

Динамика нелинейного прецессионного движения намагниченности в феррит-гранатовой пленке типа (100)

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

(Поступила в Редакцию 24 апреля 2001 г.)

На основе численного решения уравнений движения намагниченности исследуется динамика установления стационарной резонансной прецессии при перпендикулярном подмагничивании феррит-гранатовой пленки типа (100). Обнаружено наличие особого стационарного динамического режима, при котором намагниченность совершает незатухающие спиралеобразные движения, а также большого по амплитуде нутационного движения с периодом, кратным периоду прецессии.

Для достижения больших углов однородной резонансной прецессии намагниченности в магнитоупорядоченных кристаллах необходимо выполнение условий, при которых не могут развиваться суловские неустойчивости первого и второго порядков, обусловленные трех- и четырехмагнонным взаимодействием. Таким условием является выбор частоты прецессии, совпадающей с минимально возможной частотой спектра спиновых волн $\omega(k)$, т.е. соответствующей дну спин-волновой "зоны" [1–5]. Для тонкого перпендикулярно намагниченного слоя основная (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 [6,7]. Именно поэтому в перпендикулярно подмагниченных пленках при выполнении $\omega = \omega_{\min}$ при $k = 0$ с ростом амплитуды высокочастотного поля не происходит насыщения резонанса на основной моде [8,9] и особенности нелинейной динамики намагниченности проявляются уже при однородной ее прецессии.

В [10,11] для феррит-гранатовой пленки типа (111) представлены результаты исследования особенностей нелинейного прецессионного движения, связанных, в частности, с нутационным движением намагниченности и эффектом удвоения частоты. Показано, что при увеличении амплитуды высокочастотного поля в прецессионном движении возможны бифуркации, приводящие к резкому изменению амплитуды прецессии и состояниям бистабильности. В резонансных исследованиях и приложениях ферритов-гранатов широко используются пленки типа (100), для которых наиболее просто достигается перпендикулярность оси легкого намагничивания к плоскости пленки и указанная ориентация наименее чувствительна к различного рода неоднородностям состава, напряжениям, изменениям температуры [12]. В связи с этим в настоящей работе приводятся результаты численного анализа уравнений движения намагниченности, выявляющие особенности нелинейной резонансной прецессии, присущие пленкам именно этого типа и указывающие на существенное ее отличие от прецессии в пленках типа (111).

1. Общие уравнения и соотношения

Эпитаксиальные пленки феррита-граната являются монокристаллическими слоями с кубической кристаллической решеткой. Примем, что кристаллографическая ось [100] совпадает с осью x и нормальна к поверхности пленки, а оси [010] и [001] совпадают с осями y и z ; полярный и азимутальный углы (θ и ψ) вектора намагниченности \mathbf{M} отсчитываются от осей x и y соответственно. В рассматриваемом случае плотность свободной энергии определяется выражением

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

где K_u и K_1 — константы индуцированной ростом и кристаллографической анизотропии. Из условий $\partial F / \partial \theta = 0$ и $\partial F / \partial \psi = 0$ находятся значения равновесных углов θ_0 и ψ_0 . Динамическое поведение намагниченности во внешних статическом \mathbf{H} и переменном \mathbf{h} магнитных полях, которые в дальнейшем считаем ортогональным ($\mathbf{H} \perp \mathbf{h}$), описывается уравнением Ландау–Лифшица, записанным в сферической системе координат [2],

$$\begin{aligned} \dot{\psi} M \sin \theta &= \gamma \frac{\partial F}{\partial \theta} + \frac{\lambda}{M} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \psi}, \\ \dot{\theta} M &= \frac{\lambda}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} - \gamma \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \psi}, \end{aligned} \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, λ — параметр затухания. Решение этих уравнений позволяет найти временную зависимость углов ψ и θ при заданных направлениях приложенных полей и временной зависимости внешнего поля. Частота резонансной прецессии ω_r может быть получена с помощью соотношения

$$\omega_r = \gamma H_{\text{eff}} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} (F_{\theta\theta} F_{\psi\psi} - F_{\theta\psi}^2)^{1/2}, \quad (3)$$

где значения вторых производных от плотности свободной энергии берутся для равновесных углов θ_0 и ψ_0 .

Детальный анализ прецессионного движения намагниченности, являющегося существенно нелинейным, с учетом основных параметров, определяющих состояние намагниченности в пленке, возможен только на основе численного решения уравнений (2). Дальнейшее рассмотрение проведем для значений статического поля \mathbf{H} , которые при заданных значениях констант K_u и K_1 обеспечивают нормальную к поверхности пленки ($\theta_0 = 0$) равновесную ориентацию вектора \mathbf{M} . При этом резонансная частота оказывается равной $\omega_r = \gamma H_{\text{eff}}(0)$, где эффективное поле

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

Высокочастотное поле принимаем линейно поляризованным и лежащим в плоскости yz , т. е. $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$.

2. Численный анализ

Из уравнений (2) видно, что на характер прецессии магнитного момента должны оказывать существенное влияние как подмагничивающее поле, так и поле анизотропии. На конкретном образце с фиксированной кристаллографической анизотропией термическим отжигом [12] можно изменять параметры индуцированной в процессе роста анизотропии. Однако, как показал проведенный анализ, в рассматриваемом случае амплитуда прецессии магнитного момента, характеристики его нутационного движения и процесс установления стационарных динамических режимов определяются главным образом величиной поля кристаллографической анизотропии. Это следует из того, что производная плотности свободной энергии по азимутальному углу от константы K_u не зависит (хотя в эффективное поле ростовая и кристаллографическая анизотропия входят симметричным образом). Поэтому далее величина индуцированной ростом анизотропии принимается фиксированной. В расчетах будем использовать параметры феррит-гранатовой пленки $\text{Y}_{2.9}\text{La}_{0.1}\text{Fe}_{3.9}\text{Ga}_{1.1}\text{O}_{12}$, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната, для которой были достигнуты углы резонансной прецессии $\phi \simeq 20-25^\circ$ [13], а именно: $4\pi M = 214.6 \text{ G}$, $\gamma = 1.755 \cdot 10^7 (\text{Oe} \cdot \text{s})^{-1}$, $\lambda = 3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $K_u = -10^3 \text{ erg/cm}^3$.

На рис. 1 приведены временные зависимости нормальной к поверхности пленки составляющей магнитного момента $m_x = M_x/M$, выходящего на стационарные орбиты, соответствующие высокочастотному полю с амплитудой $h = 0.5 \text{ Oe}$ и частотой $\omega_r/2\pi = 1 \text{ GHz}$, при различных значениях константы кристаллографической анизотропии K_1 . Для выполнения резонансных условий величина статического поля H определяется в соответствии с выражением (4). Из приведенных зависимостей видно, что в случае $K_1 = 100, 50, 0 \text{ erg/cm}^3$ и соответствующих значений поля $H \approx 678, 684, 690 \text{ Oe}$ (кривые 1–3 на рис. 1, а) в пленке достаточно быстро ($\tau \gtrsim 50 \text{ ns}$) устанавливается режим ФМР с малой амплитудой прецессии $\langle \phi \rangle = \arccos \langle m_x \rangle$, которая растет с уменьшением параметра K_1 . При этом некоторое утол-

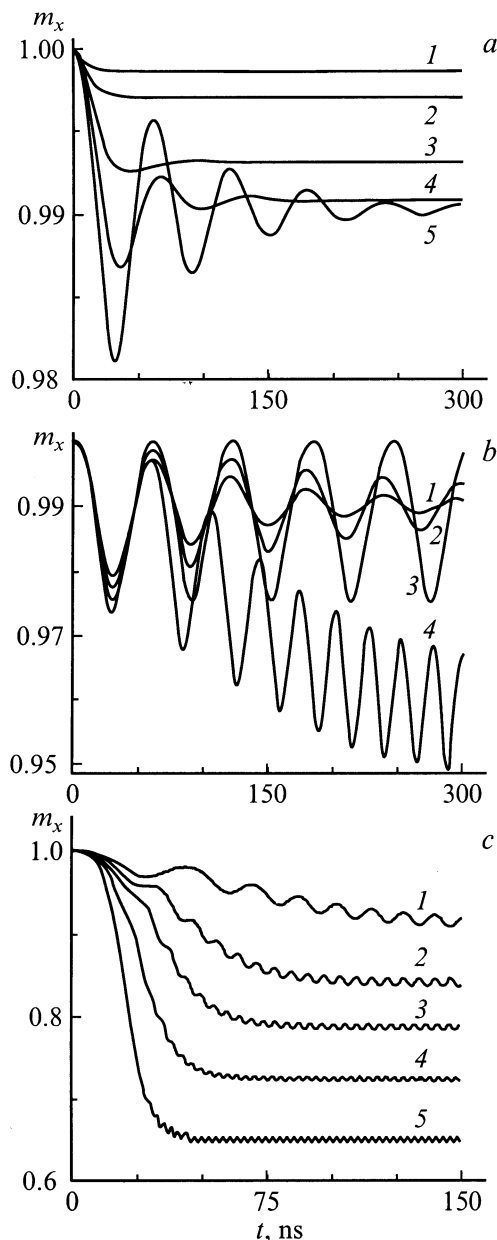


Рис. 1. Временная зависимость нормальной компоненты магнитного момента ($m_x = M_x/M$), выходящего на стационарную орбиту прецессии при включении СВЧ-поля с амплитудой $h = 0.5 \text{ Oe}$ и частотой $\omega_r/2\pi = 1 \text{ GHz}$, для различных значений константы $K_1 (\text{erg/cm}^3)$ и величины статического поля $H (\text{Oe})$: а) $K_1 = 100, H = 678$ (1); $K_1 = 50, H = 684$ (2); $K_1 = 0, H = 690$ (3); $K_1 = -30, H = 693$ (4); $K_1 = -50, H = 695.5$ (5); б) $K_1 = -55, H = 696$ (1); $K_1 = -60, H = 696.7$ (2); $K_1 = -65, H = 697$ (3); $K_1 = -70, H = 698$ (4); в) $K_1 = -80, H = 699$ (1); $K_1 = -100, H = 701$ (2); $K_1 = -120, H = 704$ (3); $K_1 = -150, H = 707$ (4); $K_1 = -200, H = 713$ (5).

щение динамических кривых указывает на возрастание нутации вектора магнитного момента, обусловленной в основном линейной поляризацией СВЧ-поля в плоскости прецессии и отсутствующей в случае его круговой поля-

ризации [1,2]. Дальнейшее уменьшение константы анизотропии: $K_1 = -30, -50 \text{ erg/cm}^3$ при $H \approx 693, 695.5 \text{ Oe}$ (кривые 4 и 5 на рис. 1, *a*) и $K_1 = -55, -60 \text{ erg/cm}^3$ при $H \approx 696, 696.7 \text{ Oe}$ (кривые 1 и 2 на рис. 1, *b*) приводит к возникновению на начальном этапе после включения СВЧ-поля затухающих колебаний угла прецессии ϕ , что отражено на рисунке колебаниями величины m_x . Результатом этого становится значительное увеличение времени установления стационарного режима прецессии. Указанный временной интервал растет с уменьшением параметра K_1 , и при определенном значении $K_c \approx -65 \text{ erg/cm}^3$ (и соответственно $H \approx 697 \text{ Oe}$) реализуется особый стационарный динамический режим (кривая 3 на рис. 1, *b*), характеризуемый тем, что магнитный момент движется по спиралеобразной траектории от близкого к нормали положения до некоторого максимального угла ϕ_m , затем возвращается обратно и т.д. Следует отметить, что данный динамический режим практически не имеет времени установления и начинается сразу после включения высокочастотного поля. При $K_1 = -70 \text{ erg/cm}^3$, $H \approx 698 \text{ Oe}$ (кривая 4 на рис. 1, *b*) и $K_1 = -80, -100, -120, -150, -200 \text{ erg/cm}^3$, $H = 699, 701, 704, 707, 713 \text{ Oe}$ (кривые 1–5 на рис. 1, *c*), т.е. при $K_1 < K_c$ и соответствующем резонансном поле, происходит увеличение усредненного значения угла прецессии $\langle \phi \rangle$ с сохранением спиралеобразного движения вектора \mathbf{M} в зависящем от K_1 интервале углов ϕ ($\phi_n \leq \phi \leq \phi_m$). При этом колебания угла прецессии следует рассматривать как установление больших по амплитуде нутационных движений вектора намагниченности, период которых является кратным периоду СВЧ-поля и, следовательно, периоду прецессии, что отличает их от нутационных движений, рассмотренных ранее. С уменьшением значения K_1 и соответственно ростом статического поля H амплитуда данной нутации падает, а частота увеличивается (рис. 1, *c*).

На рис. 2 представлены проекции m_α ($\alpha = x, y, z$) на плоскости zy (*a, b*) и xz (*c*) магнитного момента, выходящего из своего начального положения ($\theta = 0$) под воздействием СВЧ-поля с $h = 0.5 \text{ Oe}$ и $\omega_r/2\pi = 1 \text{ GHz}$ при константе анизотропии $K_1 = -100 \text{ erg/cm}^3$ (*a*) и $K_1 = K_c$ (*b, c*). Поле H , как и выше, подбиралось в соответствии с выражением (4). В случае показанном на рис. 2, *a*, магнитный момент движется к стационарной орбите по спиралеобразной траектории с переменным шагом, задерживаясь вблизи нескольких промежуточных орбит; заметим, что этого не происходит в случае большего поля анизотропии. В случае, представленном на рис. 2, *b, c*, магнитный момент под воздействием линейно поляризованного СВЧ-поля движется по спирали от направления, близкого к нормали, до орбиты с максимальным углом прецессии ϕ_m и затем, вращаясь в том же направлении, возвращается в исходное состояние (первое соответствует монотонно убывающим участкам кривой 3 на рис. 1, *b*, второе — монотонно возрастающим участкам на этой кривой). Имеющее место на максимальной по амплитуде прецессионной орбите небольшое изменение угла ϕ (рис. 2, *c*) объясняется нутацией магнит-

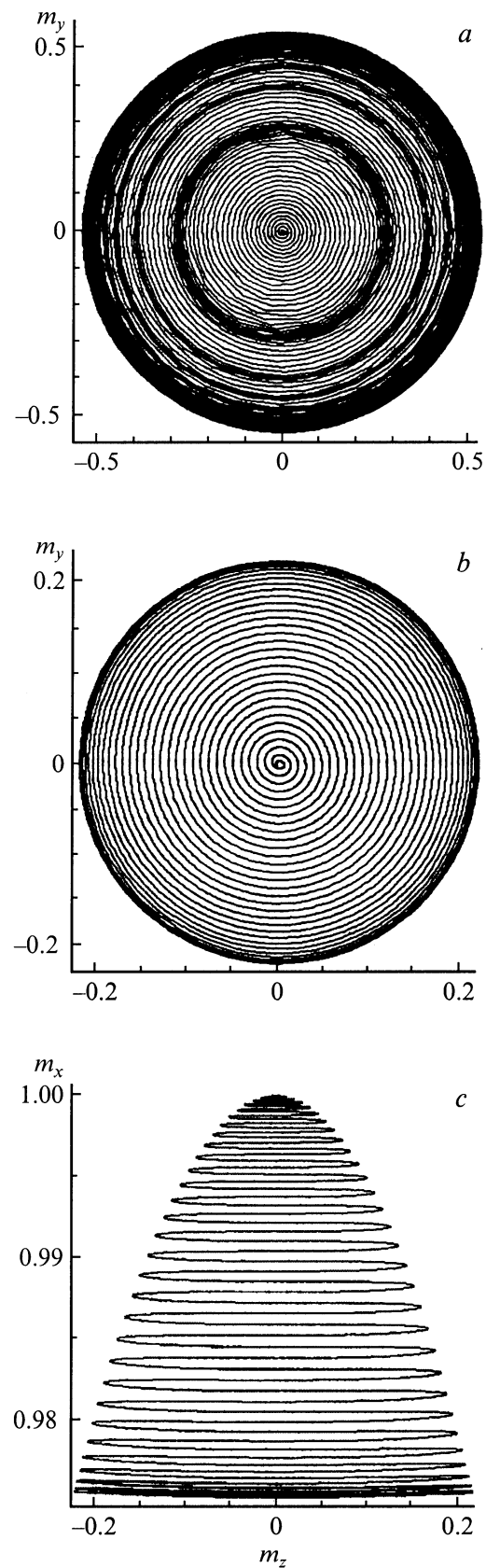


Рис. 2. Траектории вектора \mathbf{M} , выходящего на стационарную орбиту при $K_1 = -100 \text{ erg/cm}^3$ (*a*) и находящегося в фазе увеличения угла прецессии колебательного режима при $K_1 = K_c \approx -65 \text{ erg/cm}^3$ (*b, c*); $h = 0.5 \text{ Oe}$, $\omega_r/2\pi = 1 \text{ GHz}$.

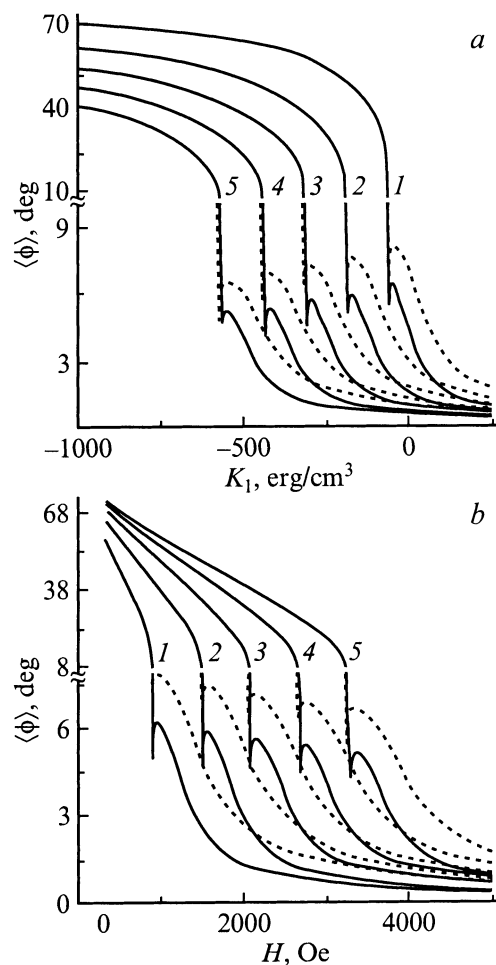


Рис. 3. Зависимости угла резонансной прецессии $\langle\phi\rangle$: *a* — от константы анизотропии K_1 при различных значениях частоты ω_r (GHz) и резонансного поля H (Oe): $\omega_r/2\pi = 1$, $H = 730$ (1); $\omega_r/2\pi = 3$, $H = 1450$ (2); $\omega_r/2\pi = 5$, $H = 2160$ (3); $\omega_r/2\pi = 7$, $H = 2880$ (4); $\omega_r/2\pi = 9$, $H = 3590$ (5); *b* — от величины статического поля H при $K_1 = -100$ (1), -200 (2), -300 (3), -400 (4) и -500 erg/cm^3 (5); $h = 0.5$ (сплошные кривые) и 1 Oe (штриховые кривые).

ного момента, обусловленной анизотропией эффективного поля, а также линейной поляризацией СВЧ-поля, приводящей к эффекту удвоения частоты [1,2].

На рис. 3 представлены зависимости угла резонансной прецессии $\langle\phi\rangle$ от величины константы кристаллографической анизотропии K_1 (*a*) и от величины статического поля H (*b*) для амплитуд СВЧ-поля $h = 0.5$ (сплошные кривые) и 1 Oe (штриховые кривые). Зависимости $\langle\phi\rangle(K_1)$ получены для частот $\omega_r/2\pi = 1, 3, 5, 7, 9$ GHz и значений резонансного поля $H \approx 730, 1450, 2160, 2880, 3590$ Oe (кривые 1–5 на рис. 3, *a*). Для получения зависимостей $\langle\phi\rangle(H)$ фиксировалась константа анизотропии $K_1 = -(100–500) \text{ erg/cm}^3$ (кривые 1–5 на рис. 3, *b*); частота резонансной прецессии в соответствии с (3) находилась в интервале $\omega_r/2\pi = 0–13$ GHz. Из приведенных на рис. 3, *a* зави-

симостей следует, что при положительных и достаточно малых по модулю отрицательных значениях параметра K_1 амплитуда прецессии мала и существенно зависит от амплитуды СВЧ-поля. При больших по модулю отрицательных значениях K_1 амплитуда прецессии достигает нескольких десятков градусов и практически не зависит от высокочастотного поля h . В этой области нормальное положение намагниченности оказывается неустойчивым, и вектор \mathbf{M} самопроизвольно выходит на устойчивый предельный цикл, определяемый значениями статического поля и поля анизотропии. Указанные области разделяются некоторым интервалом, в пределах которого имеют место слабо выраженные максимум и минимум зависимости $\langle\phi\rangle(K_1)$. При зависящем от частоты значении $K_1 = K_c$, близком к значению, отвечающему минимуму указанной зависимости, реализуется режим спиралеобразного движения вектора намагниченности с амплитудным углом $\phi_m \approx 2\langle\phi\rangle_{\min}$. С увеличением частоты ω_r и соответствующим ростом подмагничивающего поля отрицательное значение K_c возрастает по модулю. При $K_1 > K_c$ (вблизи K_c) время установления стационарного режима велико, так как на начальном этапе имеют место сильные затухающие колебания угла прецессии ϕ . При $K_1 < K_c$ вместе с резким возрастанием амплитудного угла $\langle\phi\rangle$ возникают большие по амплитуде нутационные движения магнитного момента с периодом, кратным периоду прецессии ω_r , поэтому усреднение амплитудного угла здесь осуществлялось на достаточно большом временном интервале. Зависимость $\langle\phi\rangle(H)$, полученная при фиксированных значениях K_1 (рис. 3, *b*), во многом аналогична зависимости $\langle\phi\rangle(K_1)$: также имеются две области, характеризующиеся большими и малыми углами прецессии, и для каждого значения константы K_1 существует значение поля H_c , отвечающее спиралеобразному режиму прецессии вектора намагниченности, т. е. режиму, при котором $0 \leq \phi \leq \phi_m$.

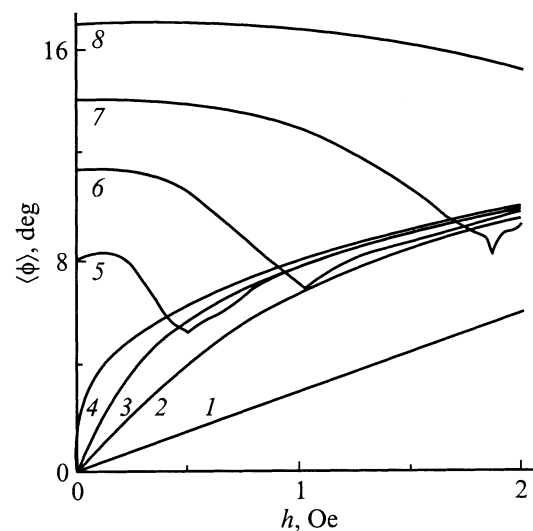


Рис. 4. Зависимость усредненного угла резонансной прецессии от амплитуды СВЧ-поля при константах кристаллографической анизотропии $K_1 = 100$ (1), 0 (2), -30 (3), -60 (4), -63.5 (5), -65 (6), -67 (7) и -70 erg/cm^3 (8); $\omega_r/2\pi = 1$ GHz.

На рис. 4 приведена зависимость усредненного угла прецессии с частотой $\omega_r/2\pi = 1$ GHz от амплитуды СВЧ-поля при различной кристаллографической анизотропии: $K_1 = 100, 0, -30, -60, -63.5, -65, -67, -70$ erg/cm³ (кривые 1–8), величина подмагничивающего поля H соответствует резонансному значению. Видно, что при выбранной частоте для значений $K_1 \gtrsim 0$ зависимость $\langle\phi\rangle(h)$ близка к линейной и при стремлении h к нулю амплитуда прецессии также стремится к нулю. Смена знака и дальнейшее понижение константы K_1 приводит к тому, что сначала рассматриваемая зависимость перестает быть линейной, а затем нарушается ее монотонность. Возникающий минимум в зависимости $\langle\phi\rangle(h)$ соответствует прецессионному режиму со спиралеобразным движением в диапазоне $0 \leq \phi \leq \phi_m$ и смещается с уменьшением константы анизотропии в сторону больших значений h . Обращает на себя внимание также тот факт, что при отрицательных и достаточно больших по модулю значениях константы K_1 в области малых значений амплитуды СВЧ-поля зависимость амплитуды прецессии от h исчезает. Как уже отмечалось выше, в этой области параметров нормальное (к поверхности пленки) положение магнитного момента неустойчиво, и возникает аттрактор с осью прецессии, совпадающей с нормалью, и радиусом, определяемым значениями K_1 и H .

3. Обсуждение результатов

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы. В условиях ФМР в пленках феррита-граната типа (100) в зависимости от соотношения подмагничивающего поля и поля кристаллографической анизотропии реализуются режимы прецессионного движения намагниченности, сильно отличающиеся как по амплитуде, так и по характеру нутационного движения. В частности, при достаточно больших значениях константы K_1 (для фиксированных величин статического поля H) имеет место быстрое установление стационарной прецессии с малой амплитудой и незначительной нутацией, частота которой кратна частоте прецессии. С уменьшением константы K_1 время установления стационарной прецессии увеличивается за счет возникновения затухающих колебаний прецессионного угла. В пределе, т.е. когда время затухания указанных колебаний становится бесконечно большим, реализуется особый стационарный динамический режим, заключающийся в спиралеобразном движении намагниченности между орбитой с максимальным углом прецессии ϕ_m и положением, близким к нормали к пленке ($\phi_n = 0$). При дальнейшем уменьшении константы кристаллографической анизотропии угол прецессии оказывается заключенным в интервале $\phi_n \leq \phi \leq \phi_m$, где ϕ_n отличен от нуля. Таким образом, следует говорить о возникновении больших по амплитуде нутаций с периодом, кратным периоду прецессии. В этом случае уже не существует стационарных орбит прецессии, и вектор намагниченности при своем движении очерчивает

поверхность шарообразного слоя. С увеличением модуля отрицательной константы K_1 (при фиксированном H) угол ϕ_n растет быстрее, чем ϕ_m , что приводит к уменьшению амплитуды данной нутации, период ее также уменьшается, и вокруг нормали к пленке возникают аттракторы, не зависящие от СВЧ-поля.

Для сравнения кратко приведем результаты анализа прецессионного движения вектора магнитного момента в феррит-гранатовых пленках типа (111) [10,11]. В пленках указанного типа при достаточно малых подмагничивающих полях и амплитуде СВЧ-поля выше критической намагниченности отклоняется к одному из трех не совпадающих с нормалью направлений, вокруг которого устанавливается прецессионное движение со средней амплитудой $\phi \lesssim 3^\circ$. Увеличение поля H приводит к режиму прецессии вокруг нормали к пленке с максимальной амплитудой $\phi \approx 30^\circ$ и значительным вкладом в нутационное движение третьей гармоники основной частоты прецессии ω_r . Обнаружены режимы с динамической бистабильностью, т.е. с двумя устойчивыми стационарными орбитами прецессии с разными амплитудами, а также бифуркации, приводящие к резкому изменению амплитуды прецессии и к режимам со сложными траекториями движения намагниченности, период которых кратен периоду СВЧ-поля.

В пленках типа (100) не возникает бифуркационных изменений прецессионного движения намагниченности, приводящих к динамической бистабильности или к резким изменениям амплитуды прецессии. В таких пленках имеет место плавный переход между различными режимами прецессии при постепенном изменении константы анизотропии пленки или величины подмагничивающего поля. В нутационном движении в отличие от пленок типа (111) практически отсутствуют гармоники основной частоты прецессии ω_r , и нутация характеризуется периодом, кратным периоду СВЧ-поля.

Список литературы

- [1] Я.А. Моносов. Нелинейный ферромагнитный резонанс. Наука, М. (1971). 210 с.
- [2] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 571 с.
- [3] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.А. Никитов, А.Г. Темиряев. ФТТ **28**, 9, 2774 (1986).
- [4] С.В. Резенде, Ф.М. де-Агиар. ТИИЭР **78**, 6, 5 (1990).
- [5] Г.А. Мелков, А.Ю. Тараненко. ФТТ **28**, 2, 570 (1986).
- [6] С.С. Михайловский, Н.М. Саланский. Изв. АН СССР. Сер. физ. **36**, 7, 1496 (1972).
- [7] В.В. Тихонов, А.В. Толмачев. ФТТ **36**, 1, 185 (1994).
- [8] П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. ЖЭТФ **108**, 1(7), 281 (1995).
- [9] А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова, А.В. Маряхин. Тез. докл. НМММ-XVI. М. (1998). Т. 1. С. 270.
- [10] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. ФТТ **42**, 7, 1268 (2000).
- [11] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. ЖЭТФ **118**, 3(9), 110 (2000).
- [12] А.М. Балбашов, А.Я. Червоненкис. Магнитные материалы для микроэлектроники. Энергия, М. (1979). 217 с.
- [13] B. Neite, H. Doetsch. SPIE. Electro-Optic and Magneto-Optic Materials **1018**, 115 (1988).