

Отклик магнитного момента наночастицы на импульсное воздействие

А. М. Шутый¹⁾, Д. И. Семенцов

Ульяновский государственный университет, 432970 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 30 июля 2018 г.

После переработки 11 октября 2018 г.

Исследован отклик магнитного момента изотропной и анизотропной наночастицы на действие гауссова импульса магнитного поля; в анизотропном случае рассмотрен также ступенчатый импульс. Выявлена сложная периодическая – с ярко выраженными экстремумами – зависимость амплитуды и продолжительности отклика от длительности и пикового значения импульса. Получены периодические условия процессов перемагничивания магнитного момента, сильно различающиеся по времени релаксации. Исследовано влияние на прецессионную динамику отклика одноосной анизотропии наночастицы и величины подмагничивающего поля.

DOI: 10.1134/S0370274X18230042

1. Введение. В последние годы ведется активное изучение магнитных наночастиц, а также их ансамблей [1–7]. Среди таких систем особый интерес представляют двумерные магнито-упорядоченные структуры, состоящие из однодоменных наночастиц, сформированных, например, на основе ферромагнитных металлов [8, 9]. В работах [10–13] рассмотрены равновесные состояния и динамические режимы, возникающие в процессе перемагничивания линейных цепочек и плоских квадратных решеток наночастиц во внешнем статическом магнитном поле. Проведены исследования прецессионной динамики и процессов перемагничивания решеток, состоящих из связанных в результате диполь-дипольного взаимодействия магнитных наночастиц, обладающих кристаллографической кубической анизотропией [14].

Наряду с этим, ансамбли магнитных наночастиц различной размерности могут служить средой для сверхплотной записи и хранения информации. Возможность записи информации на решетке магнитных диполей основана на изменении равновесной конфигурации магнитных моментов за счет воздействия импульсов магнитного поля, а считывание обеспечивается возбуждением возникшей конфигурации маломощным импульсом и сканированием отклика дипольной системы [15–17].

В работе [14] проведено исследование динамических режимов и процессов перемагничивания под действием переменных магнитных полей наночастиц, обладающих кубической кристаллографиче-

ской анизотропией магнитных моментов. Принципиально иная ситуация возникает в более распространенном случае одноосной магнитной анизотропии элементов решетки. При этом данный случай является также более важным для информационных систем записи и хранения информации [17].

В настоящей работе на основе численного решения динамических уравнений исследуется отклик на гауссов импульс дипольного магнитного момента наночастицы, являющейся изотропной, или обладающей одноосной анизотропией, при различной величине подмагничивающего поля. Для анизотропной наночастицы проводится также сравнение действий гауссова и ступенчатого импульсов. Рассмотрение широкого интервала значений длительности и пикового значения импульсов и построение соответствующих диаграмм отклика магнитного момента позволило выявить ранее неизвестные периодические зависимости прецессионной динамики и реализации перемагничивания магнитного момента от параметров импульса.

2. Исходные уравнения. Рассмотрим изолированную наночастицу с магнитным моментом \mathbf{m} и примем, что она обладает одноосной магнитной анизотропией и имеет размер, при котором находится в однодоменном состоянии. Энергию наночастицы запишем в виде суммы зеемановской энергии во внешнем магнитном поле \mathbf{H} и энергий анизотропии:

$$W(\mathbf{m}) = -\mathbf{m}\mathbf{H} - \frac{K_u(\mathbf{m}\mathbf{n})^2}{2}, \quad (1)$$

где K_u и \mathbf{n} – константа одноосной анизотропии и орт оси легкого намагничивания, а внешнее магнитное

¹⁾e-mail: shutuy@mail.ru

поле является суммой статического и высокочастотного полей. Динамика магнитного момента описывается уравнением Ландау–Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [18]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} - \frac{\alpha}{m} \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}, \quad (2)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации. Эффективное магнитное поле имеет вид:

$$\mathbf{H}^{\text{eff}} = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{m}} = \mathbf{H} + K_u \mathbf{n}(\mathbf{m}\mathbf{n}). \quad (3)$$

Далее перейдем к безразмерным параметрам: $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{m}/m$, $\tau = m\gamma t$, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/m$, в которых уравнения (2) принимают вид:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}}{\partial \tau} = -\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{h} - \boldsymbol{\mu} \times K_u \mathbf{n}(\boldsymbol{\mu}\mathbf{n}) - \alpha \boldsymbol{\mu} \times \frac{\partial \boldsymbol{\mu}}{\partial \tau}. \quad (4)$$

При дальнейшем анализе векторное уравнение (4) представляется тремя скалярными уравнениями. Так, для x -компонент $\partial \mu_x / \partial \tau$ получаем:

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mu_x}{\partial \tau} = (\mu_z + \alpha \mu_x \mu_y) h_y^{\text{eff}} - (\mu_y - \alpha \mu_z \mu_x) h_z^{\text{eff}} - \alpha (1 - \mu_x^2) h_x^{\text{eff}}, \quad (5)$$

где вектор эффективного поля: $\mathbf{h}^{\text{eff}} = \mathbf{h} + K_u \mathbf{n}(\boldsymbol{\mu}\mathbf{n})$. Уравнения для остальных компонент имеют аналогичный вид и могут быть получены циклической перестановкой составляющих.

Далее система координат выбрана таким образом, что направление легкой оси магнитной анизотропии совпадает с осью Y . Константа анизотропии принимается равной $K_u = 1$, либо рассматривается случай отсутствия анизотропии. Параметр диссипации $\alpha = 0.01$. Прецессионная динамика магнитного момента исследуется численным анализом на основе метода Рунге–Кутты четвертого порядка.

3. Отклик магнитного момента на импульс магнитного поля. Проведем исследование отклика магнитного момента на гауссов импульс внешнего магнитного поля:

$$h(\tau) = h_0 \exp[-(\tau - \tau_i)^2 / 2\tau_0^2], \quad (6)$$

где h_0 , τ_i и τ_0 – пиковое значение поля, временной сдвиг максимума импульса и его длительность. Поле импульса примем линейно поляризованным вдоль оси X , а временной сдвиг равным $\tau_i = 200$.

Вначале рассмотрим наночастицу без магнитной анизотропии, но находящуюся под действием постоянного магнитного поля. На рисунке 1 приведена зависимость от времени x -компоненты магнитного момента при действии импульса с параметрами $h_0 = 2$

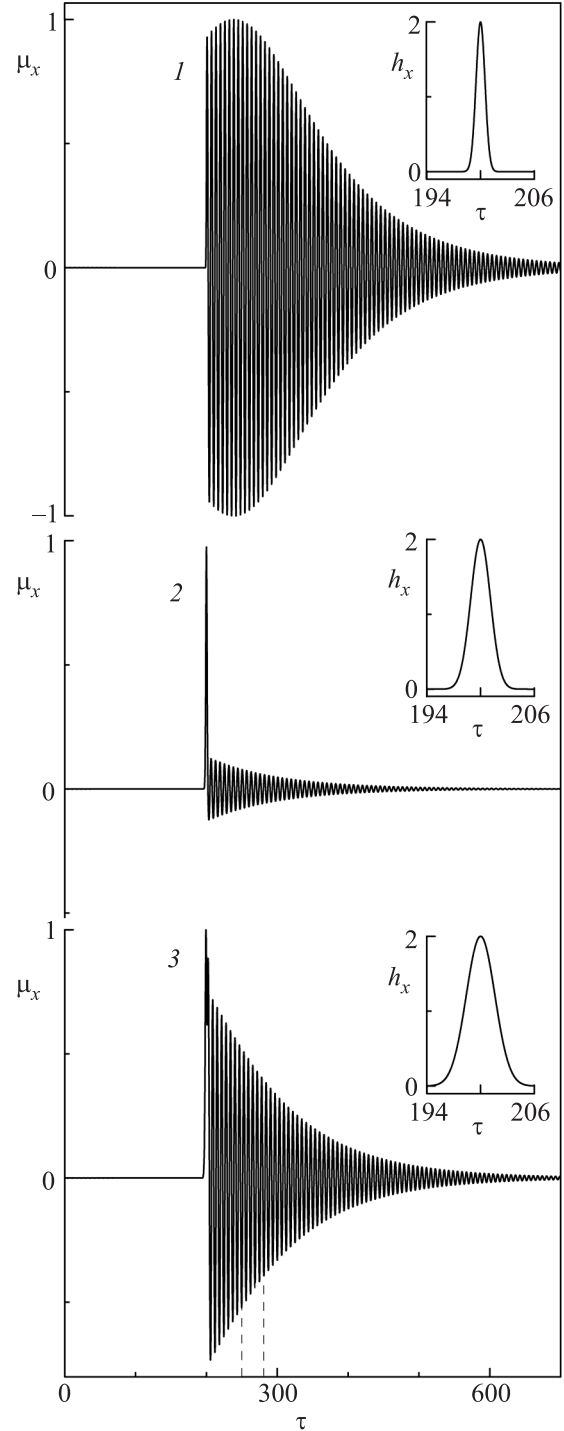


Рис. 1. Зависимость от времени x -компоненты магнитного момента изотропной наночастицы при действии импульса с параметрами $h_0 = 2$, $\tau_i = 200$ и $\tau_0 = 0.5$, 1.1, 1.6 (кривые 1–3) – профили импульсов приведен на вставках; подмагничивающее поле $h_y = 1$; параметр диссипации $\alpha = 0.01$

и $\tau_0 = 0.5$, 1.1, 1.6 (кривые 1–3) – профили импульсов приведены на соответствующих вставках.

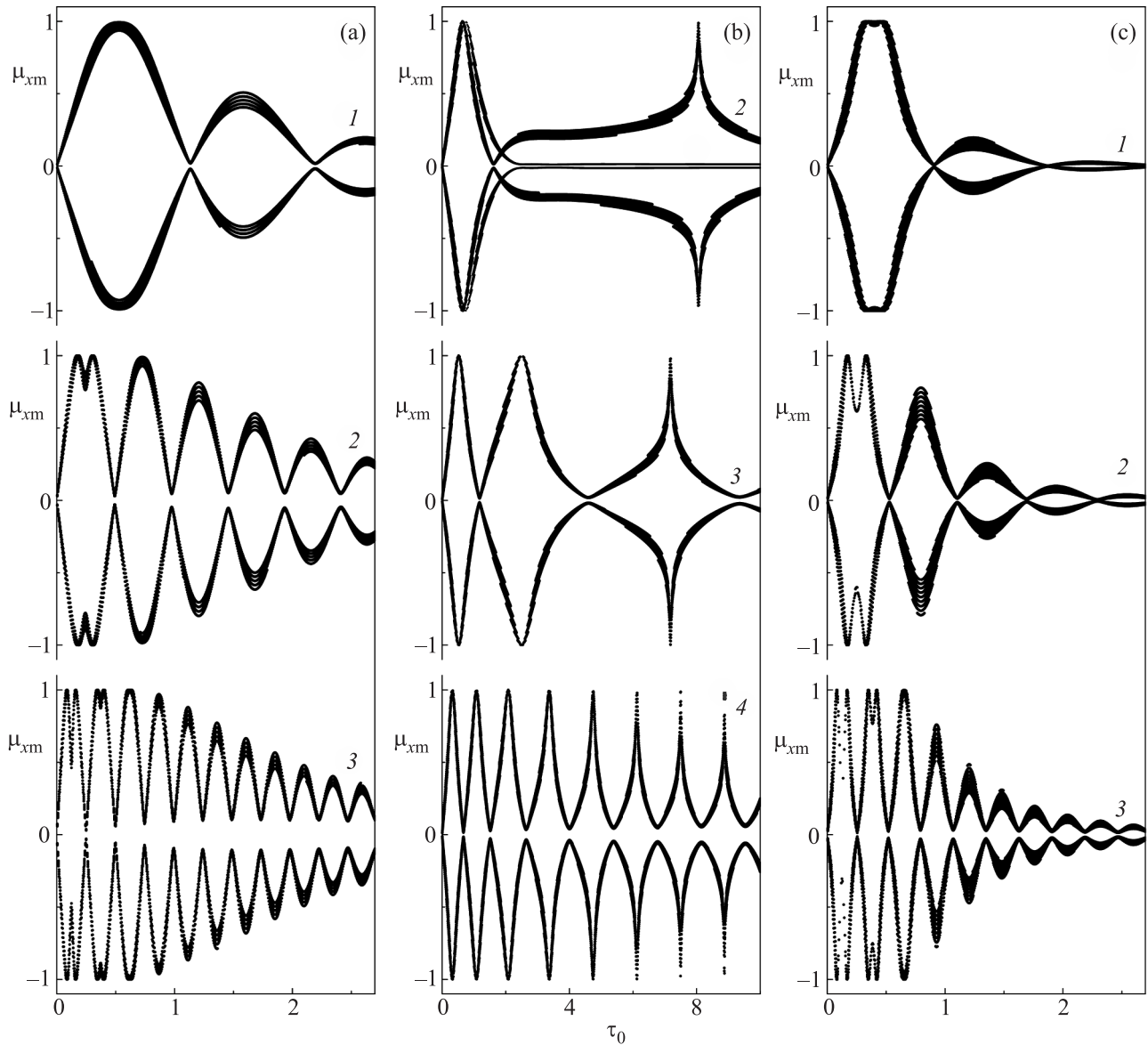


Рис. 2. Диаграммы зависимости от длительности импульса экстремальных значений x -компоненты прецессирующего магнитного момента изотропной (а) и анизотропной (b), (c) наночастицы на интервале $250 \leq \tau \leq 280$ при действии импульса с $h_0 = 2, 5, 10$ ((a), диаграммы 1–3), $h_0 = 1, 1.1, 1.3, 2$ ((b), диаграммы 1–4), $h_0 = 3, 5, 10$ ((c), диаграммы 1–3); подмагничивающего поля $h_y = 1$ (a), (c) и отсутствует для (b)

На магнитный момент вдоль оси Y действует подмагничивающее поле $h_y = 1$. Видно, что имеет место сильная зависимость прецессионной амплитуды и продолжительности отклика магнитного момента от длительности действующего импульса, причем эта зависимость не монотонна. В случаях 1 и 3 продолжительность отклика значительно превосходит длительность действующего импульса. В случае же 2 продолжительность отклика приблизительно равна длительности импульса – наблюдается отдельный всплеск поперечных компонент магнитного момента

и быстрое его приближение к равновесному состоянию. Для более детального исследования указанной зависимости построим диаграмму экстремумов прецессионной динамики магнитного момента от длительности импульса на выделенном интервале времени (отмеченном на рис. 1 пунктирными линиями).

Рассмотрим далее динамику магнитного момента как при отсутствии, так и при наличии одноосной магнитной анизотропии наночастицы. На рисунке 2 приведены диаграммы, определяющие зависимость от длительности импульса τ_0 экстремальных

значений x -компоненты прецессирующего магнитного момента ($\mu_{x\text{ m}} \equiv \mu_{x\text{ max}}, \mu_{x\text{ min}}$) на интервале времени $250 \leq \tau \leq 280$ после действия гауссова импульса. Случай (а) отвечает отсутствию анизотропии при подмагничивающем поле $h_y = 1$ и действию импульса с $h_0 = 2, 5, 10$ (диаграммы 1–3). Случай (б) – наличие одноосной анизотропии при отсутствии подмагничивающего поля; амплитуда импульса $h_0 = 1, 1.1, 1.3, 2$ (диаграммы 1–4). Случай (с) – наличие и одноосной анизотропии, и подмагничивающего поля $h_y = 1$ при действии импульса с $h_0 = 3, 5, 10$ (диаграммы 1–3). Число точек, отвечающих каждому значению τ_0 , приближенно равно числу полупериодов затухающих колебаний магнитного момента, уместающихся во взятом интервале времени при данном значении параметра τ_0 .

Из диаграмм на рис. 2 видно, что данная зависимость имеет сложный характер: во всех случаях имеет место чередование максимумов и минимумов амплитуд отклика магнитного момента, причем число данных экстремумов диаграмм увеличивается с ростом пикового значения импульса h_0 , и максимумы диаграммы уменьшаются с увеличением длительности импульса τ_0 . В случае действия подмагничивающего поля (а), (с) при достаточно большом пиковом значении импульса ($h_0 \geq 2$) и малой его длительности наблюдается раздвоение максимумов диаграммы, т.е. имеют место характерные “провалы”. Первые максимумы диаграмм (один или несколько) близки к предельно возможному значению, равному единице, а минимумы – к нулевому значению при малой длительности импульса, возрастая с увеличением τ_0 , что наиболее заметно в случае (а). В случае наличия магнитной анизотропии при отсутствии подмагничивающего поля (б) расстояние между максимумами диаграммы возрастает с увеличением τ_0 , и все они достигают предельного значения, т.е. единицы. При пиковом значении импульса, не превосходящем константы одноосной анизотропии $h_0 \leq K_u$, имеет место только один максимум диаграммы ((б), диаграмма 1), однако уже при незначительном увеличении параметра h_0 появляется второй максимум ((б), диаграмма 2). Случай наличия как одноосной анизотропии, так и подмагничивающего поля,сонаправленного легкой оси, т.е. случай (с), близок к выше-рассмотренному случаю (а), когда действует только подмагничивающее поле. Тот факт, что только в отсутствие подмагничивающего поля все максимумы достигают единицы (б), обусловлен симметрией поля анизотропии в обоих направлениях легкой оси и тем, что при достижении μ_x значения, равного единице, магнитный момент оказывается перпендикулярным

оси анизотропии. В случае же действия подмагничивающего поля вдоль легкой оси симметрия эффективного поля в направлениях Y и $-Y$ нарушается.

Таким образом, из диаграмм на рис. 2 следует, что при монотонном изменении длительности действующего гауссова импульса условия, отвечающие продолжительному отклику магнитного момента наночастицы, многократно чередуются с условиями, отвечающими короткому отклику.

На рисунке 3 приведена зависимость $\mu_x(\tau)$ и проекция на плоскость XZ траектории магнитного мо-

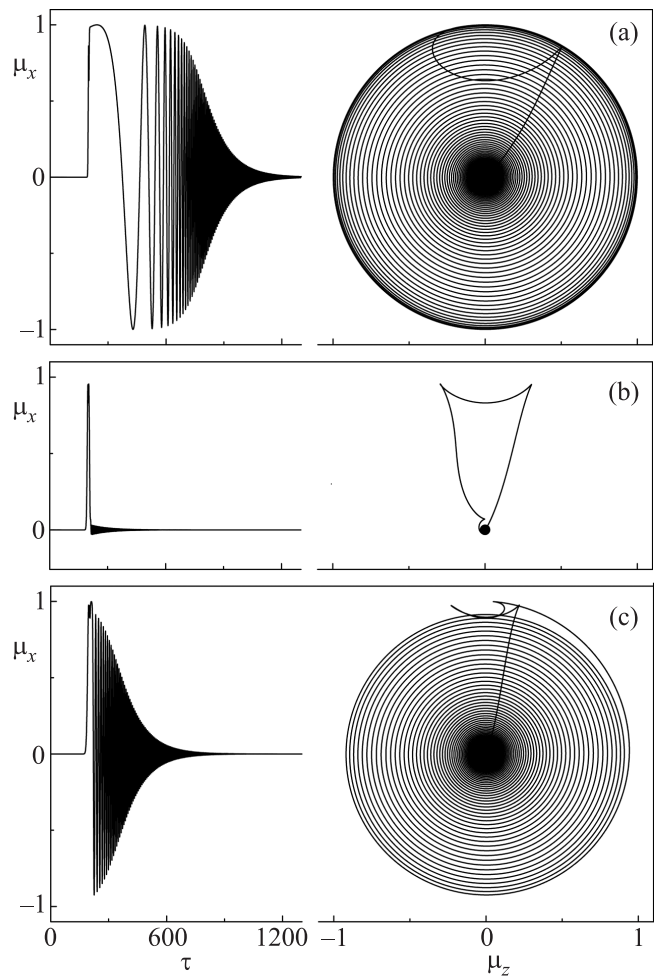


Рис. 3. Зависимость от времени отклика на импульс с $h_0 = 1.3$, $\tau_0 = 2.5, 4.6, 7.2$ (а)–(с) и соответствующие проекции траекторий магнитного момента наночастицы с одноосной анизотропией при $K_u = 1$ и отсутствии статического поля

мента наночастицы с одноосной анизотропией, который прецессирует в результате действия импульса с $h_0 = 1.3$ и $\tau_0 = 2.5, 4.6, 7.2$ (а)–(с); подмагничивающее поле отсутствует. Указанные значения τ_0 приближенно соответствуют двум максимуму-

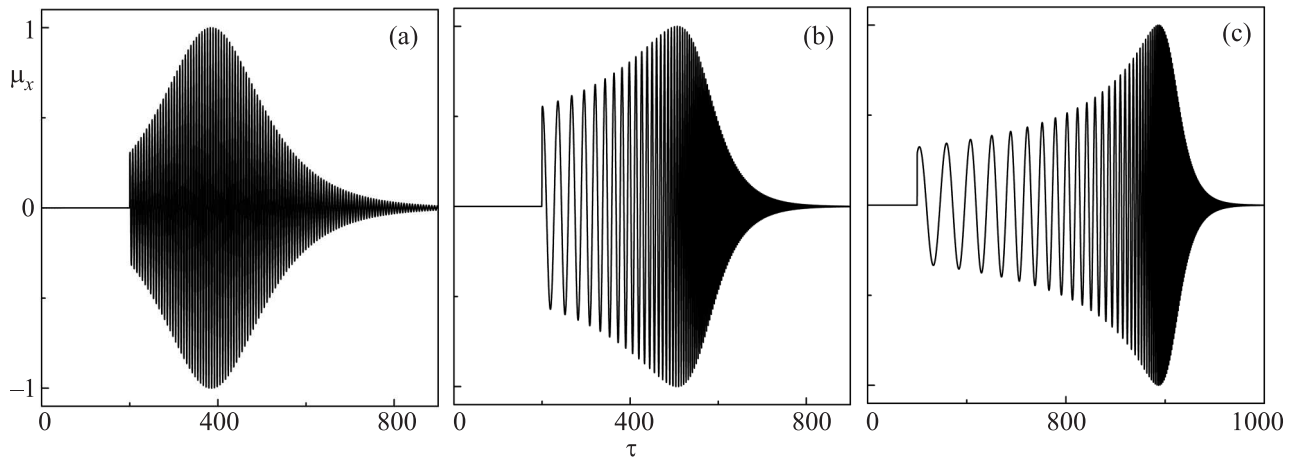


Рис. 4. Зависимость от времени отклика магнитного момента изотропной (а) и анизотропной (б), (с) наночастицы на импульс с $h_0 = 10$, $\tau_0 = 0.12$ (а), (с) и $h_0 = 5$, $\tau_0 = 0.25$ (б) при подмагничивающем поле $h_y = 1$

мам и минимуму на диаграмме рис. 2б. При значениях длительности импульса, отвечающих максимумам диаграммы, отклик магнитных моментов достигает наибольших амплитуд и продолжительности по времени. Так, при длительности гауссова импульса $\tau_0 = 2.5$ продолжительность отклика $\tau \approx 800$, при $\tau_0 = 4.6$ она составляет всего $\tau \approx 5$, а при $\tau_0 = 7.2$ продолжительный отклик снова большая $\tau \approx 400$. В случае длительности импульса, отвечающего на диаграмме минимуму, траектория колебаний магнитного момента оказывается быстро приближающейся к равновесному состоянию, в результате чего после короткого всплеска поперечных (по отношению к эффективному полю \mathbf{h}^{eff}) компонент магнитного момента амплитуда их колебаний резко падают, и прецессия практически прекращается.

На рисунке 4 приведена зависимость от времени x -компоненты магнитного момента изотропной (а) и анизотропной (б), (с) наночастицы, прецессирующего под действием импульса с $h_0 = 10$, $\tau_0 = 0.12$ (а), (с) и $h_0 = 5$, $\tau_0 = 0.25$ (б); подмагничивающее поле во всех случаях $h_y = 1$. Указанные параметры отвечают области “провала” максимумов диаграмм на рис. 2а, с. При данных условиях отклик магнитного момента значительно увеличивается по продолжительности, с сильно растянутым периодом нарастания амплитуды прецессии. Именно с относительно медленным нарастанием амплитуды прецессии связано возникновение на диаграммах “провалов”. В случае изотропной частицы частота колебаний остается практически неизменной, в случае же наличия одноосной анизотропии частота оказывается возрастающей.

Увеличение подмагничивающего поля приводит, главным образом, к более быстрому снижению максимумов отклика магнитного момента (т.е. максимумов диаграмм) при увеличении длительности импульса. На рисунке 5 приведены диаграммы зависимости от τ_0 отклика магнитного момента изотропной наночастицы, где каждому значению длительности импульса поставлены в соответствие только прецессионные максимумы x -компоненты магнитного момента $\mu_{x \text{ max}}(\tau_0)$ на интервале времени $250 \leq \tau \leq 280$ при действии импульса с $h_0 = 7$; величина подмагничивающего поля $h_y = 0.5, 1.5$ (диаграммы 1 и 2). Из диаграмм также видно, что повышение статического поля приводит к уменьшению и исчезновению “провалов” и небольшому сближению экстремумов отклика магнитного момента на действие импульса.

4. Перемагничивание наночастицы. При наличии одноосной анизотропии действие импульса, поле которого направлено вдоль оси X , может приводить к перемагничиванию наночастицы с исходной ориентацией вдоль положительного направления оси Y на противоположное направление $-Y$. На рисунке 6а приведена диаграмма зависимости от длительности импульса τ_0 экстремальных значений x -компоненты магнитного момента, прецессирующего в интервале времени $250 \leq \tau \leq 280$, при наличии одноосной анизотропии и отсутствии подмагничивающего поля; амплитуда импульса $h_0 = 2.5$. На рисунке 6б приведены диаграммы значений y -компоненты магнитного момента в момент времени $\tau = 250$ (1) и после релаксации (горизонтальные диаграммы 2 и 3), которые при исходном значении $\mu_y = 1$ выявляют интервалы длительности импульса, отвечают отсутствию перемагничивания ($\mu_y = 1$ – диаграмма 2)

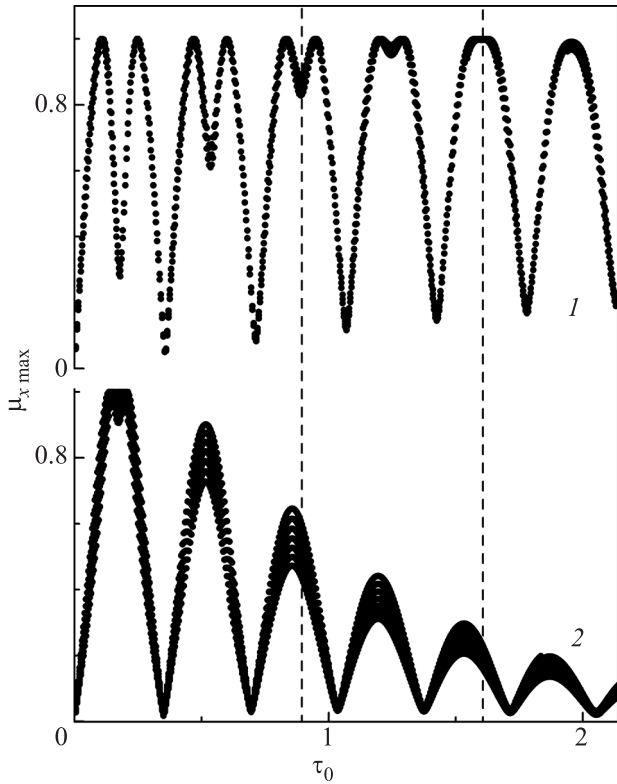


Рис. 5. Диаграммы зависимости от длительности импульса с $h_0 = 7$ прецессионных максимумов x -компоненты магнитного момента изотропной наночастицы на интервале времени $250 \leq \tau \leq 280$ при подмагничивающем поле $h_y = 0.5, 1.5$ (диаграммы 1 и 2)

и реализации перемагничивания магнитного момента ($\mu_y = -1$ - диаграмма 3). Из диаграмм видно, что границы интервалов параметра τ_0 , отвечающие перемагничиванию (или не перемагничиванию) магнитного момента, соответствуют области большого по продолжительности отклика системы на действующий импульс. Центры же этих интервалов отвечают условиям короткого отклика, т.е. магнитный момент быстро приходит к конечному направлению (Y или $-Y$, в зависимости от интервала), так как уже при $\tau = 250$ y -компонента приблизительно равна ± 1 .

На рисунке 7 приведена зависимость от времени y -компоненты магнитного момента для рассмотренного выше случая при амплитуде поля импульса $h_0 = 2$ и его продолжительности $\tau_0 = 0.3, 0.35, 0.4, 0.7, 1.5$ (кривые 1-5). Кривые 1-3 отвечают области вблизи края интервалов неперемагничивания (1) и перемагничивания (2 и 3), в результате чего y -компонента медленно приходит к равновесному положению. Кривые 4 и 5 отвечают области центра интервалов перемагничивания и неперемагничивания (соответственно), поэтому отклик магнитного момента на импульс очень короткий.

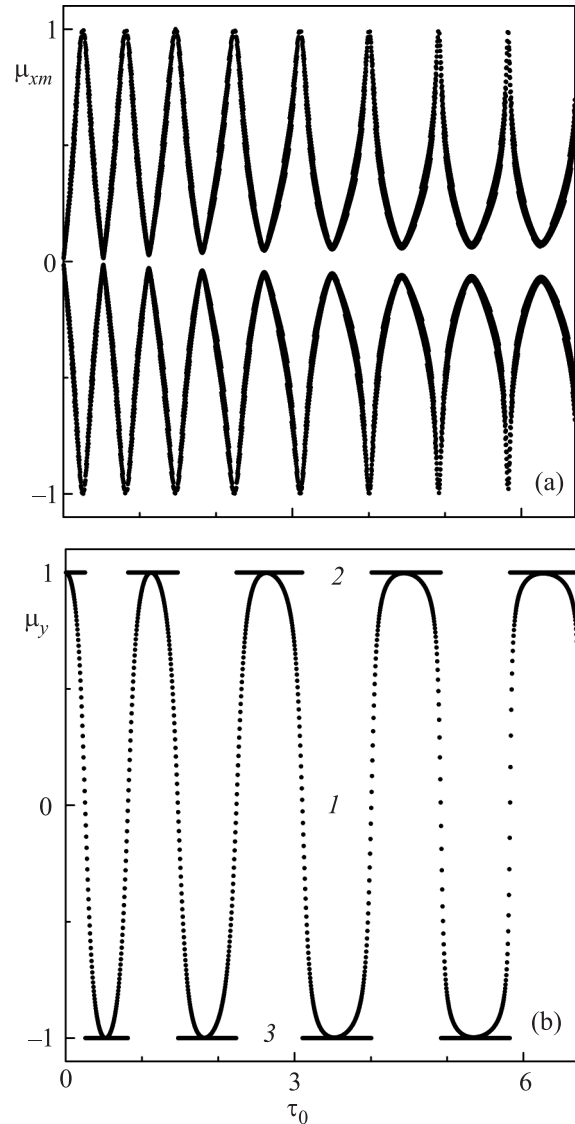


Рис. 6. Диаграмма зависимости от длительности импульса с $h_0 = 2.5$ экстремальных значений μ_{xm} в интервале времени $250 \leq \tau \leq 280$ (а) и значений y -компоненты магнитного момента при $\tau = 250$ ((b), 1), а также после релаксации ((b), 2 и 3), при наличии одноосной анизотропии наночастицы и отсутствии подмагничивающего поля

В случае действия даже слабого (относительно константы анизотропии) подмагничивающего поля условия существенно изменяются. На рисунке 8 приведены диаграммы зависимости от длительности импульса y -компоненты магнитного момента: в момент времени $\tau = 250$ (1) и после релаксации (2 и 3, соответственно при отсутствии и при реализации перемагничивания) в случае, когда на наночастицу с

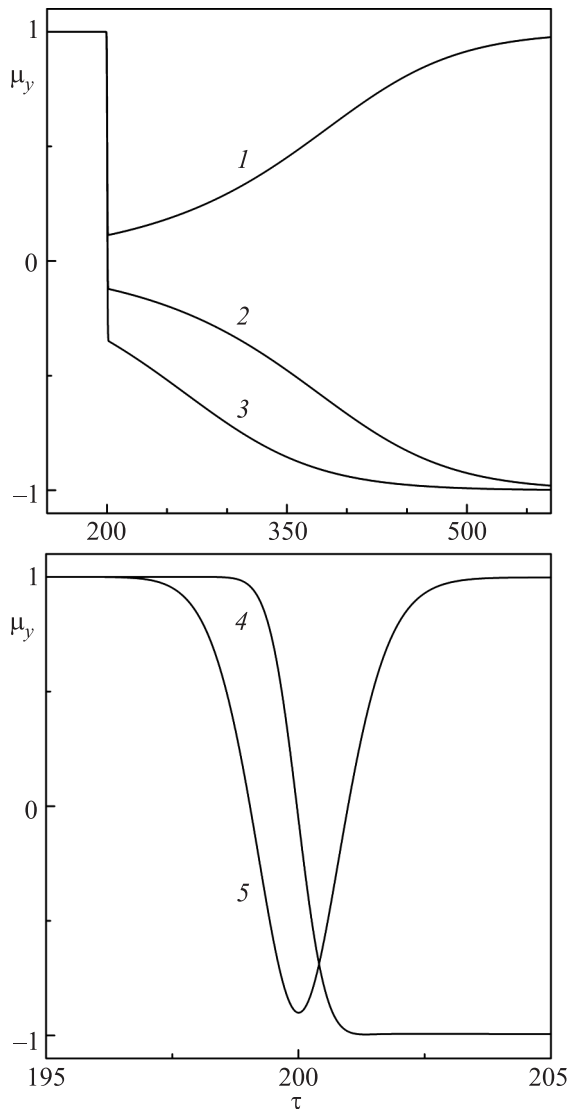


Рис. 7. Зависимость от времени y -компоненты магнитного момента при действии импульса с параметрами $h_0 = 2$ и $\tau_0 = 0.3, 0.35, 0.4, 0.7, 1.5$ (кривые 1–5) в случае анизотропной наночастицы и отсутствии подмагничивающего поля

одноосной анизотропией действует вдоль оси Y подмагничивающее поле $h_y = 0.2$ (а) и $h_y = -0.2$ (б); амплитуда импульса $h_0 = 2.5$. Видно, что при действии поля, совпадающего по направлению с ориентацией магнитного момента, реализуется только два интервала перемангничивания магнитного момента (при $h_y = 0.3$ остается только один интервал перемангничивания). В случае же противоположного действия поля имеют место несколько интервалов, отвечающих отсутствию перемангничивания, а начиная с некоторого значения длительности импульса (в дан-

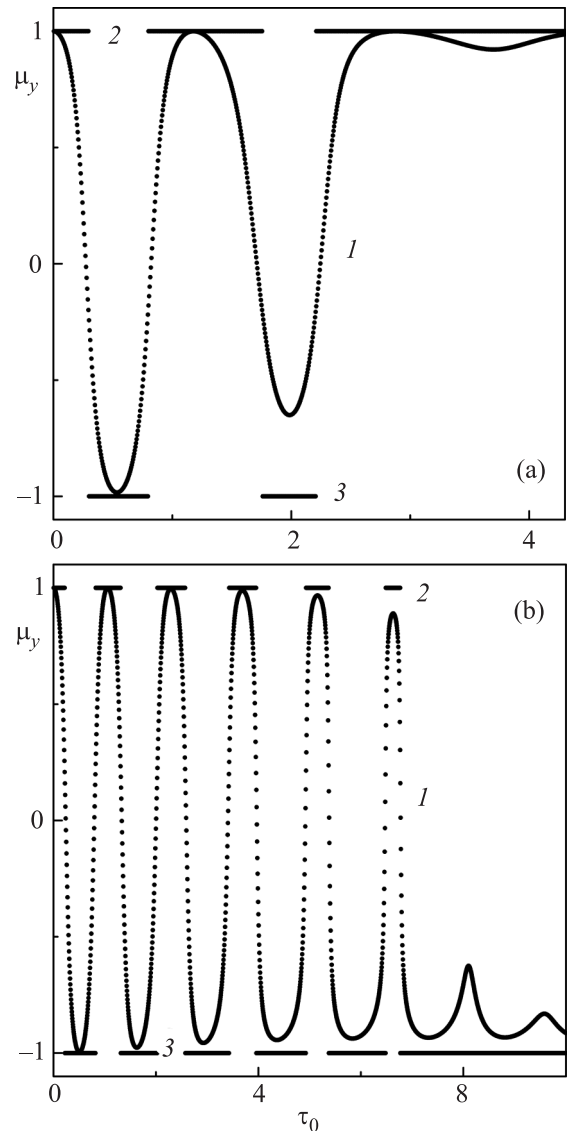


Рис. 8. Диаграммы зависимости от длительности импульса с $h_0 = 2.5$ y -компоненты магнитного момента при $\tau = 250$ (1) и после релаксации (2 и 3) в случае анизотропной наночастицы и действия подмагничивающего поля $h_y = 0.2$ (а) и $h_y = -0.2$ (б)

ном случае с $\tau_0 \geq 7$), отклик наночастицы всегда сопровождается перемангничиванием.

Изменение y -компоненты при отклике магнитного момента на импульсное воздействие в случае изотропной частицы и действия подмагничивающего поля подобно рассмотренным зависимостям, когда перемангничивание отсутствует.

5. Отклик анизотропной наночастицы на импульс со ступенчатым профилем. Зависимости отклика магнитного момента от параметров импульса, аналогичные вышерассмотренным, имеют место и в случае импульсов с другим профилем. Од-

нако форма импульса отражается на особенностях данной зависимости. На рисунке 9 для случая ступенчатого

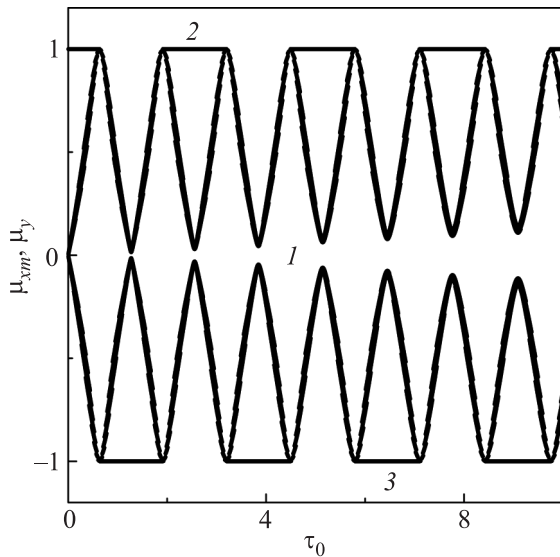


Рис. 9. Диаграмма зависимости от длительности импульса экстремумов μ_{xm} при $250 \leq \tau \leq 280$ (1) и значений μ_x после релаксации (2 и 3) для ступенчатого профиля импульса с $h_0 = 2.5$ при наличии анизотропии и отсутствии подмагничивающего поля

пенчатого (прямоугольного) профиля импульса величиной $h_0 = 2.5$ приведена диаграмма зависимости от длительности импульса экстремальных значений μ_{xm} в интервале времени $250 \leq \tau \leq 280$ (диаграмма 1) при наличии одноосной анизотропии и отсутствии подмагничивающего поля; а также значения y -компоненты магнитного момента после релаксации (диаграммы 2 и 3). Видно, что в отличие от случая гауссова импульса (см. рис. 6), при ступенчатом профиле интервалы значений τ_0 , отвечающие перемагничиванию (или его отсутствию), не увеличиваются с ростом длительности импульса; кроме того, сама диаграмма 1 имеет несколько другую форму (линейную на монотонных участках).

6. Заключение. Исследование динамики отклика на гауссов импульс магнитного момента изотропной наночастицы, а также наночастицы с одноосной магнитной анизотропией показало, что имеет место сильная зависимость амплитуды и продолжительности прецессионной динамики от пикового значения и длительности действующего импульса. Причем эта зависимость имеет немонотонный характер: с изменением длительности импульса амплитуда отклика периодически увеличивается и, достигнув максимума, начинает уменьшаться до минимальных значений. Число таких периодов возрастает с увеличением

пикового значения импульса. При наличии подмагничивающего поля максимумы отклика магнитного момента достигают предельно возможных значений (единицы, в безразмерных параметрах) в случае малой длительности импульса, а с его ростом уменьшаются. Максимумы отклика магнитного момента анизотропной наночастицы в отсутствие подмагничивающего поля всегда достигают предельно возможных значений, при этом второй и последующие максимумы возникают только, когда пиковое значение импульса превышает значение константы одноосной анизотропии. При условиях, отвечающих минимуму отклика магнитного момента на действие импульса, после очень короткого всплеска прецессионной динамики фазовая траектория быстро приближается к равновесному состоянию. Минимумы отклика близки к нулю при малой длительности импульса и медленно увеличиваются с его ростом. В области коротких импульсов и достаточно больших пиковых значениях поля возникают условия, при которых прецессия отклика магнитного момента оказывается значительно увеличенной по продолжительности с медленным нарастанием амплитуды до предельного значения и последующим более быстрым затуханием прецессии.

В случае анизотропной наночастицы максимумы отклика магнитного момента на действие ориентированного вдоль оси X импульса разбивают область значений длительности импульса на интервалы, отвечающие перемагничиванию магнитного момента (от исходного направления $\pm Y$ к противоположному $\mp Y$), которые чередуются с интервалами, отвечающими отсутствию перемагничивания. При этом центральные области данных интервалов характеризуются коротким откликом магнитного момента, т.е. быстрой релаксацией прецессионной динамики, а краевые области – длительным по продолжительности откликом магнитного момента. В случае действия импульса со ступенчатым профилем характер зависимостей остается прежним с незначительным изменением формы прецессионных диаграмм.

Исходя из данных, полученных при различных подмагничивающих полях, а также при различных пиковых значениях импульса, можно заключить, что рассмотренные зависимости не могут быть объяснены резонансными характеристиками магнитной подсистемы наночастиц. Резонансные свойства отражаются на частоте прецессии магнитного момента, но не на продолжительности отклика. Выявленные особенности отклика магнитного момента на импульсное воздействие должны быть обусловлены прецессионными аттракторами фазового пространства рас-

сматриваемой нелинейной системы при ее импульсном возбуждении. Необходимо отметить, что данные аттракторы являются устойчивыми, что доказывается сохранением всех выявленных эффектов даже при включении возмущения в виде белого шума, а также при рассмотрении решетки диполей, связанных слабым диполь-дипольным взаимодействием (результаты данных исследований не приведены в настоящей работе по причинам ее компактности).

Таким образом, в зависимости от требуемого эффекта можно добиваться как продолжительного во времени, так и очень короткого отклика магнитного момента наночастицы на импульс магнитного поля, путем изменения длительности импульса. При использовании неоднородной решетки магнитных диполей, различающихся по константе одноосной анизотропии, выявленные эффекты позволяют осуществлять селективное перемагничивание только выбранной части решетки единым, действующим на всю систему, импульсом. Полученные результаты справедливы для широкого класса динамических систем и выявляют общий характер их отклика на импульсное воздействие.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования РФ (Госзадание # 3.6825.2017/БЧ) и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (договор # 18-42-730001/18).

1. R. Kodama, J. Magn. Mater. **200**(1–3), 359 (1999).
2. R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter. **15**, R841 (2003).
3. М. А. Чуев, Письма в ЖЭТФ **85**(12), 744 (2007).
4. П. В. Бондаренко, А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, ЖЭТФ **139**(6), 1127 (2011).
5. А. А. Фраерман, УФН **182**(12), 1345 (2012).
6. М. А. Чуев, ЖЭТФ **141**(4), 698 (2012).
7. С. А. Дзян, Б. А. Иванов, ЖЭТФ **143**(6), 1131 (2013).
8. В. А. Кособукин, Б. Б. Кричевцов, ФТТ **52**(4), 759 (2010).
9. С. А. Гусев, Ю. Н. Ноздрин, М. В. Сапожников, А. А. Фраерман, УФН **170**(3), 331 (2000).
10. И. Р. Каретникова, И. М. Нефедов, М. В. Сапожников, А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский, ФТТ **43**(11), 2030 (2001).
11. A. M. Shutyi, S. V. Eliseeva, and D. I. Sementsov, Phys. Rev. B **91**(2), 024421 (2015).
12. A. M. Shutyi and D. I. Sementsov, JMMM **401**(3), 1033 (2016).
13. А. М. Шутый, Д. И. Семенов, Письма в ЖЭТФ **99**(12), 806 (2014).
14. A. M. Shutyi, S. V. Eliseeva, and D. I. Sementsov, JMMM **464**(5), 76 (2018).
15. Л. Н. Котов, Л. С. Носов, Ф. Ф. Асадуллин, ЖТФ **78**(5), 60 (2008).
16. N. Eibagi, J. J. Kan, F. E. Spada, and E. E. Fullerton, IEEE Magn. Lett. **3**(9), 4500204 (2012).
17. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, ФТТ **56**(12), 2326 (2014).
18. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, М. (1994).