
**ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
КРИСТАЛЛОВ**

УДК 537.635:537.611.44

**БИФУРКАЦИОННЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ПЛЕНКАХ
С РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ОСЕЙ**

© 2013 г. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов

Ульяновский государственный университет
E-mail: shuty@mail.ru

Поступила в редакцию 30.08.2012 г.

На основе численного моделирования исследована динамика намагниченности в монокристаллических пленках с кубической анизотропией. Показано, что при плоскостном подмагничивании вдоль оси трудного намагничивания имеется дополнительный – бифуркационный – резонанс, обусловленный наличием бистабильности, т.е. двумя близкорасположенными равновесными состояниями намагниченности. Выявлены особенности бифуркационного резонанса в пленках трех основных типов ориентации кристаллографических осей: (100), (110) и (111). Исследовано изменение резонансной области и отвечающих ей динамических режимов при изменении частоты переменного поля. В области бифуркационного резонанса получены состояния динамической бистабильности и мультистабильности.

DOI: 10.7868/S0023476113030211

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные монокристаллические пленки широко применяются в различных устройствах микроволнового диапазона [1–4] и являются удобными объектами для исследования большого круга вопросов резонансной и нелинейной динамики. Это во многом обусловлено разнообразием нелинейных эффектов, возникающих при воздействии на спиновую систему высокочастотного поля [5–7], а также возможностью реализации различных статических и динамических самоорганизующихся структур [8–11].

Как известно, в случае ориентации внешнего статического магнитного поля вдоль оси трудного намагничивания (ОТН) линеаризованное уравнение Ландау–Лифшица на достаточно малых частотах переменного поля дает два решения, отвечающие однородной резонансной прецессии намагниченности, т.е. ферромагнитному резонансу (ФМР) [12]. Одно решение соответствует равновесному положению намагниченности, совпадающему с направлением подмагничивающего поля (а также с направлением ОТН), второе – случаю, когда подмагничивающее поле становится меньше критического значения, и направление намагниченности смещается к оси легкого намагничивания (ОЛН). Однако экспериментальные исследования ФМР в одноосных пленках показали, что при подмагничивании вдоль ОТН в узкой области параметров системы проявляется также дополнительный резонанс при промежуточном (относительно двух названных выше 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]. В настоящей работе рассматривается прецессия намагниченности в случае плоскостного подмагничивания вдоль ОТН пленок с кубической анизотропией при различной ориентации кристаллографических осей, исследуются резонансные явления и области динамической бистабильности и мультистабильности.

**ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ
И ЛИНЕЙНЫЙ ФЕРРОМАГНИТНЫЙ
РЕЗОНАНС**

Исследования динамики намагниченности проведем для таких широко используемых в интегральных технологиях магнитных элементов, как тонкие феррит-гранатовые пленки. Рассмотрим монокристаллическую пленку в однодоменном состоянии намагниченности, 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, которые в дальнейшем считаем ортогональными ($\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$), 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 следующей 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

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

Здесь $\tilde{\mathbf{N}}$ — 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 — слагаемое, учитывающее энергию магнитной кристаллографической и индуцированной ростом анизотропии.

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

$$F_a^{(100)} = \frac{1}{4} K_1 (\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi) - K_u \cos^2 \theta, \quad (4)$$

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.

Для пленок (110) ось x совпадает с осью [110], а оси y и z — с осями $[\bar{1}10]$ и [001] соответственно. При этом

$$F_a^{(110)} = \frac{1}{4} K_1 \left[\sin^2 2\theta \left(\sin^2 \varphi - \frac{1}{2} \cos^2 \varphi \right) + \sin^4 \theta \left(\sin^2 2\varphi + \cos^4 \varphi \right) + \cos^4 \varphi \right] - K_u \cos^2 \theta. \quad (5)$$

Для пленок типа (111) с осями x , y и z совпадают оси [111], $[11\bar{2}]$ и $[\bar{1}10]$, и выражение для связанной с кристаллографической анизотропией плотности свободной энергии имеет вид

$$F_a^{(111)} = K_1 \left(\frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\varphi \right) - K_u \cos^2 \theta. \quad (6)$$

Известно, что в соответствии с линеаризованным (по малым отклонениям намагниченности от положения равновесия) решением уравнения (1) частота линейного ФМР определяется выражением

$$\omega_r = \gamma H_{\text{ef}} = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} (F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2)^{1/2}, \quad (7)$$

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 рассмотрим случай плоскостной ориентации подмагничивающего поля вдоль одной из ОТН. При этом для пленок типа (100) и (110) намагниченность также лежит в плоскости пленки, и производная $F_{\theta\varphi} = 0$. В случае пленок (100), когда поле H ориентировано вдоль оси y , являющейся ОТН, выражение для резонансной частоты имеет вид

$$\omega_r^{(100)} = \gamma [(H \cos \varphi - H_k (1 - \sin \varphi \cos \varphi) + H_u + 4\pi M)(H \cos \varphi - H_k \cos 4\varphi)]^{1/2}, \quad (8)$$

где $H_k = 2|K_1|/M$ и $H_u = 2|K_u|/M$ — поля кристаллографической и ростовой анизотропии. При достаточно больших подмагничивающих полях, когда равновесная ориентация намагниченности совпадает с направлением поля H , частота линейного ФМР:

$$\omega_H^{(100)} = \gamma [(H - H_k + H_u + 4\pi M)(H - H_k)]^{1/2}. \quad (9)$$

В пленках (110) в качестве ОТН рассмотрим оси y и z . Резонансная частота для этих пленок определяется выражением

$$\omega_r^{(110)} = \gamma \left[\left(H f_\varphi - \frac{1}{2} H_k (2 \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi - \cos^4 \varphi - \sin^2 2\varphi) + H_u + 4\pi M \right) \left(H f_\varphi - \frac{1}{2} H_k \times \right. \right. \quad (10)$$

$$\left. \left. \times \left(2 \cos 4\varphi - \cos^2 \varphi \cos 2\varphi + \frac{1}{2} \sin^2 2\varphi \right) \right) \right]^{1/2},$$

где $f_\varphi = \cos \varphi$ при ориентации поля вдоль оси y , $f_\varphi = \sin \varphi$ при ориентации вдоль оси z . При $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$ резонансная частота

$$\omega_H^{(110)} = \gamma [(H \pm H_k + H_u + 4\pi M)(H - nH_k)]^{1/2}, \quad (11)$$

где верхний знак “+” и $n = 1/2$ относятся к направлению поля вдоль оси y , а нижний знак “-” и $n = 1$ — к направлению поля вдоль оси z .

На рис. 1 приведена зависимость от величины подмагничивающего поля частоты линейного ФМР и равновесных азимутальных углов намагниченности для пленок типа (100) и (110), рассчитанных по формулам (8), (10), (4), (5). Для пленок (100) $H = H_y$, пленкам (110) ориентации подмагничивающего поля вдоль оси y отвечают кривые 1, а вдоль оси z — кривые 2, в обоих случаях поляризация переменного поля лежит в плоскости пленки и перпендикулярна вектору \mathbf{H} . Видно, что в области $H \geq H_b$ (где $b = 0, 1, 2$) при уменьшении поля резонансная частота падает, что соответствует уменьшению эффективного магнитного поля.

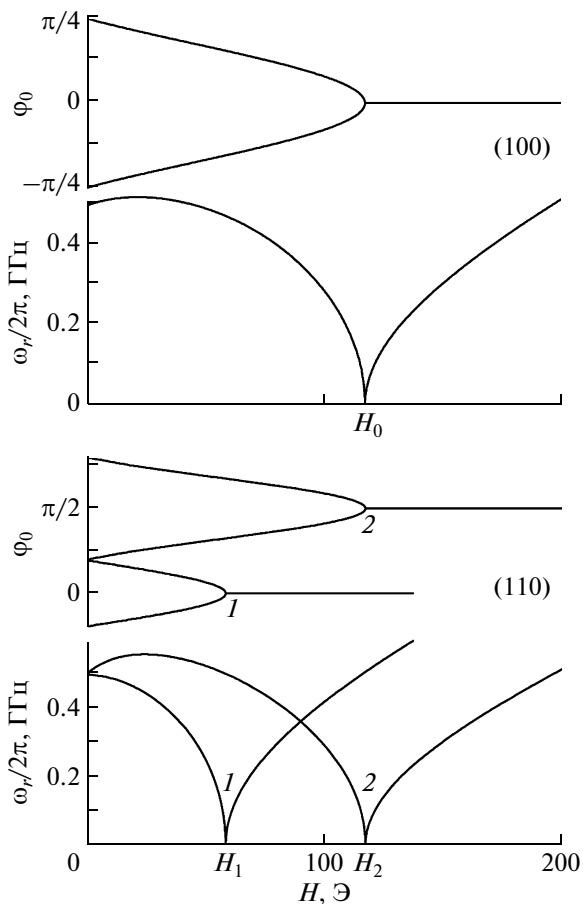


Рис. 1. Зависимость от величины подмагничивающего поля частоты линейного ФМР и равновесных азимутальных углов намагниченности для пленок типа (100) и (110) при $H = H_y$ (1) и $H = H_z$ (2); $4\pi M = 214.6$ Г, $K_1 = -10^3$ эрг/см³, $K_u = -10^3$ эрг/см³.

При этом равновесная ориентация намагниченности продолжает совпадать с направлением подмагничивающего поля до значения H_b , при котором значение частоты ω_r становится равным нулю. Значение H_b оказывается бифуркационным, и при дальнейшем уменьшении поля равновесное положение намагниченности отходит от направления ориентации подмагничивающего поля, приближаясь к одной из ОЛН рассматриваемой монокристаллической пленки. При $H = 0$ намагниченность ориентируется вдоль ОЛН, а резонансная частота становится равной

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{H_k (H_u - H_k/2 + 4\pi M)}. \quad (12)$$

При выбранных параметрах для обоих типов пленок $\omega_0/2\pi \approx 0.5$ ГГц. Согласно (9), (11), бифуркационные (критические) поля принимают значения $H_b \equiv H_{0,2} = H_k$ и $H_b \equiv H_1 = H_k/2$.

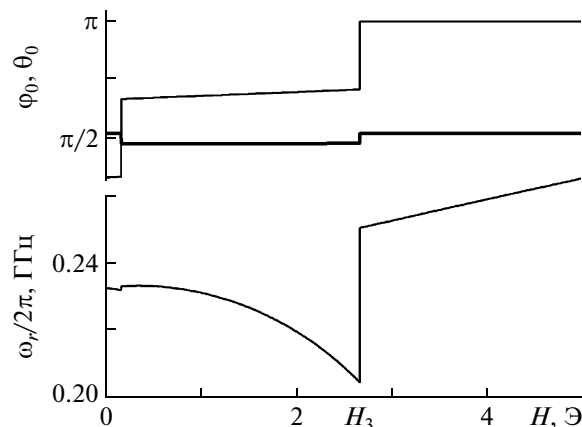


Рис. 2. Зависимость от величины подмагничивающего поля частоты линейного ФМР и равновесных азимутального и полярного (жирная линия) углов намагниченности для пленок типа (111) при $H = H_y$ (под углом $\varphi = \pi$).

Таким образом, в области $0 < H < H_b$ намагниченность пленки имеет два симметричных (относительно соответствующей кристаллографической оси) равновесных положения, т.е. возникает статическая бистабильность. Частота линейного резонанса при уменьшении поля ниже бифуркационного значения H_b снова начинает расти, имея слабо выраженный максимум в области малых значений H . Здесь и далее для численного анализа используются следующие параметры, отвечающие реальной феррит-гранатовой пленке $Y_{2,9}La_{0,1}Fe_{3,9}Ga_{1,1}O_{12}$: $4\pi M = 214.6$ Г; $\alpha = 10^{-2}$; $\gamma = 1.755 \times 10^7$ (Э с)⁻¹; $K_1 = -10^3$ эрг/см³ и $K_u = -10^3$ эрг/см³ [15].

В случае пленок типа (111) имеют место два критических значения подмагничивающего поля, при которых азимутальный угол вектора \mathbf{M} испытывает скачкообразные изменения, однако интересно только значение $H_b \equiv H_3$, ниже которого плоскостная составляющая намагниченности перестает быть сонаправленной подмагничивающему полю; второе критическое значение значительно меньше и по величине ~ 0.1 Э. При значениях поля H , близких к значению H_3 , перпендикулярная пленке составляющая намагниченности не равна нулю ($\varphi_0 \neq \pi/2$), поэтому выражения для резонансных частот, полученные из формул (3), (6), (7), остаются громоздкими и здесь не приводятся.

На рис. 2 для пленок (111) приведена полевая зависимость частоты линейного ФМР и равновесных азимутального и полярного (тонкая и жирная линии) углов намагниченности при ориентации подмагничивающего поля вдоль отрицательного направления оси y ($\varphi = \pi$). Видно, что в

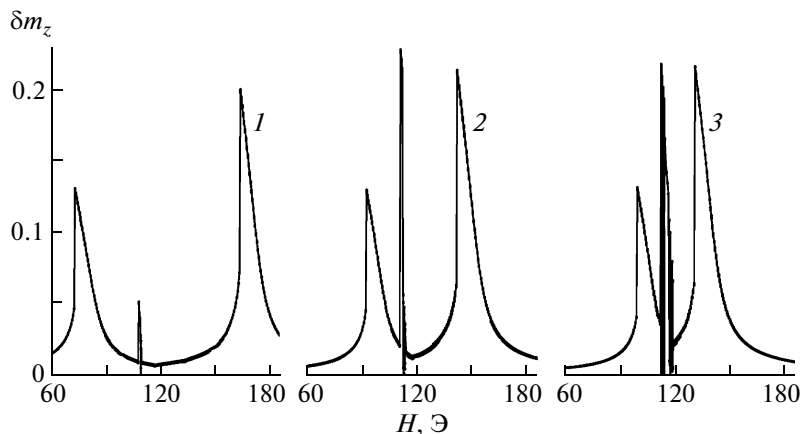


Рис. 3. Зависимость от величины подмагничивающего поля параметра $\delta m_z = |m_z^{\max} - m_z^{\min}|/2$, определяемого полуразностью между ближайшими на траектории экстремальными значениями компоненты нормированной намагниченности для пленок (100); $h = 0.5$ Э, $\omega/2\pi = 0.4, 0.3, 0.24$ ГГц (1–3).

области больших полей ($H > H_3$) резонансная частота падает с уменьшением поля по закону, близкому к линейному, а при $H = H_3$ имеет место резкое уменьшение ω_r , что обусловлено резким изменением равновесного азимутального угла от $\varphi_0 = \pi$ к $\varphi_0 \approx 0.7$, а также изменением знака полярного угла. Дальнейшее уменьшение поля приводит к росту резонансной частоты и приближению азимутального угла к значению $\varphi_0 = 2\pi/3$. При втором критическом значении подмагничивающего поля полярный угол снова меняет знак, а азимутальный угол становится равным $\varphi_0 \approx \pi/3$. Здесь следует обратить внимание на то, что критическое значение поля $H = H_3$ относится (в отличие от рассмотренных выше типов пленок) к жесткой бифуркации, после которого также имеет место бистабильность: намагниченность по достижении полем данного критического значения может перейти как к ориентации с равновесным азимутальным углом $\varphi_0 \approx 0.7$, так и симметричной ориентации с $\varphi_0 \approx 2\pi - 0.7$ (этот случай на рисунке не показан).

Сравнение зависимостей, представленных на рис. 1 и 2, показывает, что возникающая при бифуркационном поле ориентационная перестройка структуры различна для пленок (100) и (110), с одной стороны, и пленок (111) – с другой. В первом случае осуществляется плавное изменение равновесной ориентации намагниченности при занулении частоты в точке перехода, что можно интерпретировать как индуцированный спин-ориентационный фазовый переход второго рода. В случае пленки (111) имеет место скачкообразное изменение ориентации намагниченности, и частота ФМР в точке перехода остается конечной, что можно интерпретировать как спин-ориентационный фазовый переход первого рода.

ВЛИЯНИЕ СТАТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ НА ДИНАМИКУ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Нелинейные эффекты меняют динамику намагниченности относительно линейного ферромагнитного резонанса. Наиболее существенное влияние на динамику оказывает наличие статической бистабильности вблизи бифуркационного значения H_b . В частности, наличие бистабильности для равновесной плоскостной ориентации намагниченности приводит к появлению дополнительного (бифуркационного) резонанса, отсутствующего для решений линеаризованного уравнения (1), а также к сложным траекториям намагниченности, включая хаотические режимы, и к состояниям динамической бистабильности.

Рассмотрим для пленок (100) динамику намагниченности, возбуждаемую линейно поляризованным вдоль оси z высокочастотным магнитным полем ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$). Учитывая, что траектории намагниченности могут быть сложными и даже хаотическими, на рис. 3 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} . Таким образом, данный параметр определяется полуразностью между 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 $h = 0.5$ Э и различную частоту $\omega/2\pi = 0.4, 0.3, 0.24$ ГГц (кривые 1–3).

Численный анализ прецессионной динамики намагниченности провели с использованием хо-

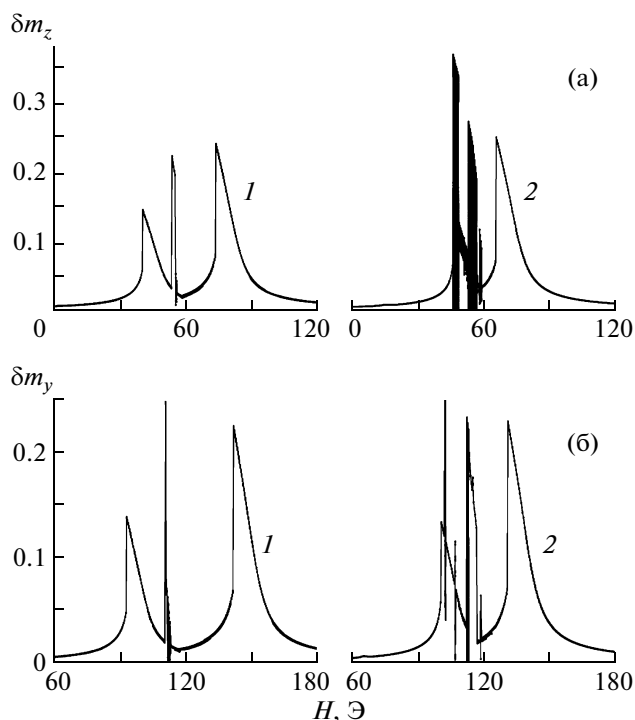


Рис. 4. Зависимость от величины подмагничивающего поля параметра $\delta m_{z,y} = |m_{z,y}^{\max} - m_{z,y}^{\min}|/2$, для пленок (110) при соответствующей ориентации магнитных полей $h = 0.5$ Э, $\omega/2\pi = 0.3, 0.24$ ГГц (1, 2).

рошо известного метода Рунге–Кутты четвертого порядка с автоматическим выбором шага.

На достаточно больших частотах из области $\omega_r < \omega_0$ каждому значению частоты, согласно (7), отвечают два значения резонансного поля H_{r1} и H_{r2} . При численном анализе вблизи указанных значений поля реализуются два резонансных пика, амплитуда и форма линии которых близки к решениям линеаризованного уравнения (1). Отличия полученных резонансных кривых от кривых, соответствующих линейным решениям, состоят в небольшом их смещении в сторону меньших значений поля H и характерном для нелинейных решений “клювообразном” виде резонансных кривых.

При уменьшении частоты происходит сближение резонансных значений поля (близких к соответствующим значениям H_{r1} и H_{r2} в случае линейного ФМР) и приближение их к бифуркационному значению H_b , отвечающему возникновению состояний статической бистабильности. Когда указанные резонансы оказываются достаточно близкими к полю H_b и, следовательно, к области с близким друг к другу расположением пространственно симметричных стационарных положений намагниченности, между данными резонансными

пиками возникает третий резонанс, который соответствует прецессионному режиму с траекторией, охватывающей оба составляющих бистабильность стационарных положения. Объясняется это тем, что амплитуды прецессии, отвечающие “хвостовой” части резонансной зависимости $\delta m_z(H)$ для одного из равновесных положений с $\varphi_0 \neq 0$, становятся настолько большими, что на динамике намагниченности начинает сказываться влияние второго (составляющего бистабильность) равновесного положения.

Как видно из рис. 3, вначале третий резонанс, названный бифуркационным, имеет малую амплитуду прецессии намагниченности (кривая 1), но при дальнейшем уменьшении частоты (и соответствующем сближении двух первоначальных резонансов) амплитуда бифуркационного резонанса значительно возрастает, сама же резонансная кривая остается достаточно узкой (кривая 2). Дальнейшее понижение частоты приводит к расширению области бифуркационного резонанса и реализации режимов с более сложными траекториями, включая хаотическую динамику (кривая 3). Далее область бифуркационного резонанса сливается с областью “левого” резонанса, отвечающего полю H_{r1} , и хаотическая динамика распространяется практически на всю данную резонансную область. На еще более низких частотах хаотические режимы исчезают и ввиду конечной ширины резонансных кривых остается одна резонансная область с максимумом при поле $H \approx H_b$.

Аналогичные резонансные зависимости в том же частотном интервале имеют место для пленок типа (110). На рис. 4 для данного случая и переменного поля с параметрами $h = 0.5$ Э, $\omega/2\pi = 0.3, 0.24$ ГГц (кривые 1, 2), ориентированного вдоль осей z (а) и y (б) при соответствующем направлении подмагничивающего поля ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$), приведены полевые зависимости величины $\delta m_{z,y} = |m_{z,y}^{\max} - m_{z,y}^{\min}|/2$. Видно, что вблизи обоих критических значений поля H_1 и H_2 , отвечающих появлению бистабильности равновесных положений намагниченности, имеется область бифуркационного резонанса. При уменьшении частоты наблюдается расширение интервала поля, отвечающего хаотической динамике намагниченности (рис. 4а, кривая 2).

Проведем оценку амплитуды h_c переменного поля, при которой в пленке возникает высокоамплитудная прецессия намагниченности. Подобное ее поведение становится возможным, если сообщаемая магнитной подсистеме энергия СВЧ-поля за половину периода $\tau \approx \pi/\omega$ оказывается достаточной для преодоления намагниченностью потенциального барьера $\Delta F(\varphi_0, \theta_0)$ между двумя симметричными равновесными ориентациями. Указанная энергия определяется выражением

$W_T = \omega \chi'' h_c^2 \tau / 2 \approx \pi \gamma M h_c^2 / 2 \alpha \omega$ [16], где для оценки величины $\chi''(\omega)$ использовалось ее резонансное значение $\chi_r'' \approx \gamma M / \alpha \omega_r$, [12]. Приравнявая величины W_T и ΔF , получаем значение амплитуды СВЧ-поля, при которой должен произойти перескок между двумя равновесными ориентациями намагниченности:

$$h_c(\varphi_0, \theta_0) \approx 2 \sqrt{\frac{\alpha \Delta F(\varphi_0, \theta_0) \omega_r}{\gamma M}} \frac{1}{2\pi} \quad (13)$$

Для значений входящих в это выражение параметров $\Delta F \approx 2$ эрг/см³ [17] при $\omega_r / 2\pi = 0.4$ ГГц получаем $h_c \approx 0.3$ Э, что достаточно хорошо согласуется с результатами численного анализа.

Для рассматриваемых условий характерным является и возникновение динамической бистабильности (и мультистабильности), когда при одних и тех же параметрах системы могут реализоваться два (или более) динамических режима, на выбор между которыми могут влиять флуктуации параметров или начальные условия системы. Динамическая бистабильность возникает при значениях подмагничивающего поля, относящихся к области статической бистабильности. Отдельные резкие “всплески” в зависимости, изображенной кривой 2 на рис. 4б, отвечают динамическим режимам, реализующимся вместе с режимами, которые соответствуют основной резонансной ветви и имеют меньшую амплитуду. Видно, что области динамической бистабильности могут быть очень узкими – по значениям подмагничивающего поля $\Delta H \sim 1$ Э. Отметим, что на рисунке отражены не все режимы, составляющие динамическую мультистабильность. К динамической бистабильности относится и область бифуркационного резонанса при $\omega/2\pi = 0.3$ ГГц (рис. 4б, кривая 1). Однако при малом уменьшении частоты переменного поля (на 0.01–0.02 ГГц) данная бистабильность исчезает, и устойчивым остается только бифуркационный резонанс. Рассмотренные режимы хаотической прецессии намагниченности и динамическая бистабильность (мультистабильность) характерны также для пленок (100), но реализуются они на незначительно различающихся частотах.

Для пленок (100) (рис. 5а) и (110) (рис. 5б–5г) приведены проекции на плоскость zx траекторий нормированной намагниченности, прецессирующей под воздействием переменного поля с амплитудой $h = 0.5$ Э, частотами $\omega/2\pi = 0.3$ ГГц (а, б), $\omega/2\pi = 0.24$ ГГц (в, г) и ориентированного вдоль оси z (а, в) и y (б, г), при соответствующей перпендикулярной ориентации подмагничивающего поля величиной $H = 92, 111, 112, 113, 120, 142$ Э (а, кривые 1–6), $H = 94, 112, 142$ Э (б, кривые 1, 4, 5), $H = 111$ Э (б, кривые 2, 3), $H = 46$ Э (в),

$H = 102.5$ Э (г). Таким образом, кривая 6 на рис. 5а отвечает “правому” резонансу (рис. 3, кривая 2) – вблизи значения поля H_{r2} , когда равновесной является ориентация намагниченности вдоль поля \mathbf{H} , а кривая 1 отвечает “левому” резонансу – вблизи значения H_{r1} , когда равновесный угол $\varphi_0 \neq 0$. Во втором случае имеют место две симметричных относительно оси y (т.е. кристаллографической оси [010]) траектории – с отрицательными и положительными значениями m_z , вторая из них на рисунке не приведена. Траектория 2 отвечает бифуркационному резонансу, она является наиболее вытянутой и охватывает два равновесных положения намагниченности, составляющих статическую бистабильность. Траектории 3 и 4 отвечают режимам, прилегающим к бифуркационному резонансу со стороны больших значений подмагничивающего поля, но при $H < H_b$ ($\varphi_0 \neq 0$), поэтому имеются режимы с симметричными относительно оси y траекториями. Траектория 5 представляет собой низкоамплитудную нерезонансную прецессию с равновесным углом $\varphi_0 = 0$ ($H > H_b$). Аналогичные режимы реализуются и в пленках типа (110) при обеих ориентациях подмагничивающего и переменного полей. Для примера на рис. 5б показаны соответствующие проекции вблизи бифуркационного значения поля $H_b \equiv H_2$. Отметим, что при выбранных параметрах режим бифуркационного резонанса (кривая 2) и режим с одной из двух симметричных (относительно оси z) низкоамплитудных траекторий (кривая 3) входят в состояние динамической бистабильности, реализуясь при одних и тех же параметрах системы. Режим развитого хаоса (зависимость 2 на рис. 4а) представлен частью хаотической траектории на рис. 5в, охватывающей оба симметричных равновесных положения намагниченности. Режимы с проекциями траекторий, представленными на рис. 5г, составляют динамическую мультистабильность (зависимости 2 на рис. 4б): все три режима, а также режимы с проекциями, симметричными кривым 1 и 2, устанавливаются при одинаковых параметрах; для получения различных составляющих мультистабильности режимов при численном моделировании варьировались начальные условия системы: исходное положение намагниченности и начальная фаза переменного поля.

В отличие от рассмотренных выше ориентаций кристаллографических осей, при которых исследуемый эффект реализуется даже в случае малых амплитуд переменного поля ($h \approx 0.1$ Э), в пленках типа (111) бифуркационный резонанс устанавливается начиная только с достаточно сильных переменных полей (для указанных параметров при $h \geq 1$ Э). На рис. 6 представлена зависимость параметра δm_z от величины подмагни-

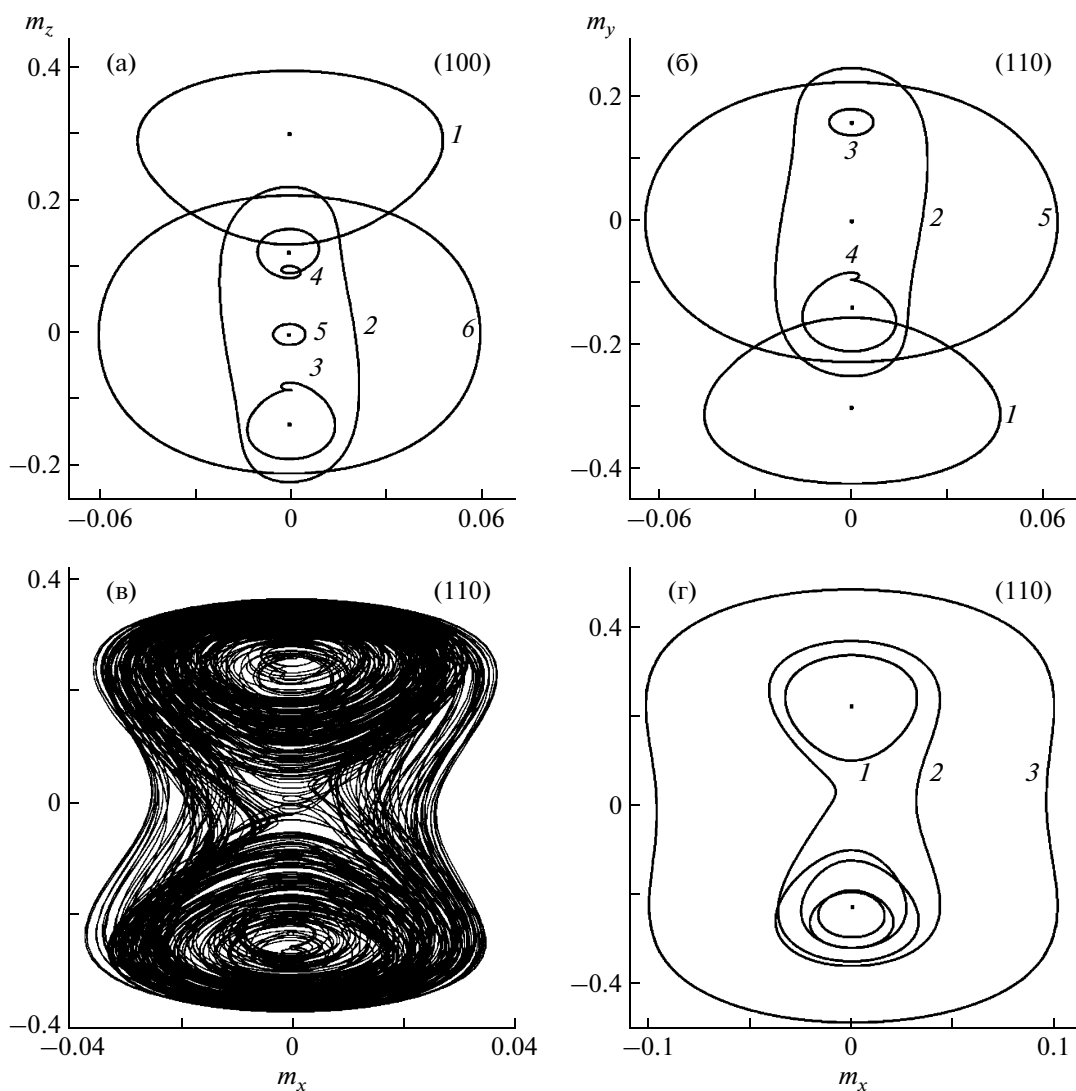


Рис. 5. Проекция на плоскость xz траекторий нормированной намагниченности для пленок (100) (а) и (110) (б–г); $\omega/2\pi = 0.3$ ГГц (а, б), $\omega/2\pi = 0.24$ ГГц (в, г) при $h = 0.5$ Э, $H = 92, 111, 112, 113, 120, 142$ Э (а, 1–6), $H = 94, 112, 142$ Э (б, 1, 4, 5), $H = 111$ Э (б, 2, 3 – реализуются при одинаковых параметрах, составляя бистабильность), $H = 46$ Э (в), $H = 102.5$ Э (г – мультистабильность); точки соответствуют равновесным положениям намагниченности.

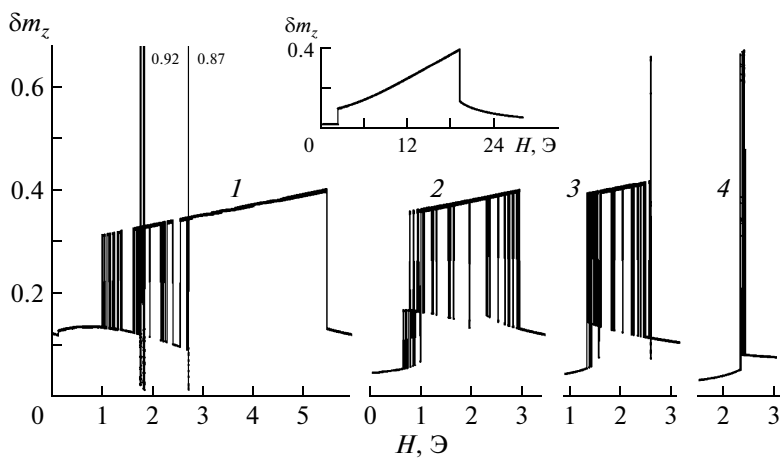


Рис. 6. Зависимость от величины подмагничивающего поля параметра δm_z для пленок (111) при $h = 1.0$ Э, $\omega/2\pi = 0.21, 0.19, 0.18, 0.15$ ГГц (1–4) и $\omega/2\pi = 0.3$ ГГц (вставка).

чивающего поля, ориентированного в отрицательном направлении оси y ($\varphi = \pi$), при поляризации переменного поля вдоль оси z и его амплитуде $h = 1.0$ Э на частотах $\omega/2\pi = 0.21, 0.19, 0.18, 0.15$ ГГц (зависимости 1–4) и $\omega/2\pi = 0.3$ ГГц (вставка). Видно, что на больших частотах (вставка) возникает резонансная область, ограниченная резким уменьшением параметра δm_z и имеющая хорошо выраженный максимум. При уменьшении частоты наблюдается сужение резонансной области и возникновение динамической бистабильности с сильно различающимися по амплитуде режимами колебаний намагниченности. В численном моделировании данная бистабильность проявляется в возникновении “решетки” – реализации с изменением параметра (величины поля H) то одного, то другого составляющего бистабильности режима. При достаточно сильном сужении резонансной области в пределах этой области бистабильность переходит в мультистабильность – к имеющимся режимам добавляются режимы бифуркационного резонанса, характеризующиеся большими амплитудами колебаний ($\delta m_z > 0.6$). Поскольку вероятность установления режимов бифуркационного резонанса остается малой, на представленных диаграммах они проявляются в виде отдельных редких всплесков δm_z . При дальнейшем уменьшении частоты вероятность бифуркационного резонанса возрастает в узкой области значений подмагничивающего поля (кривая 4), а при $\omega/2\pi < 0.15$ ГГц данные режимы исчезают, и параметр δm_z не превышает 0.1.

Для пленок (111) на рис. 7 приведены проекции траектории нормированной намагниченности, прецессирующей при параметрах, отвечающих реализации бифуркационного резонанса $h = 1.0$ Э, $\omega/2\pi = 0.21, 0.19, 0.15$ ГГц (а, б, в), $H = 1.77$ Э (а), $H = 1.0$ Э (б, кривые 1–3), $H = 0.5, 3.0$ Э (б, кривые 4, 5), $H = 2.35$ Э (в). Во всех случаях имеется состояние динамической мультистабильности. При этом данные состояния характеризуются наличием трех направлений, относительно которых совершаются колебания намагниченности (“центральное” направление с $\varphi = \pi$ и два симметричных относительно него направления), и возможностью установления двух видов бифуркационного резонанса. В случае одного бифуркационного резонанса траектория намагниченности охватывает “центральное” и одно из симметричных направлений, в случае второго – колебания имеют максимальную амплитуду, и траектория охватывает оба симметричных направления. В случае $\omega/2\pi = 0.19$ ГГц также следует ожидать реализации бифуркационного резонанса при подборе начальных параметров системы. Отметим, что имеют место и режимы с траекториями, симметричными (относительно оси y) приве-

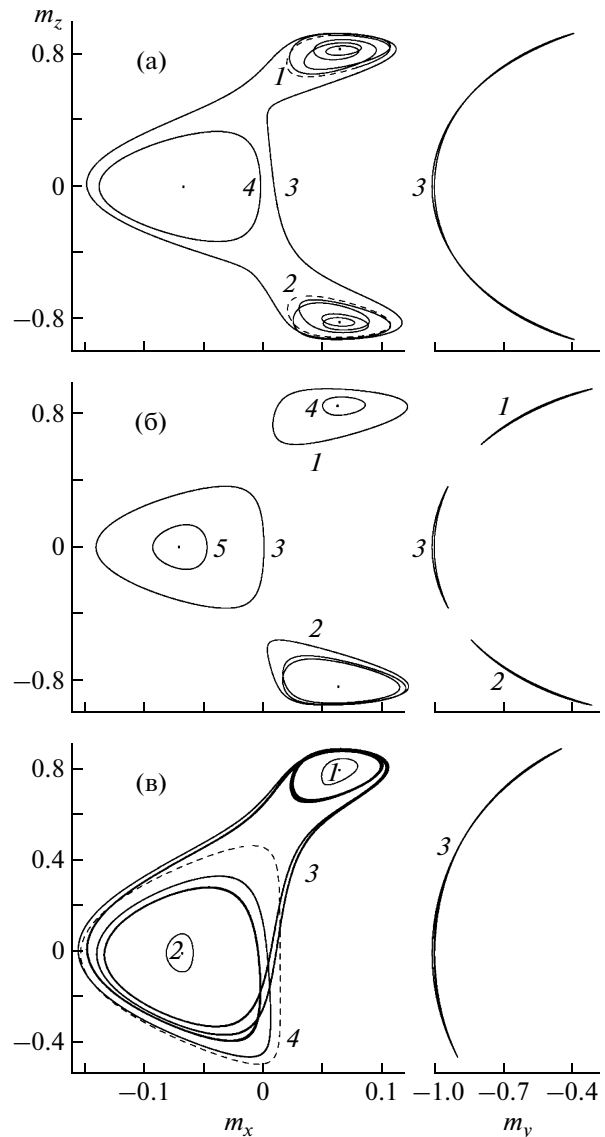


Рис. 7. Проекция траектории нормированной намагниченности для пленок (111) при $h = 1.0$ Э, $\omega/2\pi = 0.21, 0.19, 0.15$ ГГц (а–в), $H = 1.77$ Э (а – бистабильность), $H = 1.0$ Э (б, 1–3 – мультистабильность), $H = 0.5, 3.0$ Э (б, 4, 5), $H = 2.35$ Э (в – мультистабильность); точками указаны равновесные положения М.

денным на рисунке; например, режимы с траекториями, симметричными траекториям 3 на рис. 7а, 7в или траекториям 1 и 2 на рис. 7б.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что при плоскостном подмагничивании монокристаллических пленок вдоль ОН наряду с резонансами, отвечающими равновесным состояниям намагниченности, имеется область дополнительного резонанса, расположенная вблизи бифуркаци-

онного значения подмагничивающего поля H_b , отвечающего возникновению двух равновесных положений, пространственно симметричных относительно ОТН. Возникновение бифуркационного резонанса обусловлено статической бистабильностью и близким расположением равновесных положений намагниченности: в отвечающих резонансу интервалах поля H устойчивыми становятся режимы с траекториями, охватывающими оба положения равновесия. При этом в области бифуркационного резонанса обнаружены как гармонические режимы с сильно вытянутыми траекториями, так и различные хаотические режимы.

В пленках типа (100) и (110) данный эффект реализуется при малых переменных полях ($h \sim 0.1$ Э) и имеет одинаковые особенности: на достаточно малых частотах ($\omega/2\pi = 0.2-0.3$ ГГц) возникает узкая область ($\Delta H \sim 1$ Э) бифуркационного резонанса, отвечающего регулярным режимам, а уменьшение частоты приводит к расширению резонансной области и переходу динамики намагниченности в хаотические колебания. Различие пленок (110) и (100) заключается главным образом в наличии двух значений критического поля H_b , отвечающих разной (ортогональной) плоскостной ориентации внешних магнитных полей. Бифуркационный резонанс в пленках (111) возникает только при сильных переменных полях ($h \geq 1$ Э) и устанавливается в условиях динамической бистабильности, в которую входят режимы с меньшими амплитудами. При данной ориентации кристаллографических осей соответствующие бифуркационному резонансу траектории намагниченности могут охватывать как два, так и три аттрактора низкоамплитудных колебательных режимов. Полученные в ходе исследования результаты позволяют сделать предположения, что рассмотренный бифуркационный резонанс должен иметь место в различных физических системах с близкорасположенными состояниями равновесия.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и образованию в рамках

федеральных целевых программ “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы” и “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы”, соглашение №14.В37.21.0772.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
2. Bowman M.J., Booth D. // Mater. Characterization. 1997. V. 39. № 2. P. 139.
3. Zvezdin A.K., Kotov V.A. Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. London: Institute of Physics, 1997. 404 p.
4. Петров К.С. Радиоматериалы, радиокомпоненты и электроника. М.: Питер, 2003. 512 с.
5. Bertotti G., Magni A., Mayergoyz I.D., Serpico C. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 10. P. 7559.
6. Van Saarloos W. // Phys. Rep. 2003. V. 386. № 2–6. P. 29.
7. Семенов Д.И., Шутый А.М. // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 831.
8. Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. Вып. 2. С. 372.
9. Кандаурова Г.С., Осадченко В.Х., Пашко А.Г. // ФТТ. 2005. Т. 47. Вып. 10. С. 1806.
10. Gerrits Th., Schneider M.L., Kos A.B., Silva T.J. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. № 9. P. 094454.
11. Шутый А.М., Семенов Д.И. // Кристаллография. 2009. Т. 54. № 1. С. 86.
12. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, Физматлит, 1994. 464 с.
13. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кунарисов С.Я. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 74. Вып. 4. С. 248.
14. Василевская Т.М., Семенов Д.И. // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. Вып. 4. С. 861.
15. Neite B., Dotsch H. // SPIE. Electro-Optic and Magneto-Optic Materials. 1988. V. 1018. P. 115.
16. Круничка С. Физика ферритов и родственных с ними магнитных окислов. М.: Мир, 1976. Т. 2. 504 с.
17. Шутый А.М., Семенов Д.И. // ЖЭТФ. 2007. Т. 131. Вып. 5. С. 868.