

05

Прецессионная динамика намагниченности одноосной наночастицы в области ферромагнитного резонанса

© А.М. Шутый¹, Т.М. Василевская², Д.И. Семенцов^{1,¶}, С.В. Елисеева¹

¹ Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

² Ульяновский институт гражданской авиации им. Главного маршала авиации Б.П. Бугаева,
Ульяновск, Россия

¶ E-mail: sementsovdi42@mail.ru

Поступила в Редакцию 4 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 20 апреля 2023 г.

Принята к публикации 21 апреля 2023 г.

Исследовано влияние параметра формы (сплюснутости) одноосной эллипсоидальной наночастицы на динамику ее магнитного момента при подмагничивании вдоль оси симметрии и возбуждении слабым поперечным высокочастотным полем в области параметров, где реализуется неколлинеарность равновесного магнитного момента наночастицы и внешнего статического поля. Показано, что при увеличении сплюснутости возрастает нерегулярность колебаний, которая вначале сказывается только на их амплитуде, но затем и на временной зависимости. С помощью бифуркационных диаграмм выявлены интервалы параметра формы (или частоты), где реализуются различные нелинейные режимы прецессии — динамическая бистабильность, сложные пространственные аттракторы и хаос.

Ключевые слова: эллипсоидальная наночастица, „легкая“ ось, эффективная анизотропия, ферромагнитный резонанс, высокочастотное поле, бистабильность, регулярная и хаотическая прецессия.

DOI: 10.21883/FTT.2023.06.55664.56

1. Введение

Выявление и анализ отклика магнитных наночастиц (НЧ) и их регулярных решеток на постоянные, высокочастотные и импульсные внешние поля в последние годы вызывают большой интерес исследователей. На изменении равновесной конфигурации магнитных моментов отдельной НЧ или группы НЧ под воздействием импульса магнитного поля основана возможность их использования в качестве носителей цифровой информации. При этом считывание информации может быть реализовано за счет возбуждения возникшей конфигурации слабым радиоимпульсом на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР) [1–6].

Ансамбли магнитных НЧ также находят все большее применение в различных областях биомедицины. В частности, на их основе изготавливают контрастирующие агенты для получения изображений методом магнитного резонанса, сенсоры биомолекул и микробиологических объектов, носители лекарственных препаратов для целевой доставки к органам-мишеням [7]. Одним из таких важных направлений является борьба с новообразованиями в живом организме методами магнитной гипертермии [8–10]. Введенные в область новообразования НЧ, возбуждаемые низкочастотным магнитным полем, локально и дозировано прогревают ее, что приводит к разрушению клеток новообразования. Для эффективного процесса разогрева НЧ должны резонансным образом откликаться на внешнее магнитное поле определенной

частоты и амплитуды, поглощая его энергию и передавая ее в виде тепла окружающим тканям. Наиболее изученным материалом для применения в гипертермии из-за высокой биологической совместимости и удовлетворительных магнитных характеристик является феррит Fe_3O_4 . Недостатком этого материала является высокая температура Кюри (550°C), из-за чего в зависимости от частоты, амплитуды приложенного магнитного поля и длительности воздействия НЧ могут нагреваться до температур 100°C и выше. Такие высокие температуры вредны для здоровых тканей. Поэтому усилия исследователей направлены на создание магнитных материалов, температура Кюри которых находится в области 45°C . При достижении таких температур НЧ переходят в парамагнитное состояние и процесс нагрева прекращается автоматически [11].

Динамическое поведение отдельной монодоменной НЧ существенно зависит от ее размера и симметрии, равновесного состояния намагниченности, типа и величины магнитной анизотропии. Многие исследования в этой области сосредоточены на исследованиях ФМР в сферических НЧ, либо прямоугольных микрополосках нанометровой толщины с одноосной или кубической магнитной анизотропией, рассматриваемых как один из основных геометрических элементов для записи и обработки информации. При этом управление динамикой может осуществляться внешним переменным полем различной поляризации и зависимостью от времени [6,12–16].

К настоящему времени в указанных системах обнаружены состояния динамической бистабильности и различные нелинейные режимы (квазирегулярная динамика, стохастические колебания, хаотический отклик), каждый из которых имеет специфические особенности, проявляющиеся в высокочастотной прецессионной динамике магнитного момента отдельной НЧ [17–24].

В работе [25] получены равновесные состояния для магнитоодноосной НЧ, имеющей форму эллипсоида вращения, при ориентации „легкой“ оси и подмагничивающего поля вдоль оси симметрии и различных значениях параметра „сплюснутости“ частицы. На основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гельмгольца (ЛЛГ) исследуются особенности резонансной динамики при включении высокочастотного поля малой амплитуды для области с коллинеарным направлением магнитного момента и статического поля. Для слабо сплюснутой НЧ выявлена область частот, где наблюдаются отклонение ФМР от линейного, нутационный характер резонансной прецессии, реализуется динамическая бистабильность.

В настоящей работе для области параметров, где равновесное положение магнитного момента НЧ уже не совпадает с направлением внешнего статического поля, исследуются особенности прецессионной динамики, связанные с изменением формы НЧ. В этой области прецессия магнитного момента является, как правило, нелинейной, реализуются динамическая бистабильность, сложные пространственные аттракторы и хаос.

2. Равновесные состояния

Рассмотрим монодоменную НЧ, имеющую форму эллипсоида вращения. В случае ее однородной намагниченности плотность энергии размагничивающих полей можно представить в виде $F_r = 0.5(\mathbf{M}\hat{N}\mathbf{M})$, где \mathbf{M} — намагниченность НЧ, а \hat{N} — диагональный тензор размагничивающих коэффициентов [26,27]. Компоненты этого тензора связаны соотношением $N_x + N_y + N_z = 4\pi$ и зависят от параметра формы — отношения продольной и поперечной полуосей эллипсоида $n = l_{\parallel}/l_{\perp}$. Для эллипсоида вращения удобно ввести параметры $N_{\perp} = N_x = N_y$, $N_{\parallel} = N_z$ и $\Delta N = N_{\perp} - N_{\parallel}$, где величина ΔN в случае вытянутого и сплюснутого эллипсоидов определяется следующими выражениями

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N}{2\pi} &= 1 - \frac{3}{n^2 - 1} \\ &\times \left[\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \ln(n + \sqrt{n^2 - 1}) - 1 \right] > 0, \quad n > 1, \\ \frac{\Delta N}{2\pi} &= 1 - \frac{3}{n^2 - 1} \\ &\times \left[\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \arcsin \sqrt{n^2 - 1} - 1 \right] < 0, \quad n < 1, \end{aligned} \quad (1)$$

Будем также считать, что у НЧ присутствует одноосная анизотропия, „легкая“ ось которой совпадает с осью симметрии образца. В этом случае плотность энергии магнитной анизотропии $F_u = -(K_u/M^2)(\mathbf{M}\mathbf{n})^2$, где K_u — константа одноосной анизотропии, \mathbf{n} — орт „легкой“ оси. В присутствии внешнего статического поля H , направленного вдоль оси симметрии НЧ, зависимость энергии магнитной НЧ от угла θ имеет вид

$$\begin{aligned} F(\theta) &= -MH \cos \theta - \left(K_u - \frac{1}{2} N_{\parallel} M^2 \right) \cos^2 \theta \\ &+ \frac{1}{2} N_{\perp} M^2 \sin^2 \theta, \end{aligned} \quad (2)$$

где величины $N_{\parallel} = (4\pi - 2\Delta N)/3$, $N_{\perp} = (4\pi + \Delta N)/3$.

Равновесные значения полярного угла θ_0 , которые определяют направление вектора \mathbf{M}_0 по отношению к оси симметрии эллипсоида (ось OZ) находятся из условия $\partial F/\partial \theta = 0$. С учетом (2) условие равновесия приобретает вид

$$\sin \theta_0 [H + (H_u + M_0 \Delta N) \cos \theta_0] = 0, \quad (3)$$

где $H_u = 2K_u/M_0$ — поле одноосной анизотропии. С учетом ориентации „легкой“ оси вдоль оси симметрии образца удобно ввести в рассмотрение поле эффективной анизотропии $H_{KN} = H_u + M_0 \Delta N$, которое во многом определяет динамическое поведение намагниченности НЧ. Из (3) следует, что в случае вытянутой и сферической НЧ (т.е. $n \geq 1$) при любом значении поля H равновесный полярный угол $\theta_0 = 0$. Нулевое значение угла θ_0 сохраняется и для сплюснутой НЧ ($n < 1$) вплоть до значения $\Delta N = -(H + H_u)/M_0$. При дальнейшем уменьшении параметра формы угол θ_0 изменяется в соответствии с выражением

$$\cos \theta_0 = -H(H_u + \Delta N M_0)^{-1}. \quad (4)$$

На рис. 1 приведена зависимость равновесного полярного угла θ_0 от параметра формы n , полученная для значений материальных параметров $K_u = 10^5$ erg/cm⁴ и $4\pi M_0 = 10^4$ Gs (здесь и далее использовались параметры НЧ, близкие к характеристикам пермаллоя состава 80Ni20Fe) и внешнего статического поля $H = (0, 50, 100, 150, 200)$ Oe (кривые 1–5). Видно, что в равновесном состоянии вектор \mathbf{M}_0 при указанных значениях внешнего поля остается параллелен внешнему полю и оси симметрии НЧ ($\theta_0 = 0$) лишь при значениях $n \geq 0.94, 0.928, 0.917, 0.906, 0.895$ (кривые 1–5). При меньших значениях параметра формы угол θ_0 начинает резко расти, стремясь к значению, близкому к $\pi/2$.

Изменение параметра формы n НЧ приводит к существенному изменению величин H_{KN} и ΔN (рис. 2). Видно, что и поле эффективной анизотропии, и величина ΔN в зависимости от n имеют области как отрицательных, так и положительных значений. В рассматриваемом случае поле $H_{KN} \simeq 0$ при $n \simeq 0.94$, а величина $\Delta N = 0$ при $n = 1$. Изменение параметра n вблизи указанных значений приводит к смене знака величин H_{KN} и ΔN .

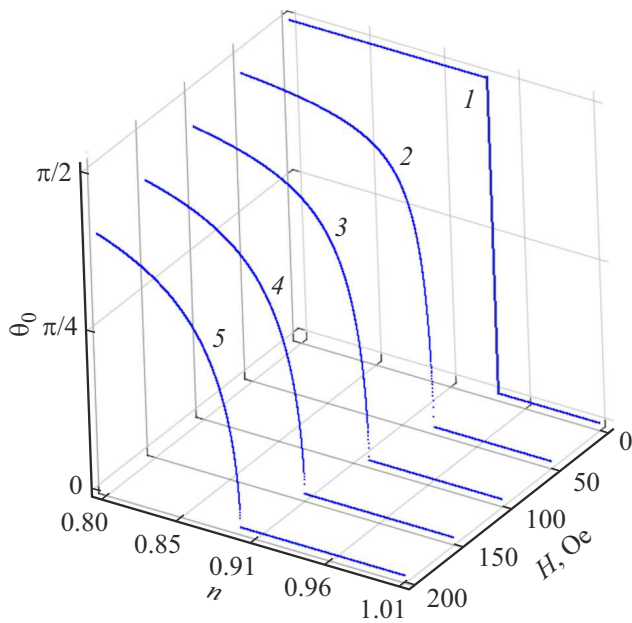


Рис. 1. Зависимости равновесного полярного угла вектора \mathbf{M}_0 от параметра формы n при $H = (0, 50, 100, 150, 200)$ Ое (кривые 1–5).

3. Основные уравнения прецессионной динамики

Временная зависимость ориентации вектора \mathbf{M} и, следовательно, его прецессионная динамика для различных случаев подмагничивания статическим полем \mathbf{H} при высокочастотной накачке переменным полем \mathbf{h} описывается уравнением ЛЛГ [26,27]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (5)$$

где параметр $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (Ое · с)⁻¹, α — безразмерная константа затухания, эффективное магнитное поле

$$\mathbf{H}^{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{h}(t) + \frac{2K_u}{M_0} \mathbf{n} + \hat{N}\mathbf{M}. \quad (6)$$

Частота линейной резонансной прецессии намагниченности (при $h \ll H$) в общем случае определяется выражением

$$\omega_{res} = \frac{\gamma}{M_0 \sin \theta_0} \left[\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right)_0 \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right)_0 - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \theta} \right)_0^2 \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где вторые производные от свободной энергии вычисляются для равновесных значений углов φ_0 и θ_0 . При подмагничивании НЧ вдоль оси симметрии ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$) в базисной плоскости отсутствует зависимость от азимутального угла φ и равновесный угол φ_0 (отсчитываемый, например, от оси OX) можно считать равным нулю. В этом случае в области значений n , где равновесный угол θ_0 равен нулю, зависимость резонансной частоты

от внешнего поля с учетом (2) и (7) определяется выражением

$$\omega_{res} = \gamma \left(H + \frac{2K_u}{M_0} + M_0 \Delta N \right) = \gamma (H + H_{KN}). \quad (8)$$

Как следует из рис. 2, даже достаточно малое отклонение формы НЧ от сферичности существенно влияет на величину K_{KN} и резонансных зависимостей в целом. Как будет показано ниже, параметр формы n существенно влияет также на прецессионную динамику магнитного момента эллипсоидальной НЧ.

Рассмотрим динамику намагниченности НЧ под воздействием поперечного высокочастотного поля $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 \sin \omega t$, при его малой амплитуде ($h_0 \ll H$) и поперечной ориентации ($\mathbf{h}_0 \perp \mathbf{H}$), далее считаем поле $\mathbf{h}(t)$ поляризованным вдоль оси OY . Численное решение уравнений ЛЛГ проводилось с помощью метода Рунге–Кутты. Статическое поле выбиралось близким к резонансному значению для НЧ с приведенными выше материальными параметрами при заданных условиях подмагничивания.

Как следует из рис. 2, имеются две области параметров, в одной из которых векторы \mathbf{M}_0 и \mathbf{H} являются коллинеарными, в другой — неколлинеарными. Достаточно подробный анализ прецессионной динамики в области коллинеарности был представлен авторами в работе [25]. Кратко отметим основные особенности динамики магнитного момента НЧ при поперечной накачке слабым высокочастотным полем. При значениях n , для которых поле эффективной анизотропии $H_{KN} > 0$, в плоскости (M_x, M_y) реализуются относительно малые амплитуды установившихся траекторий круговой прецессии ($M_x, M_y \ll M_0$). Для n , при которых $H_{KN} < 0$, прецессионные траектории испытывают с уменьшением n все более заметные эллиптические искажения. В этих

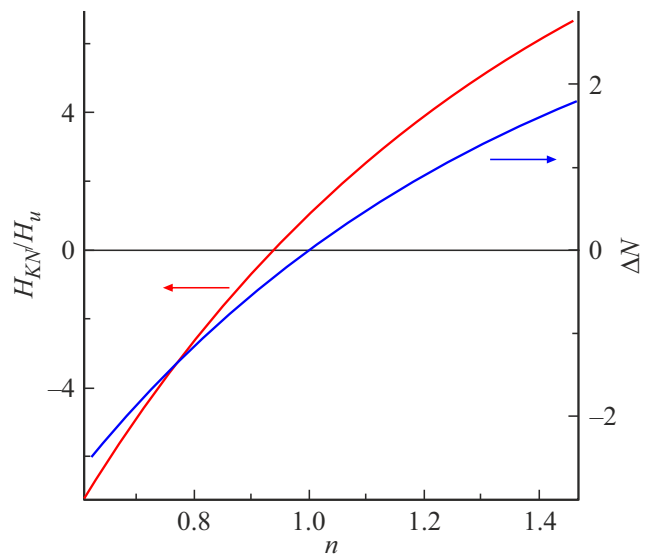


Рис. 2. Зависимость поля эффективной анизотропии H_{KN} и параметра ΔN от отношения полуосей эллипсоидальной НЧ.

условиях начинает проявляться нелинейный эффект, заключающийся в наложении на круговую прецессию, имеющую частоту СВЧ поля, нутационного движения с удвоенной частотой, в результате чего траектория становится эллиптической. Обращает также внимание факт, что с уменьшением n амплитуда прецессии растет и при значении n , которому отвечает $H_{KN} \approx 0$, амплитуда достигает значения $M_x \approx M_0/2$.

4. Динамика при неколлинеарности векторов \mathbf{M}_0 и \mathbf{H}

Рассмотрим теперь динамику намагниченности НЧ, у которой равновесная ориентация магнитного момента не совпадает с осью симметрии OZ , т.е. равновесным является полярный угол $\theta \neq 0$. Этой области на рис. 1 отвечает нелинейная зависимость угла $\theta_0(n)$. В процессе прецессионного движения под воздействием линейно поляризованного вдоль оси Y переменного поля траектории вектора $\mathbf{M}(t)$ существенно отличаются от замкнутых круговых или слабо эллиптических траекторий, реализуемых в случае $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}$. На рис. 3 приведены проекции на плоскость XY пространственных траекторий вектора $\mathbf{M}(t)$, реализуемых в процессе прецессионного движения под воздействием линейно поляризованного вдоль оси Y переменного поля при $H = 150$ Ое, значениях параметра формы $n = 0.9, 0.89, 0.88, 0.87, 0.85$ (кривые 1–5), амплитуде СВЧ поля $h_0 = 0.1$ Ое и частоте $\omega = (1, 1.05) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–3, 5; 4). Видно, что при увеличении сплюснутости НЧ (т.е. уменьшении

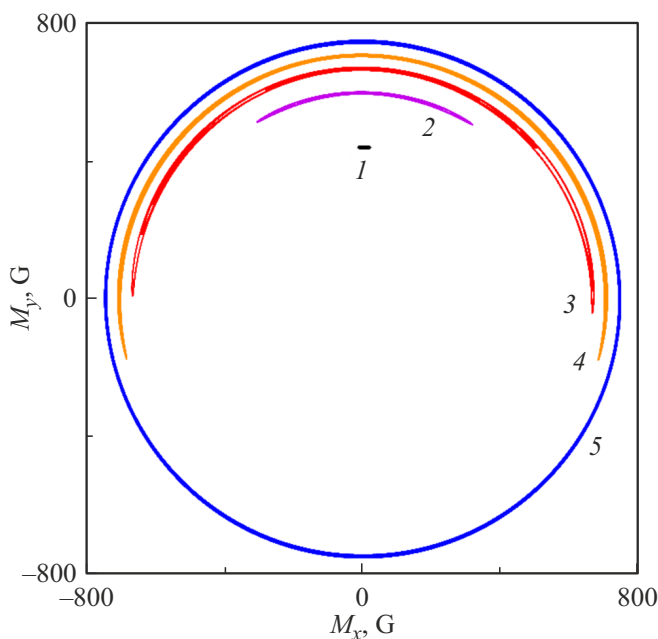


Рис. 3. Проекция намагниченности НЧ на плоскость XY с $n = 0.9, 0.89, 0.88, 0.87, 0.85$ (кривые 1–5) и $\omega = (1, 1.05) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–3, 5; 4), $H = 150$ Ое, $h_0 = 0.1$ Ое.

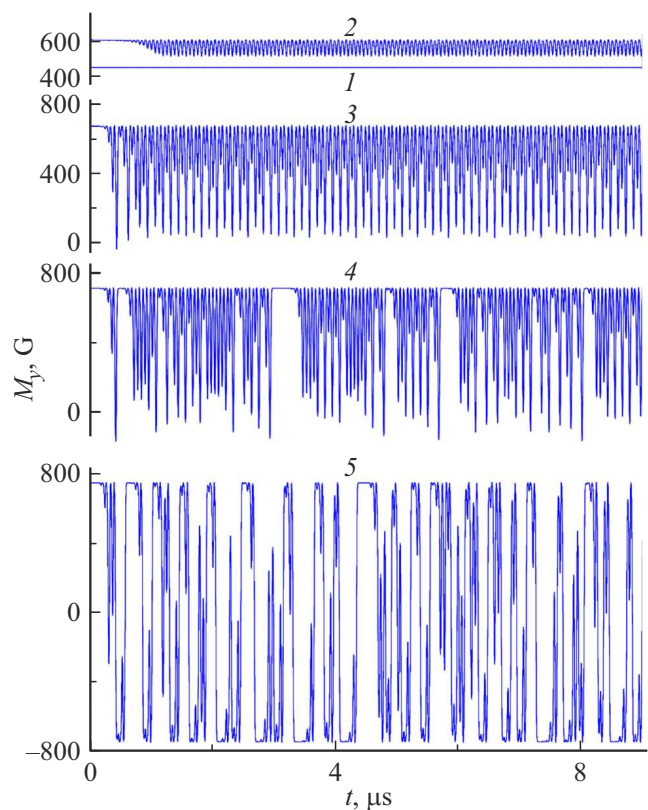


Рис. 4. Зависимость от времени компоненты M_y при $H = 150$ Ое, $h_0 = 0.1$ Ое, $n = 0.9, 0.89, 0.88, 0.87, 0.85$ (кривые 1–5), (кривые 1–3, 5; 4).

параметра формы n) увеличивается дуга, охватываемая прецессионной динамикой, которая при $n = 0.85$ переходит в окружность. При этом амплитуда прецессии существенно зависит от параметров переменного поля.

На рис. 4 приведена зависимость от времени z -компоненты намагниченности для случаев, отвечающих рис. 3. Видно, что колебания с малой прецессионной дугой близки к гармоническим. При уменьшении n и увеличении дуги прецессии возрастает нерегулярность колебаний, которая вначале сказывается только на их амплитуде, но затем и на временной зависимости. Нерегулярность прецессии становится наиболее выраженной для круговой проекции траектории (кривая 5 на рис. 3 и 4).

Для более полного анализа влияния сплюснутости НЧ на динамику намагниченности построим бифуркационные диаграммы (рис. 5), т.е. зависимости экстремального значения одной из компонент намагниченности \mathbf{M} (в данном случае — компоненты $M_{xm} \equiv M_{x \max}, M_{x \min}$) от параметра формы n при $\omega = 10^8 \text{ s}^{-1}$ (а) и от частоты переменного поля при $n = 0.87$ (б) при значениях $h_0 = 0.1$ Ое и $H = 100$ Ое. В случае отсутствия прецессии намагниченности значению переменной (n или ω) на диаграмме отвечает только одна точка ($M_{x \max} = M_{x \min}$); в случае регулярных колебаний — две или счетное

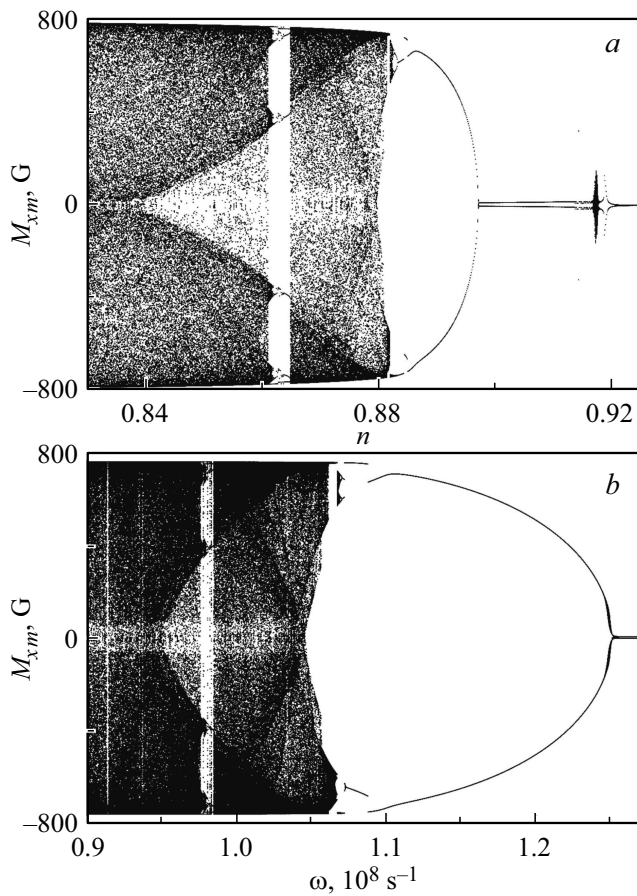


Рис. 5. Зависимости экстремальной компоненты M_{xm} от параметра n при $\omega = 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (a) и от частоты при $n = 0.87$ (b), $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$, $H = 100 \text{ Oe}$.

число точек; если же значению параметра на диаграмме отвечает несчетное число точек (которые при увеличении времени численного моделирования сливаются в темные области), то имеет место хаотический (в некоторых случаях квазирегулярный) динамический режим. Из диаграммы (a) видно, что при достаточно малой сплюснутости ($0.92 < n < 1$) прецессия практически отсутствует, так как еще велико эффективное магнитное поле, удерживающее намагниченность вблизи равновесного положения. В случае $0.897 < n < 0.92$ возникают низкоамплитудные колебания ($|M_{xm}| \approx 10 \text{ G}$). При дальнейшем уменьшении n имеет место быстрое нарастание амплитуды регулярной прецессионной динамики намагниченности до $|M_{xm}| \approx 650 \text{ G}$.

Далее возникает усложнение траектории колебаний, и при $n < 0.882$ динамика входит в область хаотических колебаний, в которой присутствуют узкие области регулярной прецессии со сложными траекториями и периодом, кратным периоду переменного поля. Диаграмма (b) аналогична: при частоте переменного поля $\omega \geq 1.25 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ прецессия практически отсутствует (т.е. указанные параметры достаточно удалены от резонансных значений) с уменьшением частоты на-

блюдается рост амплитуды регулярных колебаний до $|M_{xm}| \approx 750 \text{ G}$, при $\omega \leq 1.07 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ динамика намагниченности оказывается в области хаоса, включающей узкие области регулярной прецессии. Из структуры приведенных диаграмм также видно, что аттракторы хаотических режимов будут меняться с изменением указанных параметров.

В подтверждение сказанному на рис. 6, a, b приведена временная зависимость компоненты M_x для НЧ с параметром формы $n = 0.87$ в статическом поле $H = 100 \text{ Oe}$ при включении переменного поля $h_y(t)$, у которого амплитуда $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$, а частота $\omega = (1.3, 2, 2.5, 3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–4; a) и (кривые 1, 2; b). В начальном состоянии $M_y(0) = 0$, а полярный угол отвечает равновесному значению для

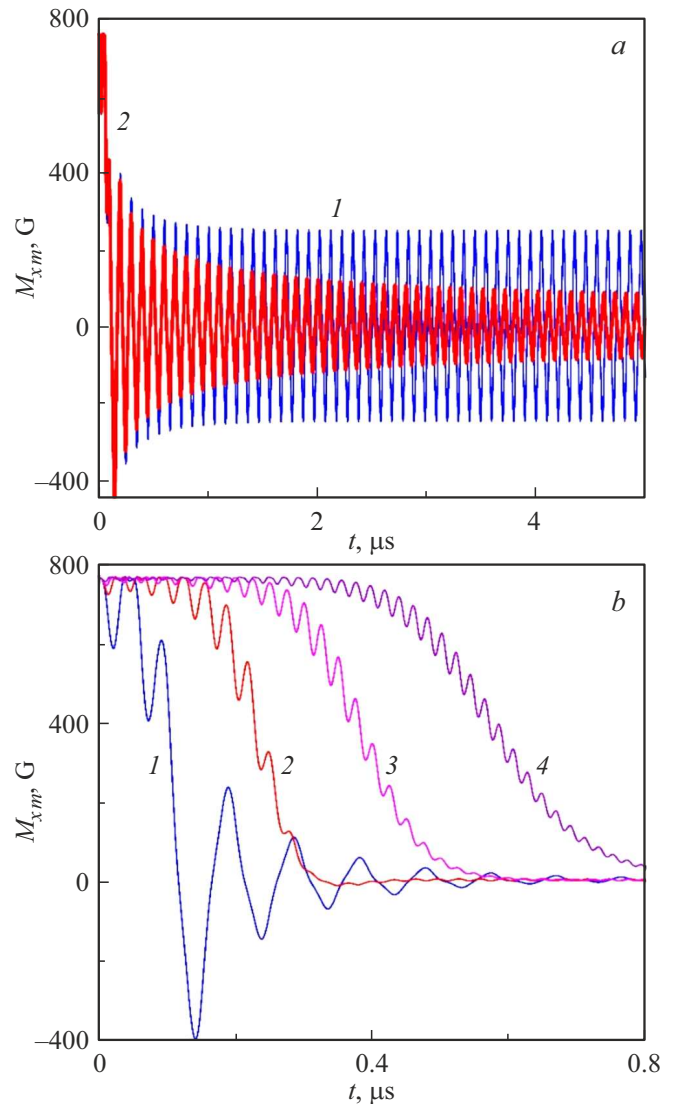


Рис. 6. Зависимость от времени компоненты M_x при перемагничивании НЧ под действием переменного поля $h_y(t)$ на частотах $\omega = (1.24, 1.25) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–4, a) и $\omega = (1.3, 2, 2.5, 3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–4, b), $n = 0.87$, $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$, $H = 100 \text{ Oe}$.

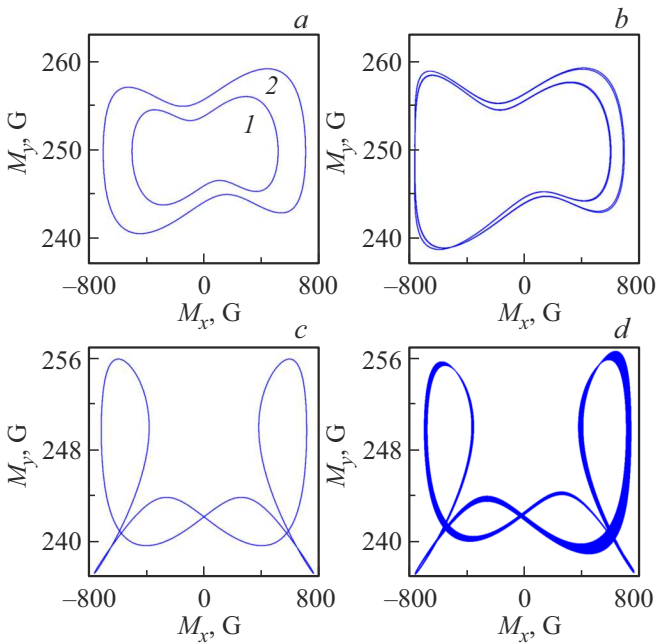


Рис. 7. Проекция траекторий вектора \mathbf{M} в случае регулярной динамики при $\omega = (1.2, 1.12) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (a — кривые 1, 2) и $\omega = (1.07, 0.98) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (b, c); в случае слабой хаотичности при $\omega = 0.977 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (d); $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$, $H = 100 \text{ Oe}$, $n = 0.87$.

заданных n и H . Видно, что в случае (a) все частоты лежат в области, отвечающей отсутствию колебательного режима (см. бифуркационную диаграмму). Поэтому при включении высокочастотного поля магнитный момент НЧ в режиме быстро затухающих колебаний за достаточно малый промежуток времени ($\tau < 1 \mu\text{s}$) переходит в состояние покоя. В случае (b) частота для кривой 1 лежит уже в области высокоамплитудных колебаний, поэтому намагниченность из начального состояния под действием переменного поля переходит в установившийся колебательный режим с амплитудой, существенно отличной от нуля. Для кривой 2 частота лежит практически на границе, разделяющей область колебаний и область, где колебания отсутствуют. Поэтому возникающие под действием переменного поля колебания являются затухающими с большим временем затухания ($\tau \gg 1 \mu\text{s}$).

Рассмотрим теперь основные регулярные и хаотические прецессионные режимы для НЧ с параметром $n = 0.87$, которые устанавливаются на разных частотах переменного поля при его амплитуде $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$ и при $H = 100 \text{ Oe}$.

На рис. 7 приведены проекции траекторий вектора \mathbf{M} на плоскость XY в случае регулярной динамики на частотах $\omega = (1.2, 1.12) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (a — кривые 1, 2), $\omega = (1.07, 0.98) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (b, c) и в случае режима со слабо выраженной хаотичностью на частоте $\omega = 0.977 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ (d). Заметим, что аттрактор (d) возникает в результате хаотизации и расширения аттрактора регулярного режима (c). Данный режим расположен

в узкой области регулярной динамики внутри области хаоса (см. бифуркационную диаграмму), и при дальнейшем уменьшении частоты хаотичность колебаний резко нарастает. Режимы (a) имеют наиболее простые аттракторы и устанавливаются на относительно больших частотах, вплоть до частот, на которых прецессия прекращается.

Регулярная прецессия (b) имеет кратный период относительно периода переменного поля $T = 4 \cdot 2\pi/\omega$. Проекциями аттракторов на плоскость XY является окружность в случаях (c, d) и дуга в случаях (a, b). На рис. 8 для используемых выше параметров поля и сплюснутости НЧ и частоты $\omega = (1.06, 1.05, 1.04, 1) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ($a-d$) приведены проекции траекторий вектора \mathbf{M} на плоскость XZ , показывающие развитие хаотичности при небольшом уменьшении частоты переменного поля. Максимальная хаотичность возникает в случае, когда проекцией аттракторов на плоскость XY становится окружность (d), в случаях ($a-c$) данные проекции являются дугами.

Отметим, что подобные проявления нелинейности и хаотической динамики должны наблюдаться не только для НЧ эллипсоидальной формы, но и для НЧ цилиндрической формы. Более того, неоднородность внутреннего поля в таких НЧ должна расширять (по параметру $n = l/d$) область хаотичной динамики. Поэтому представляет интерес и требует отдельного рассмотрения (например, для применения в гипертермии) анализ условий максимального теплового отклика у частиц с формой цилиндрического диска с учетом хаотической динамики намагниченности.

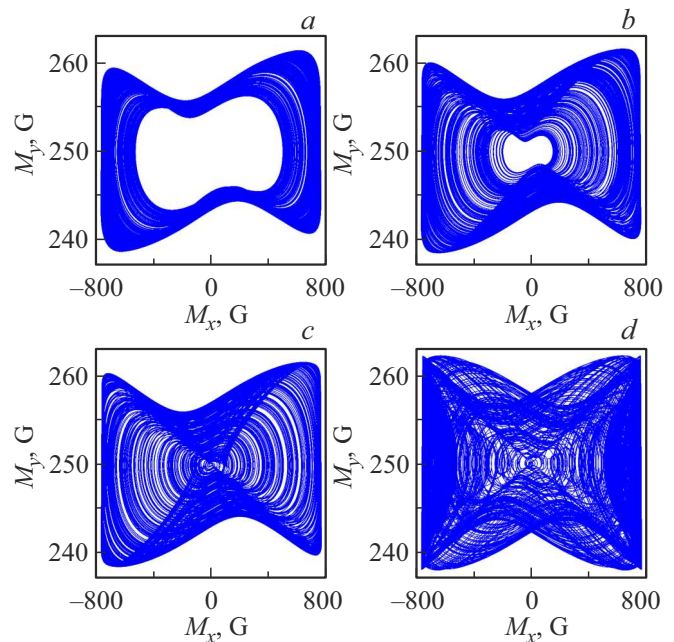


Рис. 8. Проекция траекторий вектора \mathbf{M} в случае хаотической динамики при $\omega = (1.06, 1.05, 1.04, 1) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ($a-d$); $h_0 = 0.1 \text{ Oe}$, $H = 100 \text{ Oe}$, $n = 0.87$.

5. Заключение

Проведенный анализ показывает, что в спектре ФМР монодоменной НЧ с формой эллипсоида вращения и „легкой“ осью, совпадающей с осью симметрии, при подмагничивании вдоль этой оси и традиционной поперечной накачке слабым переменным полем ($h \ll H_0$) наблюдается ряд особенностей, связанных с влиянием формы (сплюснутости) НЧ и проявлением нелинейности. В области параметров, где реализуется коллинеарность равновесного магнитного момента НЧ и внешнего статического поля это, прежде всего, большие углы резонансной прецессии, при которых амплитуда составляет $0.5M_0$; эллиптические возмущения установившейся траектории прецессии при отрицательном значении поля эффективной анизотропии; наличие частотной области, в которой реализуется динамическая бистабильность при $n \simeq 0.93$ и прецессия становится существенно нелинейной. В области неколлинеарности равновесного магнитного момента НЧ и внешнего статического поля показано, что при увеличении сплюснутости возрастает нерегулярность колебаний, которая вначале сказывается только на их амплитуде, но затем и на временной зависимости; с помощью бифуркационных диаграмм выявлены интервалы параметра формы (или частоты), где реализуются различные нелинейные режимы прецессии — динамическая бистабильность, сложные пространственные аттракторы и хаос.

Отметим, что при используемых в работе амплитуде и частоте поля накачки однородная мода сильно удалена по частоте от спин-волновой моды, поэтому отсутствует передача энергии от однородной прецессии спиновым волнам и нет развития спин-волновых неустойчивостей [28].

В заключение также укажем на ограничения, накладываемые на размер НЧ, связанные с требованием однородности намагниченности:

- в присутствии высокочастотного поля необходимо, чтобы максимальный размер НЧ d был намного меньше глубины скин-слоя δ . Для НЧ из пермаллоя должно выполняться условие $d \ll \delta \approx 10^{-4}$ см;

- тепловые флуктуации могут существенно влиять на прецессионную динамику намагниченности НЧ. Их влияние описывается множителем $\exp(-\Delta U/k_B T)$ [3], где ΔU — потенциальный барьер, разделяющий „легкое“ и „трудное“ направления. Тепловое возбуждение не нарушает прецессионную динамику, если размер НЧ $d > d_{\min} \approx 10$ нм;

- требование однодоменности НЧ, для выполнения которого ее радиус должен быть меньше $R_{cr} \approx \sigma_s/M_0^2$, где поверхностная энергия доменной границы (для пермаллоя $\sigma_s \approx 1$ эрг/см²). Поэтому для исследуемой нами НЧ необходимо, чтобы $d < 2R_{cr} \approx 30$ нм. Таким образом, наиболее оптимальным размером НЧ для наблюдения, рассматриваемых в работе эффектов, является $d \in (10-30)$ нм. Отметим однако, что по данным работы [29] металлические частицы с $d \approx 40-50$ нм следует считать однодоменными.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E.Z. Meilikhov, R.M. Farzetdinova. JMMM **268**, 237 (2004).
- [2] N. Eibagi, J.J. Kan, F.E. Spada, E.E. Fullerton. IEEE Magn. Lett. **3**, 4500204 (2012).
- [3] E.Z. Меїлихов, Р.М. Фарзетдинова. ФТТ **56**, 2326 (2014).
- [4] R. Berger, J.-C. Bissey, J. Kliava, H. Daubric, C. Estournéset. JMMM **234**, 535 (2001).
- [5] V. Flovik, F. Macia, J.M. Hernandez, R. Bručas, M. Hanson, E. Wahlström. Phys. Rev. B **92**, 104406 (2015).
- [6] P.B. Гопев, Е.В. Скороходов, В.Л. Миронов. ФТТ **58**, 11, 2135 (2016).
- [7] Ю.А. Кокшаров, С.П. Губин, И.В. Таранов, Г.Б. Хомутов, Ю.В. Гуляев. РЭ **67**, 2, 99 (2022).
- [8] S. Dutz, R. Hergt. Nanotechnology **25**, 45, 452001 (2014).
- [9] E.A. Périgo, G. Hemery, O. Sandre, D. Ortega, E. Garaio, F. Plazaola, F. Teran. Applied Physics Reviews **2**, 4, 041302 (2015).
- [10] N.A. Usov, M.S. Nesmeyanov, E.M. Gubanova, N.B. Epshtein. Beilstein J. Nanotechnol. **10**, 1, 305 (2019).
- [11] А.С. Камзин. ФТТ **59**, 1, 149 (2017).
- [12] G. Gubbiotti, G. Carlotty, T. Okuno, L. Giovannini, F. Montoncello, F. Nizzoli. Phys. Rev. B **72**, 184419 (2005).
- [13] K.D. Usadel. Phys. Rev. B **73**, 212905 (2006).
- [14] Z. Zhao, N. Garraud, D.P. Arnold, C. Rinaldi. Phys. Med. Biol. **65**, 2, 025014 (2020).
- [15] J. Rácz, P.F. De Chatel, I.A. Szabó, L. Szunyogh, I. Nándori. Phys. Rev. E **93**, 1, 012607 (2016).
- [16] Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов, А.М. Шутый. ФТТ **64**, 2, 200 (2022).
- [17] A.M. Feron, R.E. Camley. Phys. Rev. B **95**, 10, 104421 (2017).
- [18] D.V. Vagin, O.P. Polyakov. JMMM **320**, 24, 3394 (2008).
- [19] D. Laroze, P. Vargas, C. Cortes, G. Gutierrez. JMMM **320**, 8, 1440 (2008).
- [20] R.K. Smith, M. Grabowski, R.E. Camley. JMMM **321**, 20, 3472 (2009).
- [21] R.K. Smith, M. Grabowski, R.E. Camley. JMMM **322**, 15, 2127 (2010).
- [22] M.G. Phelps, K.L. Livesey, A.M. Feron, R.E. Camley. Europhys. Lett. **109**, 3, 37007 (2015).
- [23] A.M. Shutyi, S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. Phys. Rev. B **91**, 2, 024421 (2015).
- [24] A.M. Shutyi, D.I. Sementsov. JMMM **401**, 1033 (2016).
- [25] А.М. Шутый, Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов. ФТТ **64**, 6, 646 (2022).
- [26] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994).
- [27] В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации. Физматлит, М. (2019).
- [28] П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. ЖЭТФ **108**, 281 (1995).
- [29] С.А. Непийко. Физические свойства малых металлических частиц. Наук. думка, Киев (1985).

Редактор Т.Н. Василевская