

Резонансная динамика намагниченности одноосной наночастицы

© А.М. Шутый, Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов[¶]

Ульяновский государственный Университет,
Ульяновск, Россия

[¶] E-mail: sementsovdi42@mail.ru

Поступила в Редакцию 21 февраля 2022 г.

В окончательной редакции 26 февраля 2022 г.

Принята к публикации 27 февраля 2022 г.

Проведен анализ условий равновесия и резонансной прецессионной динамики намагниченности монодоменной одноосной наночастицы с формой эллипсоида вращения в случае подмагничивания вдоль „легкой“ оси, параллельной оси симметрии эллипсоида, и поперечной накачке слабым высокочастотным полем. Выявлен ряд особенностей резонансного поведения намагниченности наночастицы: это и большие углы резонансной прецессии, при которых амплитуда составляет $0.5M_0$, и эллиптические отклонения траектории прецессии от круговой при отрицательном значении поля эффективной анизотропии, и наличие частотной области, в которой реализуется динамическая бистабильность для сплюснутой наночастицы, где прецессия становится существенно нелинейной.

Ключевые слова: ферромагнитный резонанс, эллиптическая наночастица, „легкая“ ось, поперечное подмагничивание, прецессионная траектория, эффективная анизотропия, бистабильность, нелинейность.

DOI: 10.21883/FTT.2022.06.52389.279

1. Введение

Известно, что запись информации на решеточных структурах магнитных наночастиц (НЧ) основана на изменении равновесной конфигурации магнитных моментов отдельных НЧ за счет воздействия импульса локального магнитного поля. При этом считывание информации может быть реализовано за счет возбуждения возникшей конфигурации слабым радиоимпульсом на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР) [1–5]. В этой связи значительный интерес проявляется к пониманию фундаментального поведения спиновой подсистемы во внешнем статическом и высокочастотном магнитном поле в НЧ со сложной конфигурацией внутренних полей, включающих обменное, диполь-дипольное и магнитостатическое поля, поле кристаллографической анизотропии. При этом многие особенности ФМР определяются геометрическими факторами — размером нанозадающих элементов, формой и соотношением их сторон, пространственным расположением в структуре [6–9]. Поэтому многие исследования в этой области сосредоточены на исследованиях ФМР в тонкопленочных эллиптических и прямоугольных микрополосках нанометровой толщины, рассматриваемых как один из основных геометрических элементов для записи и обработки информации. При этом в эксперименте, наряду с основной „однородной“ модой ФМР, наблюдался зависящий от толщины резонансный пик, который связан с неоднородностью внутреннего поля и, соответственно, распределения намагниченности на углах и краях микрополосок [10,11].

Для интерпретации получаемых в этом случае результатов необходимо также учитывать, что положение

линии ФМР и ее форма кроме конфигурации самой структуры существенно зависят от размера и симметрии, равновесного состояния намагниченности, типа и величины магнитной анизотропии отдельных НЧ. При этом неоднородность внутреннего магнитостатического поля вблизи границ микрополоски приводит к появлению в резонансном спектре локализованных краевых мод [12–17].

К особым свойствам 3D монодоменных НЧ, влияющим на их динамические характеристики, может быть также отнесена бистабильность, обусловленная наличием равновесных ориентационных состояний с неодинаковыми проекциями магнитного момента, между которыми возможны управляемые переходы с различными прецессионными режимами при перемагничивании [18–20]. Чтобы понять влияние бистабильности на ФМР, характер перемагничивания и динамику магнитного момента в решеточной структуре необходим учет указанных выше факторов в математической модели, описывающей указанные явления в отдельной НЧ.

В настоящей работе на основе анализа условий равновесия получены равновесные состояния для монодоменной магнитоодноосной НЧ, имеющей форму эллипсоида вращения, при ориентации „легкой“ оси и подмагничивающего поля вдоль оси симметрии и различных значениях параметра формы n (отклонения от сферичности). На основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица для области с коллинеарным направлением намагниченности и внешнего статического поля исследуются особенности резонансной динамики при включении слабого поперечного высокочастотного поля. Уже для слабо сплюснутой НЧ при заданных материальных параметрах выявлена область частот, где

реализуется динамическая бистабильность и наблюдается отклонение ФМР от линейного и нутационный характер резонансной прецессии.

2. Основные соотношения

Рассмотрим образец, имеющий форму эллипсоида вращения. Будем считать, что наряду с анизотропией формы, у образца присутствует одноосная анизотропия, легкая ось которой совпадает с осью симметрии образца. В этом случае плотность свободной энергии содержит зеемановскую энергию, энергии анизотропии и полей рассеяния [21,22]:

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

Здесь \mathbf{M} — намагниченность НЧ, \mathbf{H} и \mathbf{h} — статическое и высокочастотное поля, K_u — константа одноосной анизотропии, \mathbf{n} — орт оси анизотропии, \hat{N} — диагональный тензор размагничивающих коэффициентов, компоненты которого связаны соотношением $N_x + N_y + N_z = 4\pi$ и зависят от параметра формы — отношения продольной и поперечной полуосей эллипсоида $n = l_{||}/l_{\perp}$. Для эллипсоида вращения удобно ввести параметры $N_{\perp} = N_x = N_y$, $N_{||} = N_z$ и $\Delta N = N_{\perp} - N_{||}$. При этом для вытянутого и сплюснутого эллипсоидов ΔN определяется выражениями

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

С учетом ориентации „легкой“ оси магнитной анизотропии вдоль оси симметрии эллипсоидального образца удобно ввести в рассмотрение поле эффективной анизотропии $H_{KN} = 2K_u/M_0 + M_0\Delta N$, которое будет определять его резонансное поведение (здесь M_0 — намагниченность насыщения).

На рис. 1 приведена зависимость величин H_{KN} и ΔN от параметра формы n , полученные для материальных параметров НЧ $K_u = 10^5$ erg/cm³ и $M_0 = 800$ Gs. Точками на оси величины отмечены три значения (0.95, 1.0, 1.05), отвечающие сплюснутой, сферической и вытянутой форме НЧ, для которых далее будет проводиться численный анализ особенностей резонансного поведения. Видно, что поле эффективной анизотропии в зависимости от n имеет области как отрицательных, так и положительных значений. В рассматриваемом случае при n ; 0.94 поле $H_{KN} \approx 0$ и при изменении n вблизи этого значения происходит смена знака поля H_{KN} .

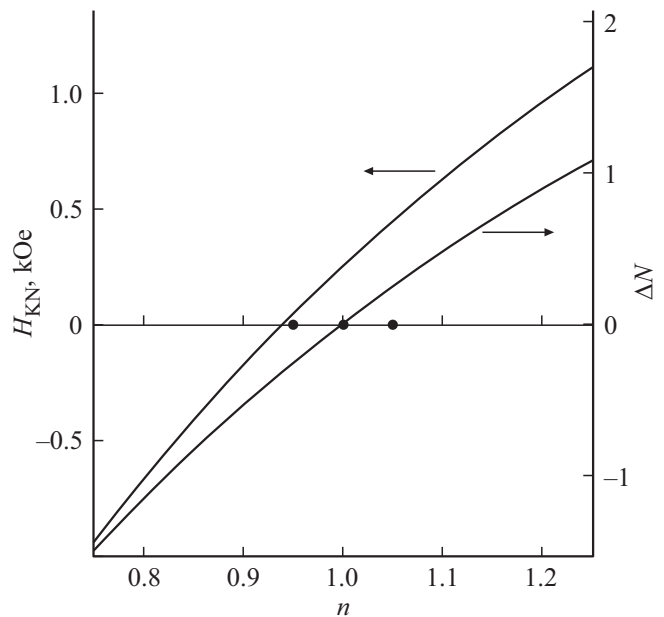


Рис. 1. Зависимость поля эффективной анизотропии и параметра ΔN от отношения полуосей эллипсоидальной НЧ.

Временная зависимость ориентации вектора \mathbf{M} и, следовательно, прецессионной динамики намагниченности НЧ для различных случаев подмагничивания и высокочастотной накачки определяются на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица [21,22]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (3)$$

где $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (Oe · s)⁻¹ — магнитомеханическое отношение, α — безразмерная константа затухания, эффективное магнитное поле

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\partial F / \partial \mathbf{M} = \mathbf{H} + \mathbf{h} + \frac{2K_u}{M_0} \mathbf{n} + \hat{N}\mathbf{M}. \quad (4)$$

Равновесные значения полярного θ_0 и азимутального φ_0 углов, которые определяют направление вектора \mathbf{M} по отношению к оси симметрии эллипсоида (ось OZ) и перпендикулярной оси (например, OX) находятся из условия $\partial F / \partial \varphi = \partial F / \partial \theta = 0$. При подмагничивании эллипсоидальной НЧ вдоль оси симметрии ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel OZ$) в базисной плоскости отсутствует зависимость от азимутального угла и равновесный угол φ_0 можно считать равным нулю. Для вытянутой и сферической НЧ (при $n \geq 1$) при любом поле H равновесный полярный угол θ_0 равен нулю. Однако, $\theta_0 = 0$ сохраняется и для сплюснутой НЧ ($n < 1$) вплоть до значения $\Delta N = -(H + H_u)/M_0$. При дальнейшем уменьшении n угол θ_0 изменяется в соответствии с выражением

$$\cos \theta_0 = -\frac{H}{H_u + \Delta N M_0}. \quad (5)$$

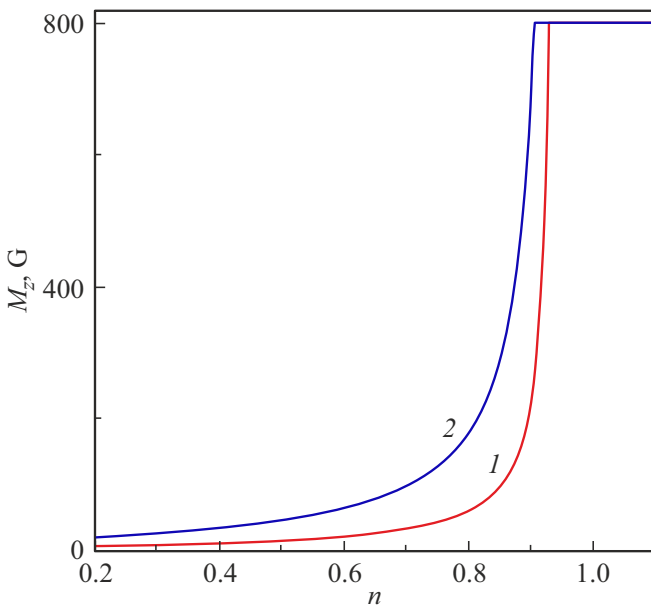


Рис. 2. Зависимости продольной компоненты высокочастотной намагниченности от параметра формы n , $H = 50, 150$ Oe (кривые 1, 2).

На рис. 2 приведены зависимости продольной компоненты намагниченности $M_z = M_0 \cos \theta_0$ от параметра формы n , полученные для значений внешнего поля $H = 50, 150$ Oe (кривые 1, 2). Видно, что вектор в равновесном состоянии остается параллелен внешнему полю и оси симметрии НЧ для $H = 50$ Oe при $n > 0.928$, а для $H = 150$ Oe при $n > 0.906$.

Частота резонансной прецессии намагниченности в общем случае определяется выражением

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{\gamma}{M_0 \sin \theta_0} \left[\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right)_0 \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right)_0 - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \theta} \right)_0^2 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где вторые производные от свободной энергии вычисляются для равновесных значений углов φ_0 и θ_0 . При подмагничивании НЧ вдоль легкой оси и оси симметрии ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$) в области значений n , где равновесный угол θ_0 равен нулю, зависимость резонансной частоты от внешнего поля с учетом (1) и (6) определяется выражением

$$\omega_{\text{рез}} = \gamma \left(H + \frac{2K_u}{M_0} + M_0 \Delta N \right). \quad (7)$$

Отметим, что достаточно малое отклонение формы НЧ от несферичности существенно влияет на величину ΔN и, следовательно, поля H_{KN} , что изменяет положение характерных значений частоты $\omega_{\text{рез}}(0)$ и резонансных зависимостей в целом. Как будет показано ниже, параметр формы n влияет также на прецессионную динамику намагниченности эллипсоидальной НЧ.

3. Особенности прецессионной динамики

Численное решение уравнений (3) проводилось с помощью метода Рунге–Кутты для НЧ из пермаллоя с приведенными выше материальными параметрами. Параметры статического поля выбирались близкими к резонансным значениям при заданных условиях подмагничивания и накачки. Временная зависимость высокочастотного поля задается в виде $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 \sin \omega t$, где амплитуда $h_0 \ll H$, а ориентация $\mathbf{h}_0 \perp \mathbf{H}$.

На рис. 3 приведены зависимости резонансной амплитуды поперечной высокочастотной компоненты M_x от параметра n , полученные для поля $H = (50, 100, 150)$ Oe (кривые 1–3) при амплитуде высокочастотного поля $h_0 = (0.1, 0.5)$ Oe (тонкие и жирные кривые). На вставке приведена зависимость резонансной частоты от параметра формы n для указанных выше значений поля H . Видно, что для зависимости амплитуды прецессии от параметра формы характерно наличие максимума, величина которого зависит как от подмагничивающего поля, так и высокочастотного: если с ростом H величина максимума падает, то с ростом h_0 величина M_{xm} растет. Положение максимума определяется значением параметра n , при котором поле эффективной анизотропии H_{KN} становится равным нулю.

При подмагничивании эллипсоида вращения вдоль оси симметрии и поперечной накачке слабым полем ($h_0 \ll H$), следует ожидать относительно малых амплитуд прецессии $M_{xm} \ll M_0$, а также круговых установившихся траекторий в плоскости (M_x, M_y) в силу симмет-

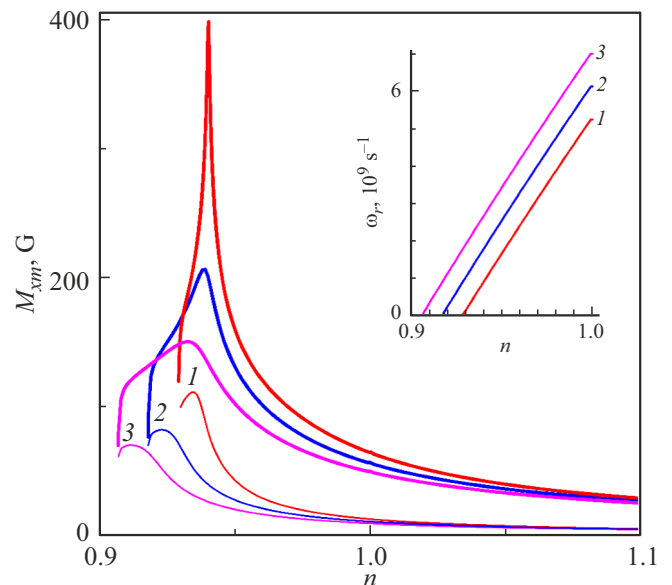


Рис. 3. Зависимости резонансной амплитуды прецессии и резонансной частоты (на вставке) от параметра формы, $H = 50, 100, 150$ Oe (кривые 1–3), $h_0 = (0.1, 0.5)$ Oe (тонкие и жирные кривые).

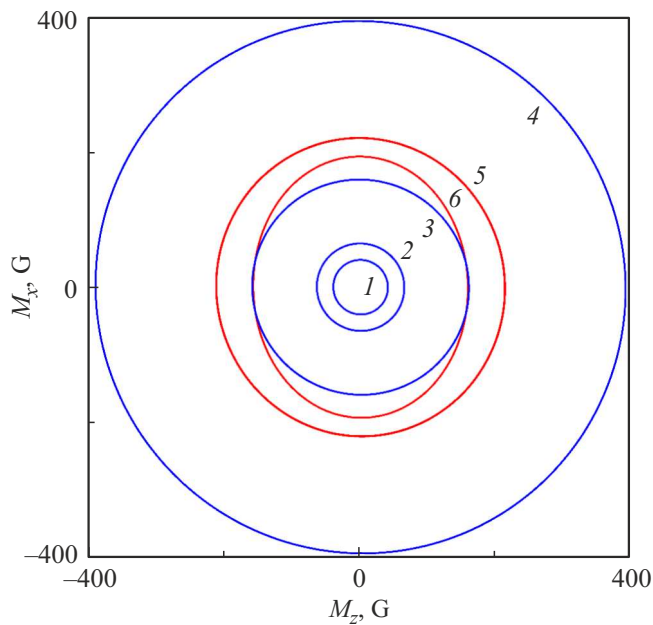


Рис. 4. Резонансные траектории при подмагничивании НЧ вдоль „легкой“ оси, параллельной оси симметрии, $H = 50$ Ое, $h_0 = 0.5$ Ое, $n = 1.05, 1.0, 0.95, 0.94, 0.935, 0.93$ (1–6).

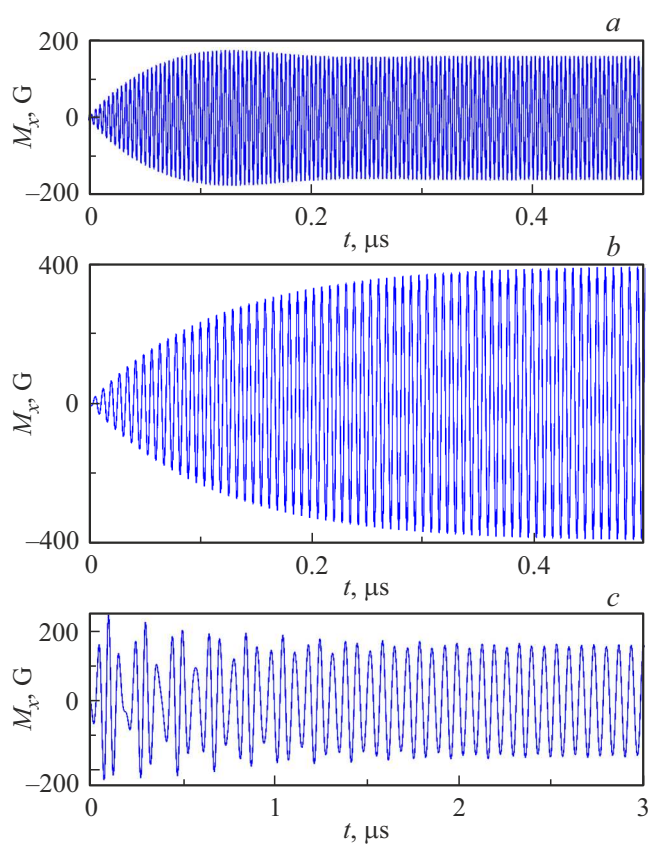


Рис. 5. Зависимость от времени x -компоненты намагниченности при установлении стационарных колебаний, $n = 0.95, 0.94, 0.93$ (a–c), $H = 50$ Ое и $h_0 = 0.5$ Ое.

рии прецессии и начальных условий $\varphi_0 = \theta_0 = 0$. Тем не менее, представленный на рис. 4 набор установившихся резонансных траекторий, отвечающих $H = 50$ Ое, $h_0 = 0.5$ Ое и значениям параметра $n = 1.05, 1.00, 0.95, 0.94, 0.935, 0.93$ (кривые 1–6), содержит не только круговые, но и эллиптические траектории. Для n , при которых $H_{KN} > 0$, все траектории являются круговыми, тогда как для n , при которых $H_{KN} < 0$, прецессионные траектории испытывают с уменьшением n все более заметные эллиптические искажения. В этих условиях начинает проявляться нелинейный эффект, заключающийся в наложении на круговую прецессию, имеющую частоту высокочастотного поля, нутационного движения с удвоенной частотой, в результате чего траектория становится эллиптической. Обращает внимание также тот факт, что с уменьшением n амплитуда прецессии растет и при значении $n = 0.94$, которому отвечает $H_{KN} = 0$, амплитуда достигает значения $M_x = M_0/2$.

На рис. 5, a–c приведена зависимость x -компоненты намагниченности от времени при установлении стационарных колебаний из исходного равновесного положения для трех случаев, отвечающих траекториям 3, 4, 6 на рис. 4. Видно, что переходный процесс при выходе на круговые траектории носит регулярный характер (a, c). Для переходного процесса при выходе на эллиптическую траекторию (при $n = 0.93$) характерны наличие биений и наиболее продолжительный временной интервал (c), что обусловлено не только наименьшей частотой прецессии, но и нелинейностью процесса.

Далее рассмотрим зависимость от частоты амплитуды прецессии намагниченности для трех вышерассмотренных случаев $n < 1$ при $H = 50$ Ое и $h_0 = 0.5$ Ое. На рис. 6 приведена зависимость от частоты максимальных x -компонент прецессирующей намагниченности НЧ с $n = 0.95, 0.94, 0.93$ (кривые 1–3). В первых двух случаях прецессионные колебания близки к линейным, несмотря на большую их амплитуду, и значение реализующейся резонансной частоты близко к значению, определяемому по формуле (7). В случае же $n = 0.93$ прецессия существенно нелинейна, максимальная ее амплитуда отвечает частоте $\omega \approx 2.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, тогда как формула (7) дает значение $\omega_r \approx 1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Кроме того, в последнем случае наблюдается большая частотная область, в которой реализуется динамическая бистабильность, когда при одних и тех же параметрах системы, под влиянием начальных условий и флуктуаций, могут устанавливаться два стационарных прецессионных режима с различными характеристиками. В данном случае составляющие бистабильности режимы в несколько раз отличаются по амплитуде прецессии. В частности, на частоте $\omega \approx 2.5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ могут быть реализованы два стационарных прецессионных режима — с $M_{x\text{max}} \approx 50 \text{ Г}$ и с $M_{x\text{max}} \approx 500 \text{ Г}$. Заметим также, что для трех представленных случаев максимальная амплитуда прецессии реализуется при $n = 0.93$, что объясня-

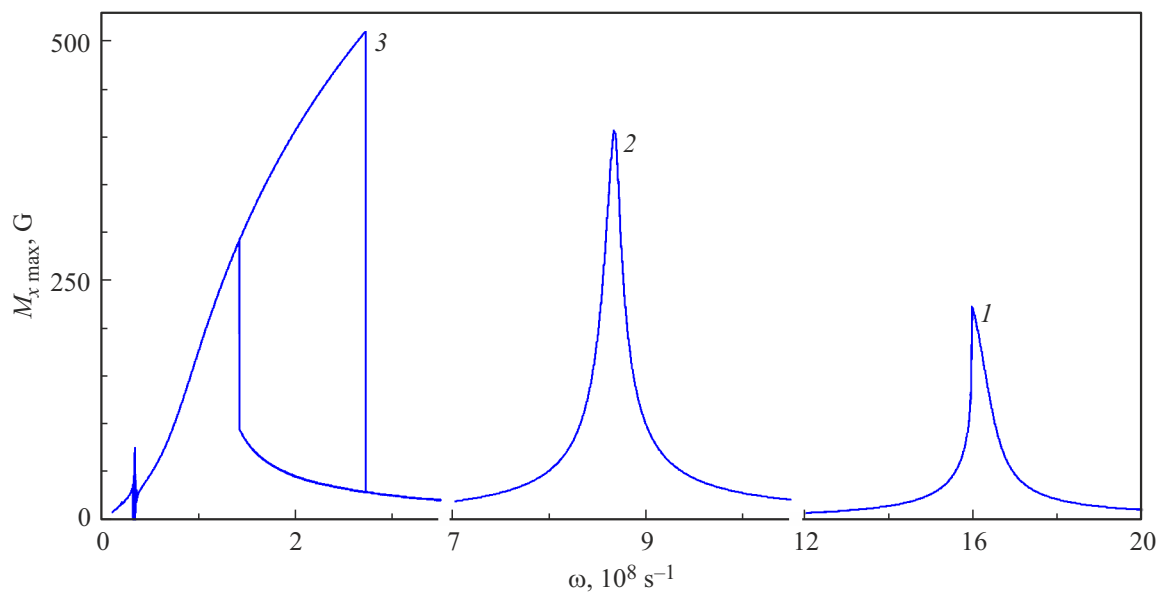


Рис. 6. Частотная зависимость резонансной амплитуды прецессии, $n = 0.95, 0.94, 0.93$ (кривые 1–3), $H = 50$ Ое, $h_0 = 0.5$ Ое.

ется минимальным эффективным полем, действующим на намагниченность частицы.

4. 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 ($h_0 \ll H$) наблюдается ряд особенностей, связанных с проявлением нелинейности. 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 $n = 0.93$ и прецессия становится существенно нелинейной.

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 [22–24].

В заключение также укажем на ограничения, накладываемые на размер НЧ, связанные с требованием однородности намагниченности [25]: 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 $d > d_{\min} \approx 10$ nm; 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 $\sigma_s \approx 1$ erg/cm²). Поэтому для исследуемой нами НЧ необходимо, чтобы $d < 2R_{cr} \approx 30$ nm.

Таким образом, наиболее оптимальным размером НЧ для наблюдения ФМР является $d \in (10–30)$ nm. Отметим однако, что по данным работы [26] металлические частицы с $d \approx (40–50)$ nm следует считать однодоменными.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № 0830-2020-0009.

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.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова. ФТТ **56**, 2326 (2014).
- [4] R. Berger, J.-C. Bissey, J. Kliava, H. Daubric, C. Estournés. JMMM **234**, 535 (2001).

- [5] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, Г.И. Джардималиева, А.Д. Помогайло, А.С. Розенберг, Y. Tanimoto, M. Leonowicz, E. Sowka. ФТТ **49**, 8, 1436 (2007).
- [6] G. Gubbiotti, G. Carlotty, T. Okuno, L. Giovannini, F. Montoncello, F. Nizzoli. Phys. Rev. B **72**, 184419 (2005).
- [7] K.D. Usadel. Phys. Rev. B **73**, 212905 (2006).
- [8] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. J. Phys. D **43**, 264001 (2010).
- [9] A. Moser, K. Takano, D.T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S.H. Sun, E.E. Fullerton. J. Phys. D **35**, 19, R157 (2002).
- [10] V. Flovik, F. Macia, J.M. Hernandez, R. Bručas, M. Hanson, E. Wahlström. Phys. Rev. B **92**, 104406 (2015).
- [11] А.М. Биллер, О.В. Столбов, Ю.Л. Райхер. Вычислительная механика сплошных сред **8**, 3, 273 (2015).
- [12] M.P. Wismayer, B.W. Southern, X.L. Fan, Y.S. Gui, C.-M. Hu, R.E. Camley. Phys. Rev. B **85**, 064411 (2012).
- [13] M. Pardavi-Horvath, B.J. Ng, F.I. Gastano, H.S. Körner, C. Garcia, C.A. Ross. J. Appl. Phys. **110**, 053921 (2011).
- [14] N.Yu. Grigoryeva, D.A. Popov, B.A. Kalinikos. Phys. Solid State **56**, 9, 1806. (2014).
- [15] А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. Письма в ЖЭТФ **99**, 12, 806 (2014).
- [16] C. Wen-Bing, H. Man-Gui, Z. Hao, O. Yu, D. Long-Jiang. Chin. Phys. B **19**, 8, 087502 (2010).
- [17] E.V. Skorohodov, R.V. Gorev, R.R. Ykubov, E.S. Demidov, Yu.V. Khivintsev, Y. Filimonov, V.L. Mironov. JMMM **424**, 118 (2017).
- [18] А.М. Шутый, S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. Phys. Rev. B **91**, 2, 024421 (2015).
- [19] А.М. Шутый, D.I. Sementsov. JMMM **401**, 3, 1033 (2016).
- [20] Т.М. Василевская, А.М. Шутый, Д.И. Семенцов. ФТТ **64**, 2, 200 (2022).
- [21] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994).
- [22] В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации. Физматлит, М. (2019).
- [23] М.А. Шамсутдинов, Л.А. Калякин, А.Т. Харисов. ЖТФ **80**, 6, 106 (2010).
- [24] П.Е. Зильберман, А.Г. Темирязов, М.П. Тихомирова. ЖЭТФ **108**, 281 (1995).
- [25] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Наука, М. (1982). Т. VIII.
- [26] С.А. Непийко. Физические свойства малых металлических частиц. Наук. думка, Киев (1985).

Редактор Т.Н. Василевская