Нелинейные эффекты прецессионного движения намагниченности в области ферромагнитного резонанса

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

E-mail: sements@quant.univ.simbirsk.su

(Поступила в Редакцию 7 декабря 1999 г.)

Исследуются особенности прецессионного движения магнитного момента пленочного образца в режиме ферромагнитного резонанса, обусловленные нутационным движением в эффективном поле и эффектом удвоения частоты. Для перпендикулярно подмагниченной феррит-гранатовой пленки типа (111) анализируется вклад в прецессионное движение гармоник с частотами, кратными основной резонансной частоте.

Интерес к нелинейной динамике намагниченности в магнитно-упорядоченных кристаллах обусловлен разнообразием нелинейных эффектов, возникающих при воздействии на диссипативную спиновую систему высокочастотного поля накачки [1–3]. Одним из проявлений нелинейного характера поведения намагниченности при больших углах прецессии является эффект удвоения частоты, имеющий место только при линейной поляризации высокочастотного поля. В случае однородной прецессии в поперечном СВЧ-поле, как правило, ограничиваются рассмотрением данного нелинейного эффекта. Однако, как показывает дальнейший анализ, определенная симметрия поля анизотропии материала, связанная с кристаллографической симметрией, приводит к преимущественному проявлению в динамике магнитного момента (в его нутационном движении в режиме ферромагнитного резонанса (ФМР)) более высоких гармоник основной частоты прецессии. Интерес к исследованию поведения намагниченности при больших углах прецессии обусловлен также задачами, связанными с ее использованием для модуляции лазерного излучения, эффективность которой определяется величиной угла прецессии [4–6]. В настоящей работе рассматриваются особенности динамики вектора намагниченности в режиме нелинейного ферромагнитного резонанса в пленке с кубической симметрией и нормалью, совпадающей с кристаллографической осью [111].

Существуют два механизма передачи энергии спиновым волнам от однородной прецессии при поперечном подмагничивании [2,3]. Первый механизм связан с трехмагнонным процессом, при котором уничтожается магнон с волновым вектором $\mathbf{k} = 0$, а возникают два магнона с волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $-\mathbf{k}$ и частотой $\omega_k = \omega/2$, где ω — 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 $\omega_k = \omega$. Поэтому для достижения больших углов однородной прецессии необходимо, чтобы ее частота совпадала с минимальной частотой спектра спиновых волн, соответствующей частоте спиновых волн с $k = 0$ и направлением вдоль подмагничивающего поля (т. е. с частотой ФМР). В этом случае ни один из маханизмов передачи энергии от однородной прецессии к спиновым волнам не реализуется. В [7,8] показано, что в пленке феррит-граната $Y_{2.9}La_{0.1}Fe_{3.9}Ga_{1.1}O_{12}$, выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната, на частоте ферромагнитного резонанса достигаются углы прецессии $\phi \simeq 20-25°$.

1. Общие уравнения и соотношения

Эпитаксиальные пленки феррит-граната являются монокристаллическими слоями с кубической кристаллической решеткой. Примем, что кристаллографическая ось [111] совпадает с осью x и нормальна к поверхности пленки, а оси $[11\bar{2}]$ и и $[\bar{1}10]$ совпадают с осями y и z; полярный и азимутальный углы θ и ψ вектора намагниченности $\mathbf{M}$ отсчитываются от осей x и y соответственно. 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 [2]

$$\dot{\psi} M \sin\theta = \gamma \frac{\partial F}{\partial \theta} + \frac{\lambda}{M} \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial F}{\partial \psi},$$
$$\dot{\theta} M = \frac{\lambda}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} - \gamma \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial F}{\partial \psi}, \qquad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, λ — параметр затухания, F — плотность свободной энергии. Решение этих уравнений позволяет найти частоту прецессии магнитного момента относительно его равновесной ориентации и временну́ю зависимость углов ψ и θ при заданной геометрии приложенных полей и временно́й зависимости внешнего поля. Резонансная частота ω_r определяется выражением

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

где значения вторых производных от плотности свободной энергии берутся для равновесных углов θ_0 и ψ_0, полученных из условий $\partial F / \partial \theta = 0$, $\partial F / \partial \psi = 0$. При рассматриваемой ориентации кристаллографических осей плотность свободной энергии определяется выражением

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H}+\mathbf{h}) + (K_u - 2\pi M^2)\sin^2\theta + K_1 \times \left(\frac{1}{4}\sin^4\theta + \frac{1}{3}\cos^4\theta + \frac{\sqrt{2}}{3}\sin^3\theta\cos\theta\cos 3\psi\right), \quad (3)$$

где K_u и K_1 — константы индуцированной ростом и кристаллографической анизотропии. Подставляя (3) в (2), можно найти резонансную частоту для произвольной ориентации равновесной намагниченности.

Существенное влияние на динамику намагниченности в прецессионном движении оказывает амплитуда прецессии, зависящая от амплитуды и поляризации СВЧ-поля, а также величина и тип поля магнитной анизотропии. Для малых углов прецессии ϕ на частотах $\omega \approx \omega_r$ имеет место линейный ферромагнитный резонанс, для которого временны́е зависимости $\theta(t)$ и $\psi(t)$ могут быть найдены из линеаризованных (по малым отклонениям намагниченности от положения равновесия) уравнений движения. С ростом угла прецессии увеличивается вклад в указанные зависимости высших гармоник основной частоты прецессии и становится существенным нутационное движение вектора $\mathbf{M}$. В этом случае линейного приближения при решении уравнений (1) уже недостаточно. Для количественной оценки указанных нелинейных эффектов зависящий от времени угол прецессии $\phi(t)$ представим в виде следующего ряда:

$$\phi(t) = \sum \phi_{n\omega}\exp(i\omega nt). \quad (4)$$

В случае малых углов прецессии величина $\phi(t)$ с большой степенью точности определяется постоянным углом ϕ_0, и потому высшими гармониками при описании движения намагниченности можно пренебречь. Анализ решения уравнений движения показывает, что в случае линейной поляризации СВЧ-поля при больших углах прецессии магнитного момента значительным становится нелинейный эффект удвоения частоты [2], приводящий в (4) к росту второй гармоники $\phi_{2\omega}$. Приближенные аналитические выражения для данного эффекта можно получить, записав справедливое при $m \ll M$ соотношение для проекции намагниченности на равновесное направление $M_{\phi=0} \simeq M - m^2/2M$ и подставив в него мгновенное значение высокочастотной намагниченности m, полученное из линеаризованных уравнений движения. В результате получаем наблюдаемое при больших амплитудах прецессии колебание угла прецессии с удвоенной частотой

$$\cos\phi = \cos\phi_0 - \frac{m}{M}\cos(2\omega t + \vartheta), \quad (5)$$

где ϑ — начальная фаза нутации, которая зависит от от ориентации линейно поляризованного СВЧ-поля в плоскости, перпендикулярной направлению равновесной ориентации вектора намагниченности. Среднее значение угла прецессии ϕ_0 и амплитуда колебаний в данном случае определяются выражениями

$$\cos\phi_0 = 1 - \frac{h^2}{4M^2}(|\chi|^2 + |\chi_a|^2), \quad m = \frac{h^2}{4M}(\chi^2 - \chi_a^2), \quad (6)$$

где комплексные диагональная $\chi = \chi' - i\chi''$ и недиагональная $\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a$ компоненты тензора высокочастотной восприимчивости, определяющего линейную связь высокочастотных поля и намагниченности, в условиях резонанса равны: $\chi' = M/2H_{\text{ef}}$, $\chi'_a = 0$, $\chi'' = M\omega_r/2\gamma H_{\text{ef}}$, $\chi''_a = M^2\gamma/2\lambda H_{\text{ef}}$.

2. Численный анализ

Более детальный анализ особенностей прецессионного движения намагниченности с учетом кристаллографической структуры и типа магнитной анизотропии пленки, амплитуды и поляризации СВЧ-поля требует численного решения уравнения (1). Дальнейшее рассмотрение будем проводить для структуры, параметры которой близки к параметрам реальной феррит-гранатовой пленки [9]: $4\pi M = 214.6\,\text{G}$; $\gamma = 1.755\cdot 10^7\,(\text{Oe}\cdot\text{s})^{-1}$; $\lambda = 3\cdot 10^6\,\text{s}^{-1}$; $K_u = -10^3\,\text{erg/cm}^3$, $K_1 \simeq -10^3\,\text{erg/cm}^3$. Для упрощения расчетов ориентация статического магнитного поля $\mathbf{H}$ принимается перпендикулярной поверхности пленки, а его величина выбирается такой, чтобы равновесная ориентация намагниченности также была нормальной ($\theta_0 = 0$). При этом частота резонансной прецессии оказывается равной $\omega_r = \gamma H_{\text{ef}}(0)$, где эффективное поле, согласно (2), определяется выражением

$$H_{\text{ef}}(0) = H - 4\pi M + \frac{2}{M}\left(K_u - \frac{2}{3}K_1\right). \quad (7)$$

На рис. 1 приведена временна́я зависимость продольной нормированной компоненты $m_x = M_x/M$ вектора

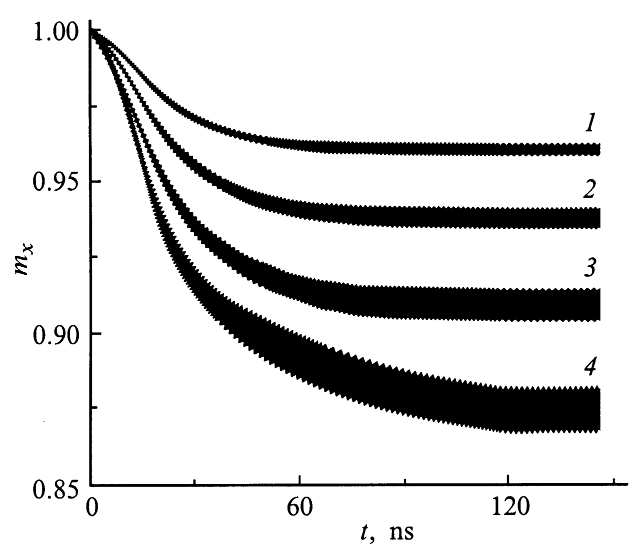

Рис. 1. Временна́я зависимость продольной компоненты намагниченности, прецессирующей в режиме ФМР при $h = 2$; 2.5; 3; 3.5 Oe и соответственно $H = 616$; 613; 611; 607 Oe (кривые *1–4*).

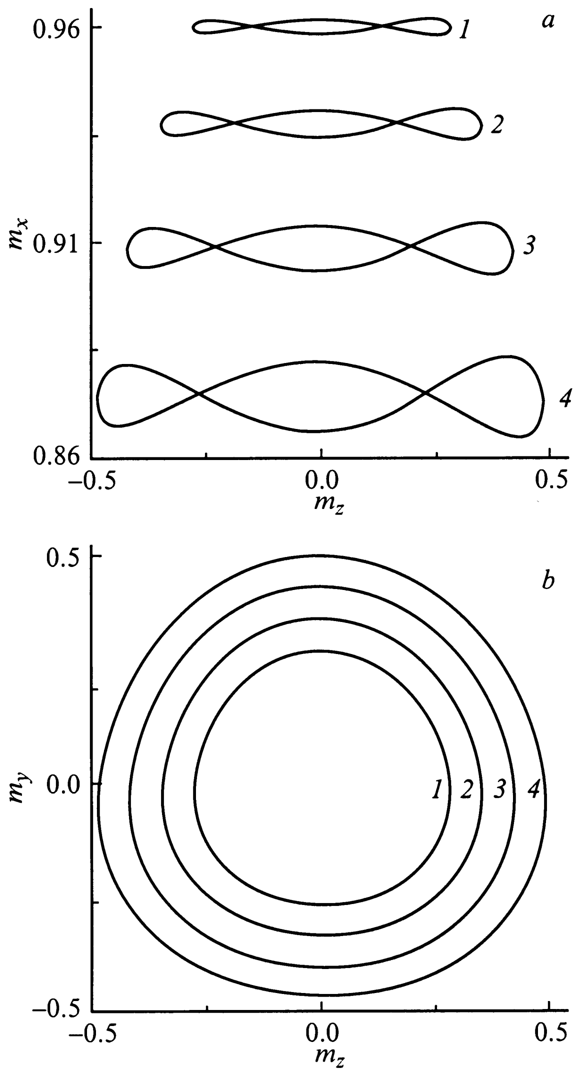

Рис. 2. Проекции $m_\alpha = M_\alpha/M$ на плоскости xz (a) и xy (b) намагниченности, прецессирующей по стационарной орбите в поле H, параллельном нормали к пленке и оси [111] (нумерация кривых соответствует рис. 1).

намагниченности, прецессирующего с частотой ФМР $\omega_r = 6.3 \cdot 10^9\,\mathrm{s}^{-1}$. Принималось, что высокочастотное поле является линейно поляризованным и ориентированным вдоль оси y; для выполнения резонансных условий значение константы кристаллографической анизотропии для указанных значений полей подбиралось в соответствии с (7) и составляло $K_1 \approx -1000 \pm 60\,\mathrm{erg/cm^3}$. Приведенные зависимости показывают, что для взятых параметров материала стационарная орбита прецессии вектора магнитного момента устанавливается за время 60−120 ns в зависимости от угла прецессии; с увеличением амплитуды прецессии растет нутационное движение магнитного момента. На рис. 2 для рассматриваемых выше значений полей приведены проекции на плоскости xz (a) и zy (b) прецессирующего по стационарной орбите магнитного момента. Форма траекторий показывает, что при данной геометрии ФМР в нутационном движении **M** преобладает третья гармоника резонансной частоты ω_r. Численный анализ также показывает, что изменение направления колебаний высокочастотного поля в плоскости yz не оказывает влияния на ориентационный вклад третьей гармоники $\phi_{3\omega}$ в прецессионное движение, тогда как это имеет место для ориентационного вклада второй гармоники [6], что следует из соотношения (5). Поэтому в условиях ФМР не только форма, но и ориентация траектории магнитного момента является слабо зависящей от направления СВЧ-поля в указанной геометрии подмагничивающего поля и кристаллографических осей.

На рис. 3 приведены зависимости среднего значения угла прецессии ϕ_0 (пунктирные кривые) и вкладов в нутационное движение магнитного момента первых трех гармоник $\phi_{n\omega}$ ($n = 1, 2, 3$, непрерывные кривые *1–3*) от величины подмагничивающего поля H; СВЧ-поле

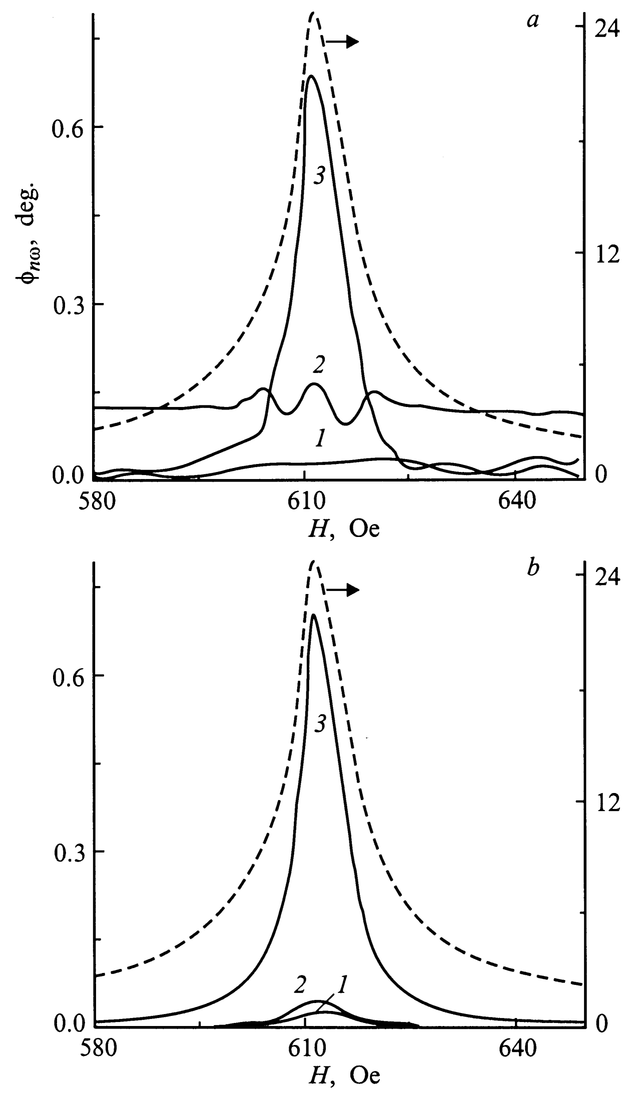

Рис. 3. Зависимость вклада в угол прецессии различных гармоник $\phi_{n\omega}$ ($n = 0$ — пунктирные кривые, $n = 1, 2, 3$ — непрерывные кривые) от подмагничивающего поля H для случаев линейной ($h = 3\,\mathrm{Oe}$, a) и круговой ($h = 1.5\,\mathrm{Oe}$, b) поляризаций СВЧ-поля.

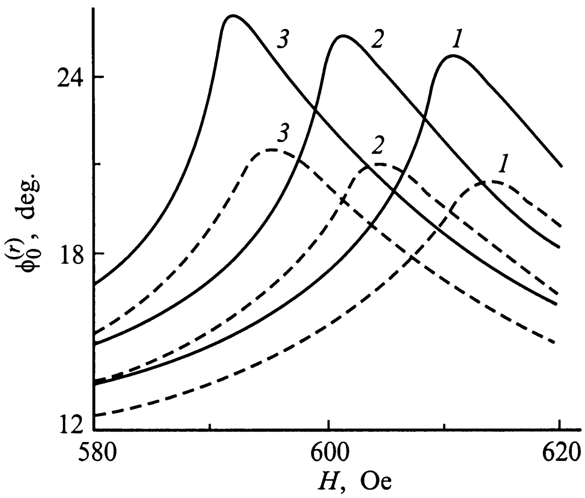

Рис. 4. Зависимость нулевой гармоники резанансной прецессии $\phi_0^{(r)}$ на частотах $\omega_r/2\pi = 1$; 0.975; 0.95 GHz (кривые *1–3*) от подмагничивающего поля H при $h = 3$ (непрерывные кривые) и 2.5 Э (пунктирные кривые).

принималось линейно поляризованным вдоль оси y с амплитудой $h = 3$ Oe (a) и имеющим круговую поляризацию в плоскости yz с амплитудой $h = 1.5$ Oe (b). Значение константы кристаллографической анизотропии в рассматриваемых случаях фиксировано и равно $K_1 = -10^3\,\mathrm{erg/cm^3}$. Видно, что при столь различных амплитудах СВЧ-поля практически одинаковыми оказываются амплитуды основных гармоник угла прецессии для линейной и круговой поляризаций поля ($\phi_0 \cong 24°$). На резонансной частоте, когда ϕ_0 достигает максимума, третья гармоника $\phi_{3\omega}$ значительно превосходит по величине как первую ϕ_ω, так и вторую $\phi_{2\omega}$ гармоники. Это имеет место и для линейной, и для круговой поляризации СВЧ-поля. Вдали от ФМР при линейной поляризации СВЧ-поля преимущественным является эффект удвоения частоты, и преобладающей становится вторая гармоника. Однако величина последней практически не зависит от подмагничивающего поля и при данной амплитуде высокочастотного поля мала ($\phi_{2\omega} \simeq 0.1°$). В случае круговой поляризации СВЧ-поля вклад второй гармоники в нутационное движение вектора намагниченности во всем рассматриваемом диапазоне поля H близок к вкладу первой гармоники и им можно пренебречь.

Амплитуда нутационных колебаний возрастает с увеличением угла прецессии, при этом вклад третьей гармоники оказывается значительным только в условиях резонанса. На рис. 4 приведена зависимость нулевой гармоники $\phi_0^{(r)}$ резонансной прецессии от величины статического поля H. Константа кристаллографической анизотропии K_1, как и ранее, для каждого значения величины поля H подбиралась таким образом, чтобы выполнялись условия резонанса на частотах $\omega_r/2\pi = 1$; 0.975; 0.95 GHz (кривые *1–3*). Величина линейно поляризованного СВЧ-поля была $h = 3$ Oe (непрерывные кривые) и $h = 2.5$ Oe (пунктирные кривые). Отметим также, что пунктирные кривые совпадают с кривыми, рассчитанными для круговой поляризации СВЧ-поля с $h = 1.5$ Oe. Аналогичные кривые имеют место при фиксированном значении K_1 и выполнении резонансных условий за счет подбора константы K_u. Для заданного СВЧ-поля, характеризуемого частотой, поляризацией и амплитудой, максимальные углы резонансной прецессии достигаются только при определенных значениях величины статического поля, полей наведенной и кристаллографической анизотропий. С ростом амплитуды СВЧ-поля максимум зависимости $\phi_0^{(r)}(H)$ сдвигается в область меньших полей H и становится более выраженным.

Проведенный анализ показывает, что основной вклад в нутационное движение магнитного момента, характеризующее его прецессию с большими углами на частоте ФМР в образце с кубической симметрией и кристаллографической осью [111], совпадающей с осью прецессии, оказывает третья гармоника основной частоты прецессии. Это имеет место и для линейной, и для круговой поляризаций СВЧ-поля. Поскольку ось [111] обладает симметрией третьего порядка, то следует предположить, что в случае совпадения с осью прецессии кристаллографической оси [100], обладающей симметрией четвертого порядка, в нутационном движении вектора магнитного момента третья гармоника частоты прецессии будет практически отсутствовать, а преобладающей окажется четвертая гармоника.

Список литературы

[1] Я.А. Моносов. Нелинейный ферромагнитный резонанс. Наука, М. (1971). 210 с.
[2] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука–Физматлит, М. (1994). 464 с.
[3] С.М. Резенде, Ф.М. де Агиар. ТИИЭР **78**, *6*, 5 (1990).
[4] А.М. Прохоров, Г.А. Смоленский, А.Н. Агеев. УФН **143**, *1*, 33 (1984).
[5] А.А. Сташкевич. Изв. вузов. Физика **3**, *4*, 5 (1989).
[6] Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. Оптика и спектроскопия **84**, *2*, 280 (1998).
[7] B. Neite, H. Doetsch. J. Appl. Phys. **62**, *2*, 648 (1987).
[8] B. Neite, H. Doetsch. SPIE. Electro-Optic and Magneto-Optic Materials *1018*, 115 (1988).
[9] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990). 320 с.