

СТРОЕНИЕ И СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ И МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

PACSnumbers: 05.50.Tt, 07.55.Db, 75.10.Hk, 75.40.Mg, 75.75.+a, 76.20.+q, 85.70.Au

Перемагничивание наночастицы циркулярно-поляризованным магнитным полем

Т. В. Лютый, А. Ю. Поляков

*Сумский государственный университет,
физико-технический факультет,
ул. Римского-Корсакова, 2,
40007 Сумы, Украина*

Изучено влияние внешнего поля, поляризованного в плоскости, перпендикулярной оси легкого намагничивания сферической одноосной ферромагнитной наночастицы, на динамику ее магнитного момента. Теоретически и численно показана возможность переключения намагниченности наночастицы циркулярно-поляризованным полем. Установлены количественные критерии перехода магнитного момента из режима однородной к режиму неоднородной прецессии и продемонстрирована их зависимость от предыстории состояний.

Вивчено вплив зовнішнього поля, поляризованого у площині, що є перпендикулярною щодо осі легкого магнетування сферичної одноосної ферромагнетної наночастишки, на динаміку її магнетного моменту. Теоретично та чисельно показано можливість перемикавання намагнетованості циркулярно-поляризованим полем. Встановлено кількісні критерії переходу магнетного моменту з режиму однорідної до режиму неоднорідної прецесії та продемонстровано їх залежність від попередньої історії станів.

Influence of the external magnetic field polarized in a plane, which is perpendicular to the axis of easy magnetization of a spherical uniaxial ferromagnetic nanoparticle on dynamics of its magnetic moment is studied. The opportunity of switching of magnetization of a nanoparticle by the polarized field is shown theoretically and numerically. The quantitative criteria for transition of a magnetic moment from a uniform precession mode to a nonuniform one are revealed, and their dependence on previous history of states is demonstrated.

Ключевые слова: одноосная ферромагнитная наночастица, циркулярно-поляризованное магнитное поле, переключение намагниченности.

(Получено 27 декабря 2007 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность изучения ферромагнитных наночастиц, а также их ансамблей диктуется, в первую очередь, перспективами использования таких объектов в качестве носителей информации в современных магнитных накопителях [1–3]. Бит информации в таких устройствах определяется тем, в каком из двух равновесных состояний, связанных с сильной одноосной анизотропией, находится магнитный момент \mathbf{m} наночастицы. Поэтому с точки зрения процесса записи данных важным является вопрос об управляемом переключении его состояния. В конечном итоге эта проблема напрямую связана с быстродействием накопителей, которое ограничивается временем перемагничивания наночастиц в процессе записи. Таким образом, поиск способов быстрого и малоэнергоёмкого изменения направления магнитного момента является важной прикладной задачей, которая вызывает значительный интерес исследователей [4–8].

Точное описание перемагничивания малой ферромагнитной частицы с одноосной анизотропией постоянным внешним полем \mathbf{H} , параллельным легкой оси, дано в работе [9]. В частности, было показано, что при некотором критическом значении поля $\mathbf{H}_{\text{кр}}$ происходит переход магнитного момента из одного равновесного состояния в другое. В дальнейшем было показано, что подобные переходы происходят и при других внешних воздействиях. Так, из работ [6, 10] следует, что наночастица может перемагничиваться импульсным полем \mathbf{H}_{\perp} , перпендикулярным легкой оси. В [11] численно продемонстрирована возможность перехода между двумя равновесными направлениями магнитного момента под действием как постоянного поля \mathbf{H} , приложенного вдоль оси легкого намагничивания наночастицы, так и поля $\mathbf{h}(t)$, циркулярно-поляризованного в плоскости, перпендикулярной к легкой оси. При этом величина критического поля $\mathbf{H}_{\text{кр}}$ оказалась существенно меньше, чем в [9]. На уменьшение величины $\mathbf{H}_{\text{кр}}$ указывают также результаты эксперимента по перемагничиванию наночастицы в присутствии радиочастотного импульса вращающегося поля $\mathbf{h}(t)$ [12].

Идеи о перемагничивании наночастицы вращающимся полем $\mathbf{h}(t)$ были предложены и численно исследованы в работах [13–15]. Последовательное аналитическое описание процесса перемагничивания наночастицы циркулярно-поляризованным полем дано в работе [15]. На основании критерия устойчивости прецессии магнитного момента под действием внешнего поля $\mathbf{h}(t)$ было показано, что инверсии направлений намагниченности могут обуславливаться исключительно циркулярно-поляризованным полем $\mathbf{h}(t)$. Кроме того, учет взаимодействия с термостатом [16] показывает, что случайное тепловое поле способно инициировать пере-

ключение намагниченности наночастицы в присутствии вращающегося поля. При этом амплитуды поля $\mathbf{h}(t)$ существенно меньше критических значений, на которых происходит потеря устойчивости прецессии магнитного момента.

Однако не всегда потеря устойчивости прецессии магнитного момента приводит к инвертированию направления магнитного момента. Как показано в [17], поведение намагниченности ферромагнитных пленок в присутствии вращающегося поля $\mathbf{h}(t)$ может быть достаточно разнообразным. Вывод о том, что под действием поля $\mathbf{h}(t)$ магнитный момент наночастицы может участвовать в более сложных, чем обычная прецессия, формах движения, следует также из работы [18]. В частности, отклонения \mathbf{m} от прецессионного движения могут быть подобными нутациям оси гироскопа [19] и заключаются в наложении на регулярное вращение магнитного момента колебаний величины угла между легкой осью и направлением вектора \mathbf{m} . Таким образом, потеря устойчивости может означать смену режимов движения, а важный с практической точки зрения вопрос о том, когда именно происходит перемагничивание наночастицы циркулярно-поляризованным полем, остается открытым. Решение этой проблемы и определяет цель настоящей работы.

2. МОДЕЛЬ

Будем рассматривать сферическую ферромагнитную одноосную наночастицу. Пусть ось ее легкого намагничивания совпадает с осью Oz декартовой системы координат. Полагаем, что обменное взаимодействие спинов частицы достаточно велико и поведение суммарного магнитного момента определяется моделью когерентного вращения, т.е. модуль магнитного момента является сохраняющейся величиной. В таком случае намагниченность частицы будет характеризоваться классическим магнитным моментом \mathbf{m} ($|\mathbf{m}| = \text{const}$), динамика которого подчиняется уравнению Ландау–Лифшица

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{эф}} - \frac{\lambda \gamma}{m} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{эф}}), \quad (1)$$

где $\gamma (> 0)$ — гиромагнитное отношение; $\lambda (> 0)$ — безразмерный параметр затухания; $\mathbf{H}_{\text{эф}} = -\partial W / \partial \mathbf{m}$ — эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент; W — магнитная энергия частицы. При наличии только поля анизотропии \mathbf{H}_a уравнение (1) будет описывать затухающую прецессию магнитного момента безотносительно к начальному положению \mathbf{m} (см. рис. 1, а). В присутствии циркулярно-поляризованного поля $\mathbf{h}(t)$ динамика магнитного момента будет носить более сложный характер. Рас-

смотрим ее детально.

Пусть на магнитный момент наночастицы действует поле вида

$$\mathbf{h}(t) = h \cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \rho h \sin(\omega t) \mathbf{e}_y, \quad (2)$$

где h — амплитуда поля; ω — его частота; \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y — орты декартовой системы координат; $\rho = \pm 1$ соответственно для левой и правой поляризации. Магнитная энергия частицы в этом случае будет иметь вид

$$W = -\frac{1}{2} m H_a \cos^2 \theta - m h \sin \theta \cos(\varphi - \rho \omega t). \quad (3)$$

Здесь θ и φ — соответственно полярный и азимутальный углы вектора \mathbf{m} . Используя сферическую симметрию задачи, а также выражения (2) и (3), уравнение (1) можно преобразовать в систему двух уравнений

$$\begin{cases} \dot{\theta} = \gamma h \sin(\varphi - \rho \omega t) - \gamma \lambda \cos \theta (H_a \sin \theta - h \cos(\varphi - \rho \omega t)), \\ \dot{\varphi} = \gamma (H_a \cos \theta - \text{ctg} \theta \cos(\varphi - \rho \omega t)) - \frac{\gamma \lambda}{\sin \theta} h \sin(\varphi - \rho \omega t). \end{cases} \quad (4)$$

Данная система имеет два типа решений и соответственно описывает два режима движения магнитного момента. Первый представляет собой прецессию вектора \mathbf{m} с некоторым постоянным углом (см. рис. 1, б). В соответствии с терминологией, введенной в [18], будем говорить, что в таком случае имеет место **Р**-режим. Как было показано в [15], для **Р**-режима система (4) преобразует-

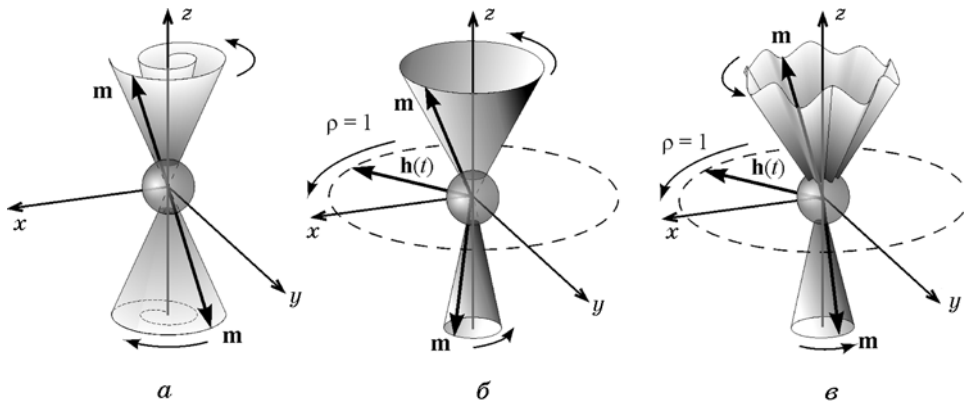


Рис. 1. Схематическое изображение прецессии магнитного момента: *a* — затухающая прецессия без внешнего поля; *б* — прецессия с постоянным углом в циркулярно-поляризованном поле; *в* — колебания угла прецессии.

ся в алгебраическое уравнение

$$\tilde{h}^2 = \frac{1 - \cos^2 \theta_1}{\cos^2 \theta_1} \left[\left(\cos \theta_1 - \frac{\rho \tilde{\omega}}{1 + \lambda^2} \right)^2 + \left(\frac{\lambda \tilde{\omega} \cos \theta_1}{1 + \lambda^2} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где $\tilde{h} = h/H_a$; $\tilde{\omega} = \omega/\omega_r$; $\omega_r = \gamma H_a$ — резонансная частота; θ_1 — угол установившейся прецессии магнитного момента. Решив уравнение (5), можно найти величину угла θ_1 . В общем случае (5) имеет 4 корня, из которых устойчивыми могут быть 1, 2 или 3. Условие устойчивости задается выражением

$$\chi = \lambda(\tilde{\omega}_1 + \tilde{\omega}_4) - \operatorname{Re} \sqrt{\lambda^2(\tilde{\omega}_4 - \tilde{\omega}_1)^2 - 4\tilde{\omega}_2\tilde{\omega}_3} > 0, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_1 &= \cos^2 \theta_1 - \frac{\rho \tilde{\omega}(1 - \cos^2 \theta_1)}{(1 + \lambda^2) \cos \theta_1}, & \tilde{\omega}_2 &= 1 - \frac{\rho \tilde{\omega}(1 + \lambda^2 \cos^2 \theta_1)}{(1 + \lambda^2) \cos \theta_1}, \\ \tilde{\omega}_3 &= \cos^2 \theta - \frac{\rho \tilde{\omega}(1 + \lambda^2 \cos^2 \theta_1)}{(1 + \lambda^2) \cos \theta_1}, & \tilde{\omega}_4 &= 1 - \frac{\rho \tilde{\omega}(1 - \cos^2 \theta_1)}{(1 + \lambda^2) \cos \theta_1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Второй режим движения вектора \mathbf{m} , так называемый **Q**-режим, характеризуется периодическим отклонением угла прецессии магнитного момента от легкой оси (см. рис. 1, б) и до настоящего времени не имеет аналитического описания.

3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА

Поскольку аналитическое решение системы (4) в общем случае затруднено, целесообразно на первом этапе исследовать его численными методами. На рисунке 2 показаны варианты численного решения (4) с нулевыми начальными условиями для следующих значений параметров: $\lambda = 0,2$, $\tilde{\omega} = 0,9$, $\rho = 1$. Очевидно, что первый график соответствует **P**-режиму, второй — **Q**-режиму, а из третьего следует, что для данной амплитуды циркулярно-поляризованного поля равновесные состояния в области $z > 0$ отсутствуют. Таким образом, поле $\mathbf{h}(t)$ может радикально влиять на намагниченность наночастицы вдоль оси z , несмотря на то, что само не имеет отличной от нуля проекции на данную ось. В частности, его действие может вызывать перемагничивание наночастицы. Для количественного описания данного явления система (4) решалась при квазистатическом изменении амплитуды поля h . Как видно из рис. 3, для определенных частот магнитный момент

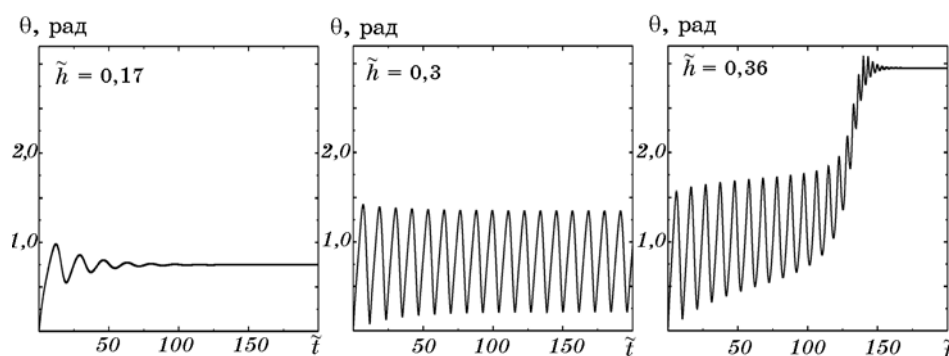


Рис. 2. Решение системы уравнений (4) для различных амплитуд циркулярно-поляризованного поля.

наночастицы может скачкообразно менять свое направление, в то время как для других частот непосредственно инвертирование магнитного момента происходит через изменение характера его движения. Потеря устойчивости, или несоблюдение условия (6), здесь означает появление нутационных движений вектора \mathbf{m} , которые, в свою очередь, также становятся неустойчивыми с ростом амплитуды h , и магнитный момент возвращается к обычной прецессии, но в области отрицательных значений координаты z . Заметим, что такой переход носит необратимый характер, и любое дальнейшее изменение амплитуды h вращающегося поля будет иметь следствием лишь коррекцию угла прецессии.

Поскольку \mathbf{P} -прецессия вектора \mathbf{m} описывается уравнением (5), целесообразно сравнить результаты, полученные с его помощью, с результатами численного решения (4). В частности, это позволит дать однозначный ответ на вопрос о том, при каких параметрах внешнего поля происходит перемагничивание наночастицы. На рисунке 4 изображены наиболее типичные ситуации, показывающие искомые различия, для следующих значений параметров: $\lambda = 0,2$, $\rho = 1$. Для повышения информативности в качестве численного значения установившейся величины $\cos\theta_1$ на графике изображена ее постоянная составляющая. Нижний график каждой пары определяет области устойчивых решений (5) согласно критерию (6). Первая пара графиков характерна для небольших частот. Совпадение теоретического и численного значений величины $\cos\theta_1$ в области положительных χ свидетельствует о наличии \mathbf{P} -режима движения магнитного момента. Потеря устойчивости решения (5) приводит к перемагничиванию наночастицы. Вторая пара наглядно демонстрирует сложный характер движения \mathbf{m} . В данном случае имеются три области, где $\chi > 0$, а потеря устойчивости не во всех случаях приводит к изменению знака m_z .

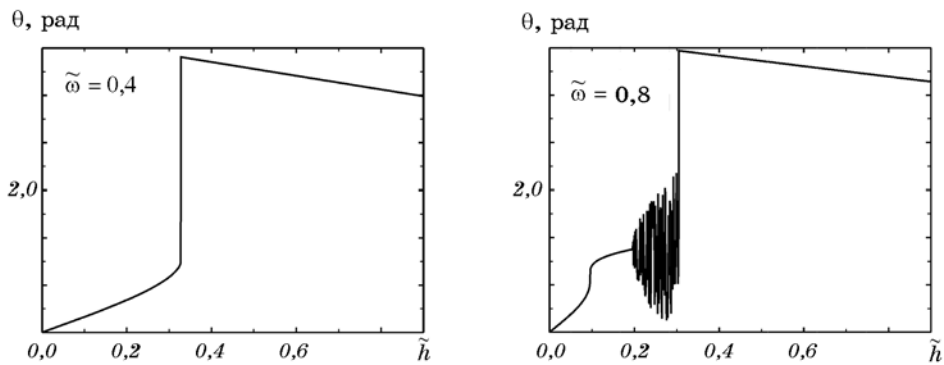


Рис. 3. Решение системы уравнений (4) при квазистатическом изменении амплитуды \tilde{h} циркулярно-поляризованного поля.

С ростом h сначала имеет место скачкообразный переход в так называемый промежуточный **P**-режим в области положительных значений координаты z без возбуждения колебаний оси прецессии. Затем при дальнейшем росте h прецессионное движение вновь теряет устойчивость, что сопровождается возбуждением нутационных движений или переходом в **Q**-режим, из которого впоследствии и происходит его переориентация. На третьей паре графиков описанный ранее промежуточный **P**-режим отсутствует. Потеря устойчивости приводит к переходу магнитного момента в **Q**-режим с последующим инвертированием направления.

Многообразие режимов движения магнитного момента и возможные последовательности их смен показывают фазовые диаграммы, представленные на рис. 5. Здесь область 1 соответствует **P**-режиму, 2 — **Q**-режиму, область 3 — промежуточному **P**-режиму, 4 — **P**-режиму в области отрицательных значений z . Каждая точка диаграммы, представленной на рис. 5, *a*, получена путем квазистатического изменения амплитуды вращающегося поля, в то время как для диаграмм на рис. 5, *б, в* квазистатическим образом изменялась частота поля при фиксированной амплитуде. Стрелками указано направление изменений параметров. Как видно из рисунка, положение координат изменения режимов движения зависит от характера привнесения возмущений в систему. Так, с увеличением амплитуды поля вплоть до инверсии направления магнитного момента все изменения являются обратимыми, что условно показано двойными стрелками между областями 1, 2 и 3 (см. рис. 5, *a*). Инверсия, или переход **m** в область 4, является необратимой: из области 4 магнитный момент уже не может попасть в другие области при обычном изменении параметров вращающегося поля для заданной его поляризации. То же самое можно сказать для магнитного момента, изначально

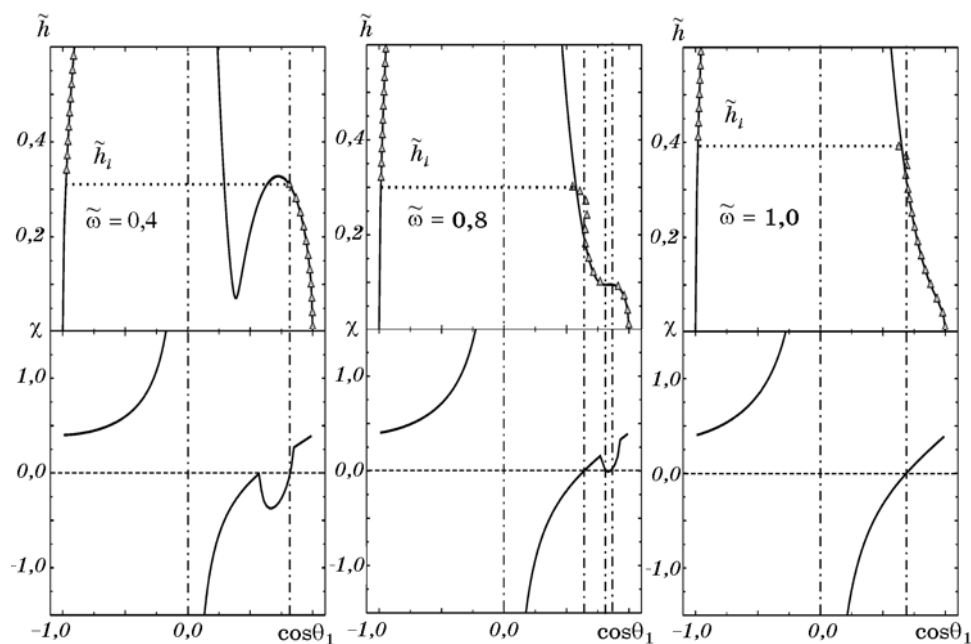


Рис. 4. Сравнение теоретических и численных результатов для различных значений частоты циркулярно-поляризованного поля. Нижние графики — поведение критерия устойчивости (6).

сориентированного против оси z . Это условно показано стрелкой, направленной вправо на диаграмме.

Качественные отличия диаграмм рис. 5, б и в обусловлены неоднозначной частотной зависимостью равновесного значения проекции магнитного момента m_z в определенном диапазоне значе-

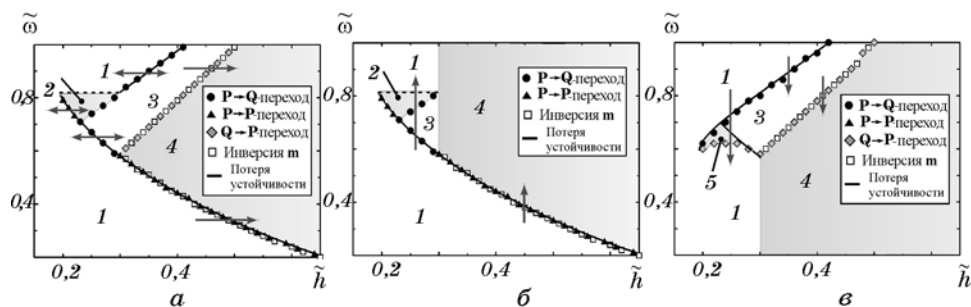


Рис. 5. Фазовые диаграммы, полученные при квазистатическом изменении амплитуды циркулярно-поляризованного поля (а), при квазистатическом увеличении частоты поля (б) и квазистатическом уменьшении частоты поля (в).

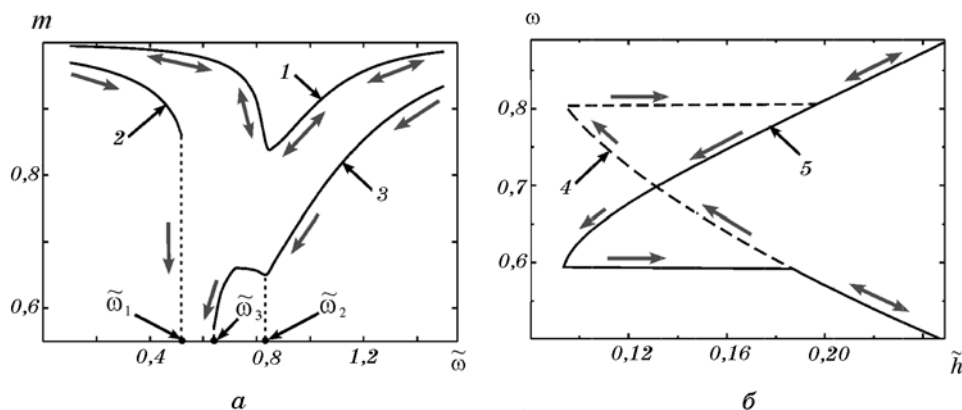


Рис. 6. Зависимости намагниченности наночастицы от частоты внешнего поля при $\tilde{h} = 0,09$ (1), при $\tilde{h} = 0,23$, частота возрастает (2), при $\tilde{h} = 0,23$, частота убывает (3) ($\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_3$ — точки переориентации \mathbf{m} , $\tilde{\omega}_2$ — точка смены режима движения \mathbf{m}) (а). Поведение критерия устойчивости в зависимости от направления изменения $\tilde{\omega}$ (б).

ний амплитуды вращающегося поля (см. рис. 6, а). При этом в зависимости от того, увеличивается или уменьшается частота, координаты точки потери устойчивости будут задаваться различными значениями корня алгебраического уравнения, получаемого приравниванием к нулю правой части выражения (6). Данный факт проиллюстрирован на рис. 6, б. С ростом частоты множество точек первой потери стабильности решения образует линию 4, в то время как с уменьшением частоты потеря стабильности впервые происходит в точках, лежащих на кривой 5. Отметим, что переходная область 5 на диаграмме рис. 5, б стягивается в линию при устремлении времени ожидания устоявшегося решения уравнения (4) к бесконечности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе численно исследована динамика магнитного момента сферической наночастицы. Детально проанализированы режимы прецессии магнитного момента и условия их возникновения. Численно подтверждена возможность скачкообразного перемагничивания наночастицы с помощью циркулярно-поляризованного внешнего поля. Показано, что результатом потери устойчивости прецессии магнитного момента может быть как инвертирование вектора магнитного момента, так и переход прецессии в неоднородный режим. Указана возможность перемагничивания наночастицы через режим неоднородной прецессии. Освещены

аспекты неоднозначной частотной зависимости проекции магнитного момента на направление легкой оси. Полученные результаты могут иметь практическую ценность как для индустрии медиаустройств, так и для экспериментальных методик по изучению ансамблей ферромагнитных наночастиц.

Авторы благодарят за поддержку Европейскую комиссию, проект NANOSPIN, Contract No. NMP4-СТ-2004-013545.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Albrecht, C. T. Rettner, and A. Moser, *Appl. Phys. Lett.*, **81**: 2875 (2002).
2. A. Moser, K. Takano, D. T. Margulies et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35**: R157 (2002).
3. *The Physics of Ultra-High-Density Magnetic Recording* (Eds. M. L. Plumer, J. van Ek, and D. Weller) (Berlin: Springer-Verl.: 2001).
4. M. Bauer, J. Fassbender, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. B*, **61**: 3410 (2000).
5. S. Kaka and S. E. Russek, *J. Appl. Phys.*, **80**: 2958 (2002).
6. C. Serpico, I. D. Mayergoyz, and G. Bertotti, *J. Appl. Phys.*, **93**: 6909 (2003).
7. E. B. Myers, F. J. Albert, J. C. Sankey et al., *Phys. Rev. Lett.*, **89**: 166801 (2002).
8. H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa et al., *Phys. Rev. Lett.*, **90**: 017204 (2003).
9. E. C. Stoner and E. P. Wolfarth, *Philos. Roy. Soc.*, **240**: 599 (1948).
10. G. Bertotti, I. Mayergoyz, C. Serpico, and M. Dimian, *J. Appl. Phys.*, **93**: 6811 (2003).
11. А. Ф. Хапиков, *Письма в ЖЭТФ*, **55**: 349 (1992).
12. C. Thirion, W. Wernsdorfer, and D. Mailly, *Nature Mat.*, **2**: 524 (2003).
13. Л. Н. Котов, С. Н. Носов, *ЖТФ*, **75**: 55 (2005).
14. Z. Z. Sun and X. R. Wang, *Phys. Rev. B*, **74**: 132401 (2006).
15. S. I. Denisov, T. V. Lyutyy, P. Hänggi, and K. N. Trohidou, *Phys. Rev. B*, **74**: 104406 (2006).
16. S. I. Denisov, T. V. Lyutyy, and P. Hänggi, *Phys. Rev. Lett.*, **97**: 227202 (2006).
17. Д. И. Семенцов, А. М. Шутый, *УФН*, **177**: 831 (2007).
18. G. Bertotti, C. Serpico, and I. D. Mayergoyz, *Phys. Rev. Lett.*, **86**: 724 (2001).
19. А. Н. Крылов, Ю. А. Крутков, *Общая теория гироскопов и некоторых технических их применений* (Ленинград: Изд-во АН СССР: 1932).