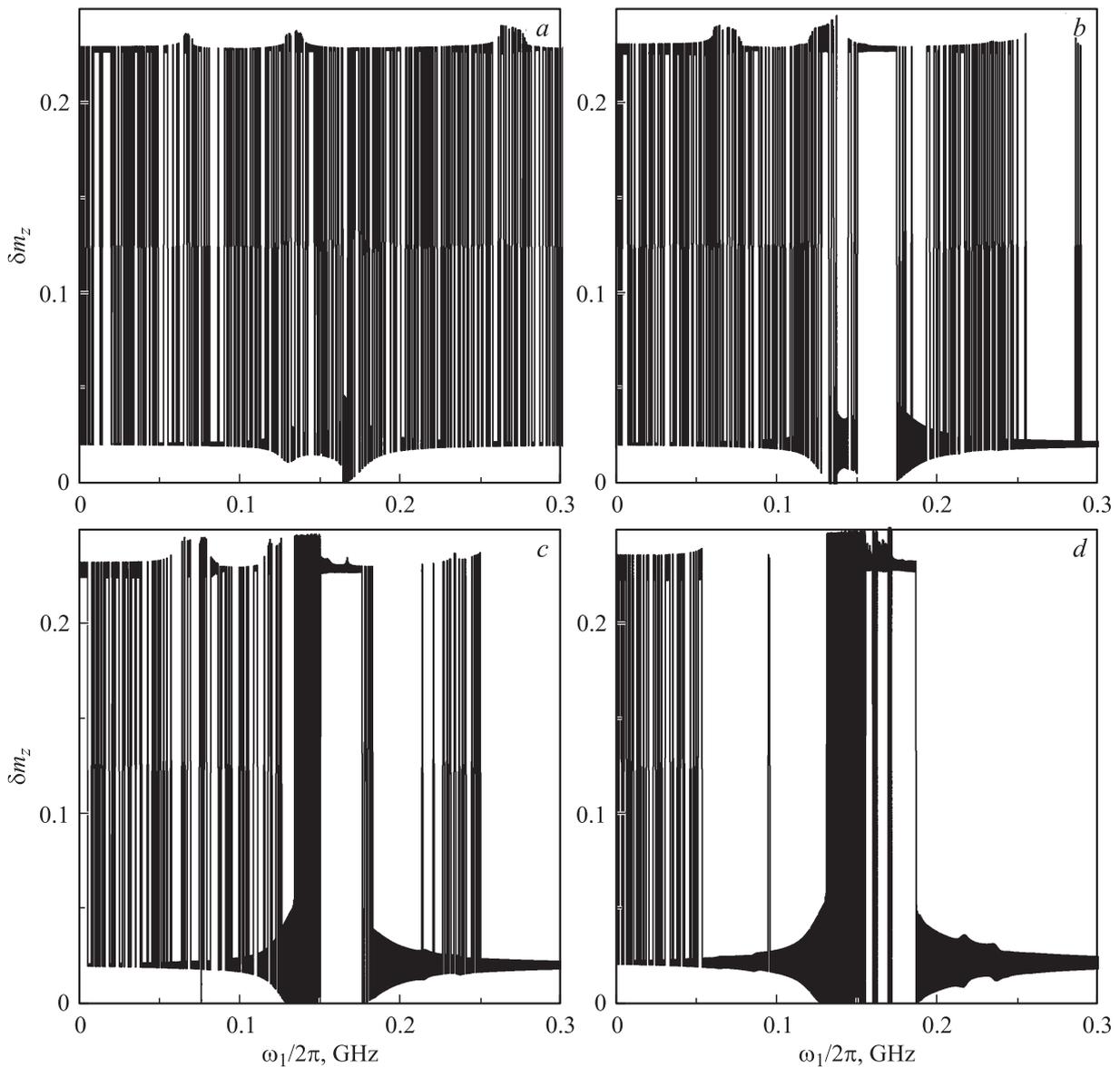


Рис. 3. Зависимость параметра δm_z от частоты дополнительного поля ω_1 при его амплитуде $h_1 = 0.1$ (a), 0.2 (b), 0.3 (c) и 0.5 Oe (d). Параметры основного поля $h = 0.5$ Oe, $\omega/2\pi = 0.3$ GHz; подмагничивающее поле $H = 110.5$ Oe.

диаграммы перестают иметь вид „решетки“, а значит, реализуется только один из двух отличающихся по амплитуде режимов или же вероятность установления одного из этих режимов значительно возрастает. Для более детального исследования следует взять частотный интервал реализации одного из режимов (интервал диаграммы без „решетки“) и исследовать его при меньшем на один-два порядка шаге изменения частоты ω_1 . Результаты проведенных расчетов для указанных частотных интервалов подтвердили подавление в них динамической бистабильности.

Далее, взяв параметры дополнительного переменного поля, отвечающие, согласно диаграммам на рис. 3, установлению либо высокоамплитудного, либо низкоамплитудного режима, построим диаграммы, аналогич-

ные приведенным на рис. 2. На рис. 4 представлены бифуркационные диаграммы зависимости от величины подмагничивающего поля параметра δm_z , характеризующего амплитуду прецессии при основном переменном поле с $h = 0.5$ Oe и $\omega/2\pi = 0.3$ GHz и дополнительном поле с $h_1 = 0.2$ (a, b), 0.3 (c, d) и 0.5 Oe (e, f) на частотах $\omega_1/2\pi = 0.17$ (a, c, e) и 0.27 GHz (b, d, f). Из диаграммы видно, что при дополнительном поле на частоте $\omega_1/2\pi = 0.17$ GHz возникает широкая область, отвечающая реализации только высокоамплитудного режима, а на частоте $\omega_1/2\pi = 0.27$ GHz она или значительно уже, или отсутствует. В последнем случае реализуется только хаотическая динамика, представленная на диаграмме множеством близкорасположенных точек, отвечающих одному значению H . Таким образом, имеют

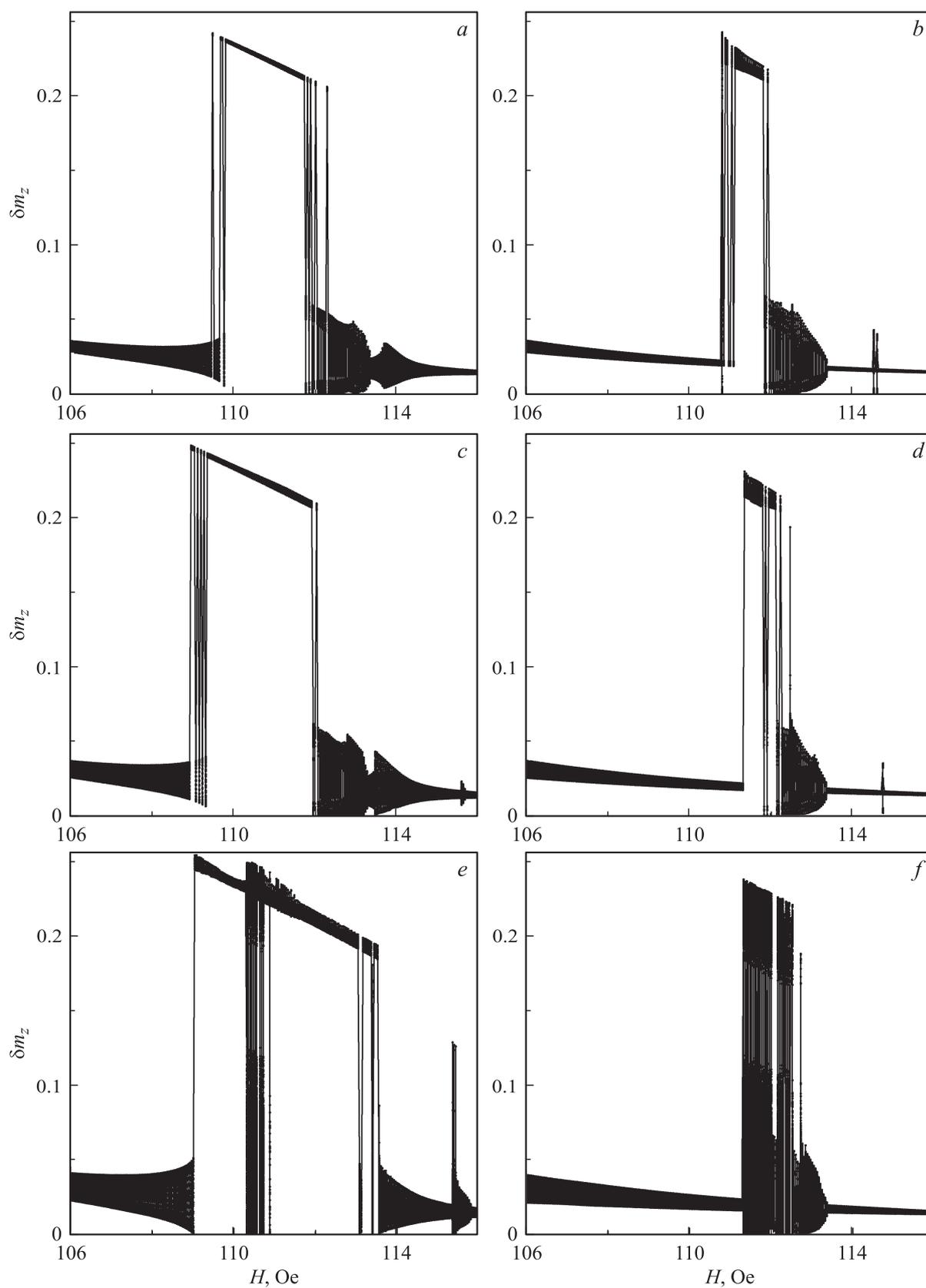


Рис. 4. Зависимость параметра δm_z от величины подмагничивающего поля при основном переменном поле с $h = 0.5$ Oe и $\omega/2\pi = 0.3$ GHz и дополнительном поле с $h_1 = 0.2$ (*a, b*), 0.3 (*c, d*), 0.5 Oe (*e, f*) на частотах $\omega_1/2\pi = 0.17$ (*a, c, e*) и 0.27 GHz (*b, d, f*).

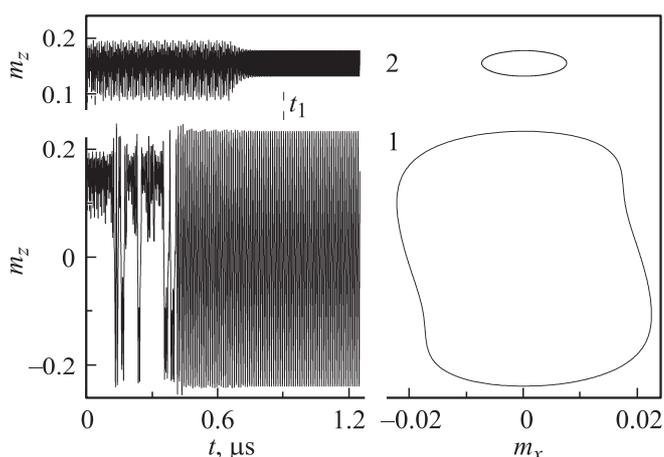


Рис. 5. Зависимость от времени z -компоненты нормированной намагниченности от времени (слева) и соответствующие проекции траектории (справа) для различных по амплитуде режимов, устанавливаемых в результате воздействия дополнительного поля с $h_1 = 0.5$ Ое на частотах $\omega_1/2\pi = 0.18, 0.19$ GHz (для режимов 1 и 2 соответственно); $H = 110$ Ое.

место области значений подмагничивающего поля, в которых при одной частоте переменного поля устанавливается низкоамплитудный прецессионный режим, а при другой частоте — высокоамплитудный режим (т.е. один из двух режимов, которые без дополнительного поля входили в состояние динамической бистабильности). Это дает возможность реализации переключения прецессии намагниченности с одного режима на другой.

5. Переключение прецессионных режимов

На рис. 5 показано установление высокоамплитудного прецессионного режима 1 и низкоамплитудного режима 2 из исходного равновесного состояния системы при включенном дополнительном поле с $h_1 = 0.5$ Ое и частотой $\omega_1/2\pi = 0.18, 0.19$ GHz (для режимов 1 и 2 соответственно). Величина подмагничивающего поля $H = 110$ Ое, параметры основного переменного поля ($h = 0.5$ Ое, $\omega/2\pi = 0.3$ GHz) одинаковы для обоих

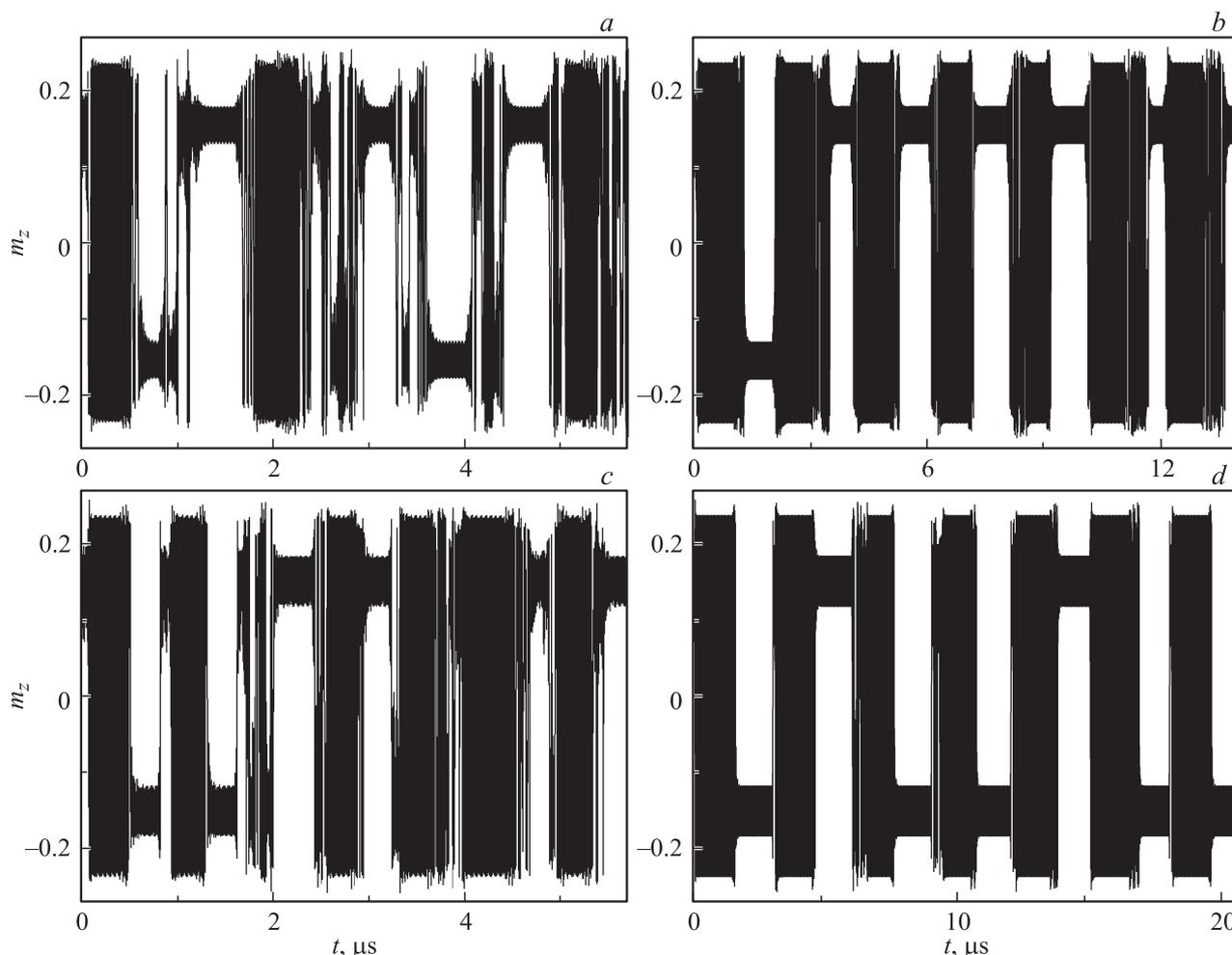


Рис. 6. Зависимость от времени компоненты m_z при переключении прецессионных режимов за счет дополнительного поля с $h_1 = 0.2$ (*a, b*) и 0.5 Ое (*c, d*), частота которого переключается между значениями $\omega_1/2\pi = 0.17$ и 0.27 (*a, b*), 0.18 и 0.23 GHz (*c, d*) с интервалом по времени $\Delta t = 0.4$ (*a, c*), 1.0 (*b*) и 1.5 μs (*d*); $H = 110$ Ое.

случаев. Видно, что на начальном этапе имеет место переходный процесс, завершающийся установлением одного из динамических режимов, задаваемых значением частоты дополнительного переменного поля. В момент времени t_1 это поле выключается, и последующая установившаяся динамика осуществляется уже только под воздействием основного переменного поля. На рисунке также приведены проекции траектории намагниченности на плоскость (m_x, m_z) , охватывающие одно из симметричных равновесных положений при установившемся низкоамплитудном режиме или оба равновесных положения при высокоамплитудном режиме.

При использовании в качестве исходного равновесного положения, что имеет место в случае, показанном на рис. 5, можно добиться $\Delta\omega_1/2\pi \leq 0.01$ GHz — разницы частот дополнительного поля, при которых устанавливаются разные прецессионные режимы. Однако для осуществления динамического переключения требуется переход непосредственно от одного режима к другому. При этом малое изменение частоты дополнительного поля может не снять состояние бистабильности, а только изменить область притяжения аттракторов, поэтому динамическое переключение не реализуется; для его получения необходимо взять большую величину $\Delta\omega_1$ (согласовывая выбираемые частоты по диаграммам на рис. 3). На рис. 6 приведена временная зависимость z -компоненты вектора намагниченности в условиях динамического переключения прецессионных режимов, осуществляемого за счет изменения частоты дополнительного поля при двух его амплитудах. Параметры основного переменного поля оставлены без изменений, величина подмагничивающего поля $H = 110$ Oe, амплитуда дополнительного поля $h_1 = 0.2$ (a, b) и 0.5 Oe (c, d), а его частота переключается через интервал времени $\Delta t = 0.4$ (a, c), 1.0 (b) и 1.5 μ s (d). При этом первые значения частоты дополнительного поля $\omega_1/2\pi = 0.17$ (a, b), 0.18 GHz (c, d), а его вторые значения $\omega_1/2\pi = 0.27$ (a, b), 0.23 GHz (c, d). Видно, что для надежного динамического переключения важным параметром является время переключения. Если на переключение отводится слишком мало времени ($\Delta t < 1 \mu$ s), то в некоторых случаях процесс переключения может оказаться незавершенным (a, c), и при выключении дополнительного поля есть вероятность того, что намагниченность останется в первоначальном динамическом режиме. Когда же период переключения частоты ω_1 достаточно большой (b, d), имеет место регулярное переключение высокоамплитудной прецессии намагниченности в один из двух симметричных низкоамплитудных режимов, и наоборот (вероятности установления симметричных низкоамплитудных режимов одинаковы).

6. Заключение

Проведенный анализ прецессионной динамики намагниченности монокристаллической пленки показал, что

в условиях бифуркационного резонанса при параметрах, отвечающих близкорасположенным равновесным состояниям, имеет место динамическая бистабильность, при которой реализуется один из двух сильно различающихся по амплитуде прецессионных режимов. При этом использование дополнительного переменного поля с линейной поляризацией, ортогональной поляризации основного переменного поля, позволяет подавить бистабильность, реализуя только один из режимов. Наличие частотных областей дополнительного поля, отвечающих установлению низкоамплитудного режима прецессии, и областей, отвечающих высокоамплитудному режиму, дает возможность осуществлять переключение между данными прецессионными режимами. Указанное переключение с использованием промежуточного равновесного состояния реализуется уже при малой разнице частот дополнительного поля (для рассматриваемых параметров системы $\Delta\omega_1/2\pi < 10$ MHz). Использование же чередования двух частот при их разности $\Delta\omega_1/2\pi \sim 10$ MHz позволяет получить многократное динамическое переключение вектора намагниченности непосредственно из одного прецессионного режима в другой.

Список литературы

- [1] А.Ю. Лоскутов, А.С. Михайлов. Основы теории сложных систем. НИЦ „РХД“, Ижевск (2008). 620 с.
- [2] В.С. Анищенко, В.В. Астахов, Т.Е. Вадивасова, А.Б. Нейман, Г.И. Стрелкова, Л. Шиманский-Гайер. Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах. Институт компьютерных исследований, М.—Ижевск (2003). 544 с.
- [3] Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. УФН **177**, 831 (2007).
- [4] А.М. Шутый. ЖТФ **80**, 1, 16 (2010).
- [5] M.J. Bowman, D. Booth. Mater. Characterization **39**, 139 (1997).
- [6] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. Institute of Physics, London (1997). 404 p.
- [7] К.С. Петров. Радиоматериалы, радиокомпоненты и электроника. Питер, М. (2003). 512 с.
- [8] W. van Saarloos. Phys. Rep. **386**, 29 (2003).
- [9] Г.С. Кандаурова, В.Х. Осадченко, А.Г. Пашко. ФТТ **47**, 1806 (2005).
- [10] Th. Gerrits, M.L. Schneider, A.B. Kos, T.J. Silva. Phys. Rev. B **73**, 094454 (2006).
- [11] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. Кристаллография **54**, 86 (2009).
- [12] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [13] Б.А. Беляев, А.В. Изотов, С.Я. Кипарисов. Письма в ЖЭТФ **74**, 248 (2002).
- [14] Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов. ФТТ **53**, 79 (2011).
- [15] V. Neite, H. Dotsch. J. Appl. Phys. **62**, 648 (1987).