

05,12

Резонансные прецессионные режимы системы диполей при слабом переменном поле

© А.М. Шутый, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: shuty@mail.ru

Поступила в Редакцию 2 июня 2021 г.

В окончательной редакции 2 июня 2021 г.

Принята к публикации 2 июня 2021 г.

В области ферромагнитного резонанса исследованы режимы прецессии суммарного магнитного момента плоских систем магнитных наночастиц, связанных диполь-дипольным взаимодействием при слабом высокочастотном поле. Показано, что диполь-дипольное взаимодействие помимо изменения резонансной частоты, приводит к нелинейности прецессионных режимов. Выявлены области амплитудной модуляции прецессии, неустойчивых прецессионных режимов, различного вида хаотической динамики, а также получены частотные зависимости, характерные для динамической бистабильности. Рассмотрены особенности резонансного поведения систем с различной по величине одноосной магнитной анизотропией наночастиц.

Ключевые слова: система диполей; ферро-магнитный резонанс; прецессия магнитного момента; анизотропия наночастицы; хаотические колебания.

DOI: 10.21883/FTT.2021.10.51401.134

1. Введение

В последние годы ведется активное изучение создаваемых нанотехнологиями магнитных сверхструктур и ансамблей магнитных наночастиц, между магнитными моментами которых проявляется, в основном, диполь-дипольное взаимодействие (ДДВ) [1–6]. Дискретность таких структур приводит к существенным отличиям их равновесных и динамических состояний, от состояний макроскопических монокристаллических объектов. К таким отличиям, в частности, могут быть отнесены бистабильные состояния решеток, обусловленные наличием различных ориентационных конфигураций с неодинаковым суммарным магнитным моментом, а также возможных управляемых переходов между конфигурациями и динамических колебательных режимов магнитного момента системы при их перемагничивании [7–10].

Регулярные ансамбли магнитных наночастиц могут служить средой для сверхплотной записи и хранения информации. Запись информации на решетках магнитных диполей основана на изменении равновесной конфигурации магнитных моментов за счет воздействия радиоимпульсов магнитного поля. При этом считывание информации может быть реализовано за счет возбуждения возникшей конфигурации маломощным радиоимпульсом на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР) и последующим сканированием частоты отклика дипольной системы [11–13]. Для адекватной интерпретации результатов измерений на основе резонансных методик необходимо учитывать, что положение линии ФМР и ее ширина зависят от формы и размера наночастиц, расстояния между ними и конфигурации самой систе-

мы [14–18]. Существенно также влияние равновесного состояния намагниченности наночастиц, которое определяется, главным образом, типом и величиной магнитной анизотропии. Исследование динамических режимов и процессов перемагничивания в переменных магнитных полях решеток из наночастиц, обладающих кубической кристаллографической анизотропией, проведено авторами в работе [19]. Принципиально иная ситуация возникает в более распространенном случае одноосной магнитной анизотропии элементов решетки. Данный тип анизотропии является также более важным для информационных систем записи и хранения информации.

Чтобы использовать ФМР для анализа динамических состояний магнитных решеток в целом и для изучения динамики магнитных моментов отдельных наночастиц необходим учет указанных выше факторов в математической модели, описывающей динамические свойства дипольных решеток. В настоящей работе на основе численного решения уравнений Ландау–Лифшица исследуются прецессионные режимы магнитного момента системы наночастиц в области ФМР при слабом относительно статического поля переменном поле (обширные резонансные области со сложной прецессией магнитного момента диполей, характерные для сильных переменных полей или при отсутствии подмагничивающего поля, исследовались в работах [20,21]). Проанализировано влияние ДДВ на частоту резонанса, форму резонансных зависимостей и особенности прецессионного аттрактора. Обнаружены неустойчивые динамические режимы, а также области хаотических колебаний и амплитудной модуляции, получены частотные зависимости, характерные для динамической бистабильности. Исследовано

влияние числа диполей и одноосной магнитной анизотропии на резонансные характеристики плоских систем наночастиц.

2. Исходные уравнения

Рассмотрим систему наночастиц с одинаковыми по величине магнитными моментами $|\mathbf{m}_i| = m$. Будем считать, что каждая наночастица либо изотропна, либо обладает одноосной магнитной анизотропией и находится в однодоменном состоянии. Энергию i -ой наночастицы запишем в виде суммы зеемановской энергии во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , энергии ДДВ и энергий анизотропии

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

где K_u и \mathbf{n} — константа одноосной анизотропии и орт оси легкого намагничивания. Энергия ДДВ:

$$W_d(\mathbf{m}_i) = \sum_{n \neq i} \left(\frac{\mathbf{m}_i \mathbf{m}_n r_{in}^2 - 3(\mathbf{m}_i \mathbf{r}_{in})(\mathbf{m}_n \mathbf{r}_{in})}{r_{in}^5} \right), \quad (2)$$

где \mathbf{r}_{in} и r_{in} — радиус-вектор и расстояние между i -ым и n -ым диполями.

Динамика каждого из магнитных моментов описывается уравнением Ландау–Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [22]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_i^{\text{ef}} - \frac{\alpha}{m_i} \mathbf{m}_i \times \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t}, \quad (3)$$

где γ — гиромангнитное отношение, α — одинаковый для всех частиц параметр диссипации. Эффективное магнитное поле, создаваемое в месте расположения i -го диполя, с учетом (1) имеет вид

$$\mathbf{H}_i^{\text{ef}} = -\frac{\partial W_i}{\partial \mathbf{m}_i} = \mathbf{H} + K_u \mathbf{n}(\mathbf{m}_i \mathbf{n}) + \sum_{n \neq i} \frac{3(\mathbf{m}_n \mathbf{r}_{in}) \mathbf{r}_{in} - \mathbf{m}_n r_{in}^2}{r_{in}^5}. \quad (4)$$

Далее перейдем к безразмерным параметрам: $\boldsymbol{\mu}_i = \mathbf{m}_i/m$, $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in}/r_{in}$, $\tau = (m\gamma/d^3)t$, где d — диаметр наночастицы; $l_{in} = r_{in}/d$. В безразмерных параметрах уравнения (3) примут вид

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau} = -\boldsymbol{\mu}_i \times \mathbf{h}_i^{\text{ef}} - \alpha \boldsymbol{\mu}_i \times \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_i}{\partial \tau}, \quad (5)$$

где

$$\mathbf{h}_i^{\text{ef}} = \mathbf{h} + k_u \mathbf{n}(\boldsymbol{\mu}_i \mathbf{n}) + \sum_{n \neq i} \left[\frac{3(\boldsymbol{\mu}_n \mathbf{e}_{in}) \mathbf{e}_{in} - \boldsymbol{\mu}_n}{l_{in}^3} \right].$$

Внешнее поле в этом случае: $\mathbf{h} = \mathbf{H}d^3/m$, а константа одноосной анизотропии: $k_u = K_u d^3$. Приведем переход от безразмерных величин к размерным для дипольной решетки из наночастиц железа: магнитный момент наночастицы $m \approx 2.2\mu_B N$, где N — число атомов в

ней. Для $N = 561$ диаметр наночастицы составляет $d = 2.728 \cdot 10^{-7}$ см, а $m \approx 1.145 \cdot 10^{-17}$ эрг/Ое. С учетом $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (Ое · с) $^{-1}$ получаем следующие численные оценки для времени $t = (d^3/\gamma m)\tau \approx 10^{-10}\tau$ с, магнитного поля $H = (m/d^3)h \approx 564h$ Ое и константы анизотропии $K_u = (1/d^3)k_u \approx 5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$.

При дальнейшем анализе векторное уравнение (5) представляется скалярными уравнениями. Так, для x -компонент $\partial \mu_{ix}/\partial \tau$ получаем

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mu_{ix}}{\partial \tau} = (\mu_{iz} + \alpha \mu_{ix} \mu_{iy}) h_{iy}^{\text{ef}} - (\mu_{iy} - \alpha \mu_{iz} \mu_{iy}) h_{iz}^{\text{ef}} - \alpha(1 - \mu_{ix}^2) h_{ix}^{\text{ef}}. \quad (6)$$

Уравнения для остальных компонент имеют аналогичный вид и могут быть получены циклической перестановкой составляющих.

Далее рассматривается динамика системы магнитных диполей под воздействием переменного магнитного поля при постоянном подмагничивающем поле, величина которого намного больше амплитуды переменного поля. Координаты выбраны таким образом, что подмагничивающее поле направлено по оси Y , а переменное поле линейно поляризовано вдоль оси X . При этом безразмерное внешнее магнитное поле при этом имеет вид

$$\mathbf{h} = h_c \mathbf{e}_y + h_0 \sin(\Omega \tau) \mathbf{e}_x, \quad (7)$$

где h_c — подмагничивающее поле, $\Omega = (d^3/m\gamma)\omega$ — нормированная частота переменного поля $H_0 \sin(\omega t)$, \mathbf{e}_j — направляющие орты. Параметр диссипации принимается равным $\alpha = 0.01$. Значения полей далее принимаются равными $h_c = 3$, $h_0 = 0.05$, что обеспечивает выполнение условие $h_c \gg h_0$. Равновесные ориентации и прецессионные динамические режимы суммарного магнитного момента всей решетки определяются на основе численного анализа, который проводится с помощью метода Рунге–Кутты.

3. Резонансная прецессия системы двух наночастиц

Рассмотрим резонансную прецессию суммарного магнитного момента системы $\mathbf{M} = \sum \boldsymbol{\mu}_i$, состоящей из двух наночастиц, в случае двух ориентаций: ось системы ориентирована перпендикулярно подмагничивающему полю и вдоль него (по оси Z и по оси Y соответственно). На рис. 1 приведена зависимость экстремумов z -компоненты ($M_z \equiv M_{z \text{ max, min}}$) прецессирующего магнитного момента системы изотропных наночастиц при различном расстоянии между ними: $l_{12} = 10$ (кривая 1 — в этом случае диполи можно считать изолированными), $l_{12} = 1.5$ (кривые 2, 5), $l_{12} = 1.2$ (кривые 3, 6), $l_{12} = 1$ (кривые 4, 7). Случаи 1–4 отвечают ориентации системы диполей перпендикулярно подмагничивающему полю, случаи 5–7 — параллельно подмагничивающему полю. Резонансная частота изолированных изотропных

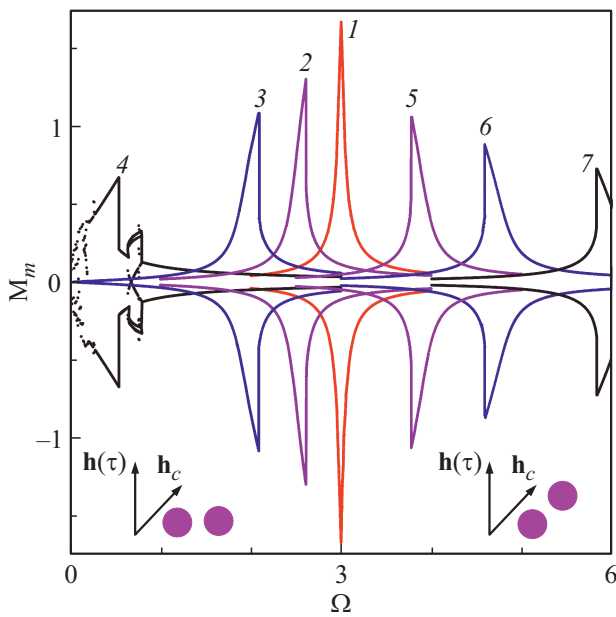


Рис. 1. Зависимость экстремумов z -компоненты ($M_m \equiv M_{z \max, \min}$) магнитного момента двух изотропных наночастиц при $l_{12} = 10$ (1), $l_{12} = 1.5$ (2, 5), $l_{12} = 1.2$ (3, 6), $l_{12} = 1$ (4, 7); система ориентирована вдоль оси Z (1–4), вдоль оси Y (5–7); здесь и далее постоянное поле $h_c = 3$ направлено вдоль оси Y , переменное — вдоль оси X , параметр диссипации $\alpha = 0.01$.

наночастиц $\Omega_r = h_c$, и резонанс наиболее близок к линейному. При сближении наночастиц перпендикулярно ориентированной системы поле ДДВ уменьшает частоту ФМР, когда же система ориентирована параллельно статическому полю, резонансная частота возрастает. В обоих случаях ДДВ приводит к уменьшению амплитуды резонансной динамики, увеличению ширины резонансной линии и росту асимметрии резонансной зависимости — резонансные зависимости $M_m(\Omega)$ приобретают клювообразный вид, что говорит о появлении динамической бистабильности (двух, различающихся по амплитуде, прецессионных режимах при одинаковых полях и параметрах системы). При максимальном перпендикулярно ориентированном сближении наночастиц эффективное поле становится минимальным, и резонансная динамика магнитных моментов становится уже существенно нелинейной (кривая 4) — возникают области сложных прецессионных режимов и хаотической динамики (на кривой возникают хаотически распределенные точки).

На рис. 2 для двух наночастиц с поперечной и продольной ориентациями (кривые 1 и 2, соответственно) приведены зависимости от нормированного расстояния между ними резонансной частоты (синие кривые), амплитуды резонансной прецессии $M_{z \max}$ (красные кривые) и ширины линии резонанса (вставка). Видно, что при сближении диполей величина возрастает быстрее при продольной ориентации наночастиц, чем она уменьшается в случае поперечной ориентации. Продольная

ориентация в сравнении с поперечной также имеет меньшую амплитуду резонансной прецессии и большую ширину линии резонанса.

Далее рассмотрим систему двух наночастиц с одинаковой одноосной анизотропией. На рис. 3 приведена зависимость от константы анизотропии амплитуды резонансной прецессии (красные кривые) и частоты резонанса (синие кривые) для ориентации осей легкого намагничивания наночастиц (ОЛН) вдоль осей X , Y или Z (зависимости 1–3, соответственно) в случае изолированных диполей (рис. 3, а) или находящихся друг от друга на расстоянии $l_{12} = 1.5$ при продольной (рис. 3, б) и поперечной (рис. 3, с) ориентациях. Из рис. 3 видно, что одноосная анизотропия с ориентацией ОЛН вдоль осей X и Z уменьшает резонансную частоту. В случае ориентации ОЛН вдоль оси Y величина Ω_r возрастает (так как поле анизотропии складывается с внешним магнитным полем), при этом наибольшее влияние на частоту ФМР анизотропия оказывает именно в этой геометрии. В случае продольной ориентации наночастиц наблюдается максимум амплитуды резонансной прецессии при значении константы анизотропии $K_u \approx 1$ и легкими осями, ориентированными вдоль осей X и Z . В случае поперечной ориентации максимум резонансной прецессии имеет место при значении $K_u \approx 0.5$ и легкой осью, ориентированной вдоль оси Y . Слабо выраженные максимумы прецессии имеют место также при $K_u \approx 0.1 \div 0.2$ для изолированных диполей; в остальных случаях одноосная анизотропия приводит к уменьшению амплитуды резонансной прецессии.

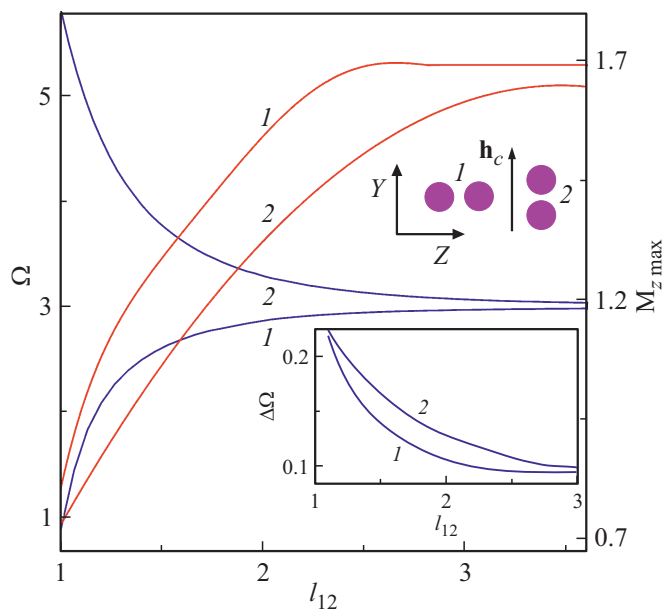


Рис. 2. Зависимости от нормированного расстояния между двумя изотропными наночастицами с поперечной (1) и продольной (2) ориентациями резонансной частоты (синие кривые), амплитуды резонансной прецессии $M_{z \max}$, (красные кривые) и ширины линии резонанса (на вставке).

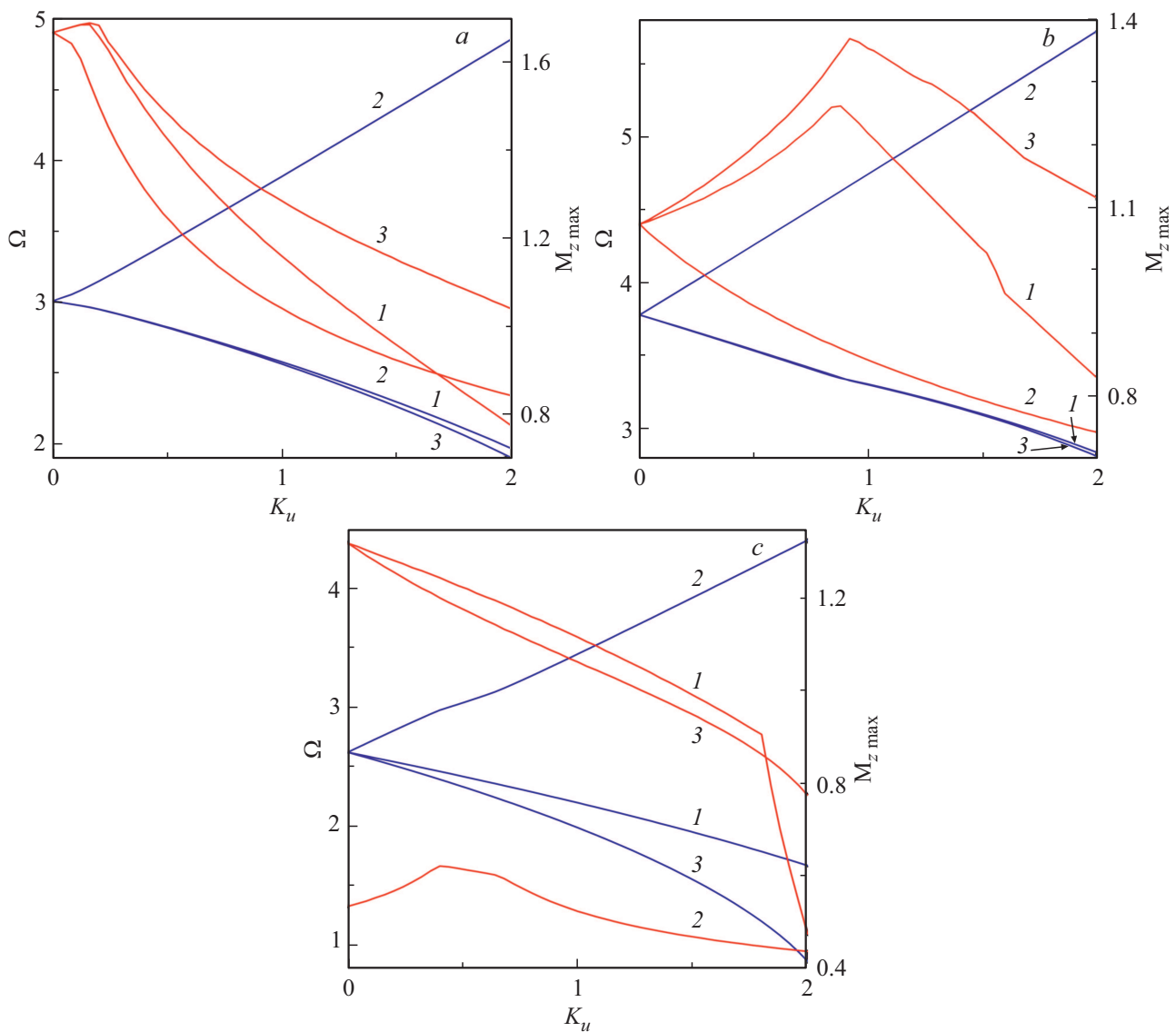


Рис. 3. Зависимость от величины одноосной анизотропии амплитуды резонансной прецессии (красные кривые) и частоты резонанса (синие кривые) для легких осей X , Y или Z (1–3) в случае изолированных диполей (a) или для $l_{12} = 1.5$ при продольной (b) и поперечной (c) ориентациях.

Даже при рассматриваемом достаточно слабом переменном поле резонанс системы диполей может проявлять нелинейные свойства, которые усиливаются при сближении наночастиц и при наличии анизотропии. В большинстве случаев динамика магнитных моментов отличается от линейного резонанса эллиптичностью траектории. Однако при некоторых параметрах системы и поля в резонансных областях имеет место динамика с выраженной амплитудной модуляцией, а также наблюдаются квазистойчивые аттракторы прецессии, с которых динамика переходит на другой режим.

На рис. 4 приведена зависимость от времени y -компоненты магнитного момента системы двух диполей при расстоянии между ними $l_{12} = 1.5$, продольной (рис. 4, a, b) и поперечной (рис. 4, c) ориентациями. Анизотропии наночастиц с ориентацией ОЛН вдоль

оси Z отвечает зависимость 1 на рис. 4, a , вдоль оси X — зависимость 2 на рис. 4, a и зависимости на рис. 4, b, c . Значениям константы анизотропии $K_u = 0.17, 1.4$ отвечают зависимости 1, 2 на рис. 4, a , значениям $K_u = 0.97, 1.93$ — зависимости на рис. 4, b, c . Частота переменного поля составляет $\Omega = 3.7, 3.14$ на рис. 4, a для зависимостей 1, 2 и величину $\Omega = 3.2, 1.7$ — рис. 4, b, c . Видно, что случай 1 на рис. 4, a близок к линейному резонансу, а в случае 2 на рис. 4, a проявляется эллиптичность прецессии — на рис. 4, a приведена вставка с проекциями прецессирующего вектора намагниченности на плоскость XZ . На рис. 4, b приведен случай возникновения амплитудной модуляции с периодом $\Omega_n \approx \Omega/54$. Случай на рис. 4, c отвечает резкому изменению зависимости $M_{z,\max}(K_u)$ на предыдущем рисунке (рис. 3, c — кривая 1), видно, что прецессионный режим становится

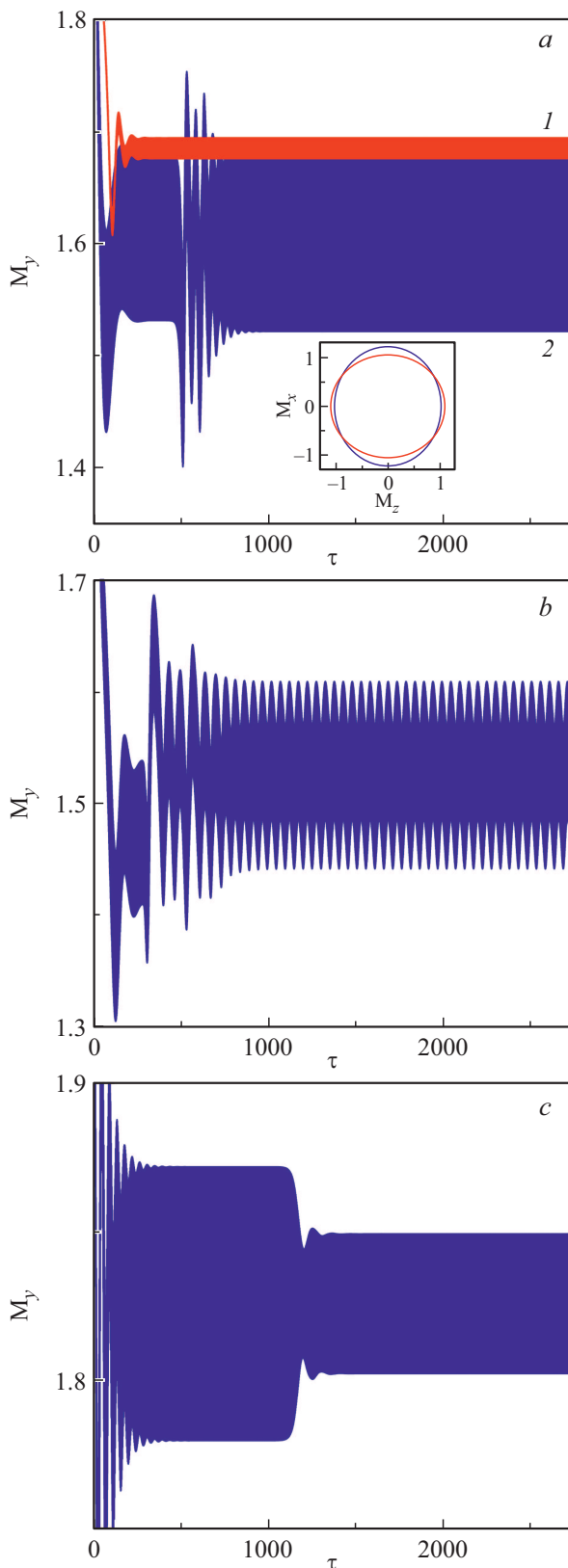


Рис. 4. Зависимость от времени y -компоненты магнитного момента системы двух диполей при $l_{12} = 1.5$, продольной (а, б) и поперечной (с) ориентации; легкая ось анизотропии наночастиц Z (а — 1), X (а — 2; б и с) при $K_u = 0.17, 1.4$ (а — 1, 2), $K_u = 0.97, 1.93$ (б, с); частота переменного поля $\Omega = 3.7, 3.14$ (а — 1, 2), $\Omega = 3.2, 1.7$ (б, с).

неустойчивым и динамика магнитного момента переходит к другому режиму с меньшей амплитудой прецессии.

4. Прецессия магнитного момента четырех и более наночастиц

Рассмотрим теперь резонанс в системе из четырех наночастиц, в которых отсутствует магнитная анизотропия. На рис. 5 приведены частотные зависимости экстремумов z -компоненты прецессирующего магнитного момента системы. Зависимость 1 отвечает случаю $l_{in} \geq 10$, при котором практически отсутствует ДДВ, зависимости 2–4 отвечают ориентации системы, когда диполи лежат в плоскости XZ (поперечная по отношению к статическому полю ориентация), зависимости 5–8 отвечают ориентации системы, когда диполи лежат в плоскости YZ (продольная ориентация). Для зависимостей (2, 5) расстояние между диполями $l_{in} = 2$, для (3, 6) — $l_{in} = 2$, для (4, 7) — $l_{in} = 1.2$, для (8) — $l_{in} = 1$. Видно, что в случае поперечной ориентации ДДВ приводит к уменьшению резонансной частоты и амплитуды прецессии, увеличению ширины линии резонанса и нарастанию нелинейности. При этом уже для $l_{in} = 1.2$ возникает частотная область ($1.1 < \Omega < 1.2$) хаотической динамики магнитного момента. При продольной ориентации диполей резонансная частота увеличивается, однако поиск ее точного значения осложняется появлением (даже при $l_{in} = 2$) затухающей или незатухающей амплитудной модуляции (на приведенных кривых это

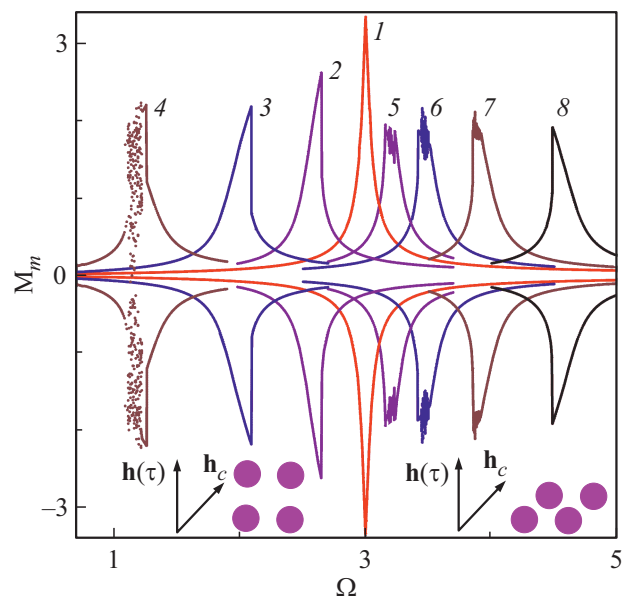


Рис. 5. Частотные зависимости экстремумов z -компоненты магнитного момента системы четырех изотропных диполей при $l_{in} \geq 10$ (1), $l_{in} = 2$ (2, 5), $l_{in} = 1.5$ (3, 6), $l_{in} = 1.22$ (4, 7), $l_{in} = 1$ (8); диполи лежат в плоскости XZ (1–4) и в плоскости YZ (5–8).

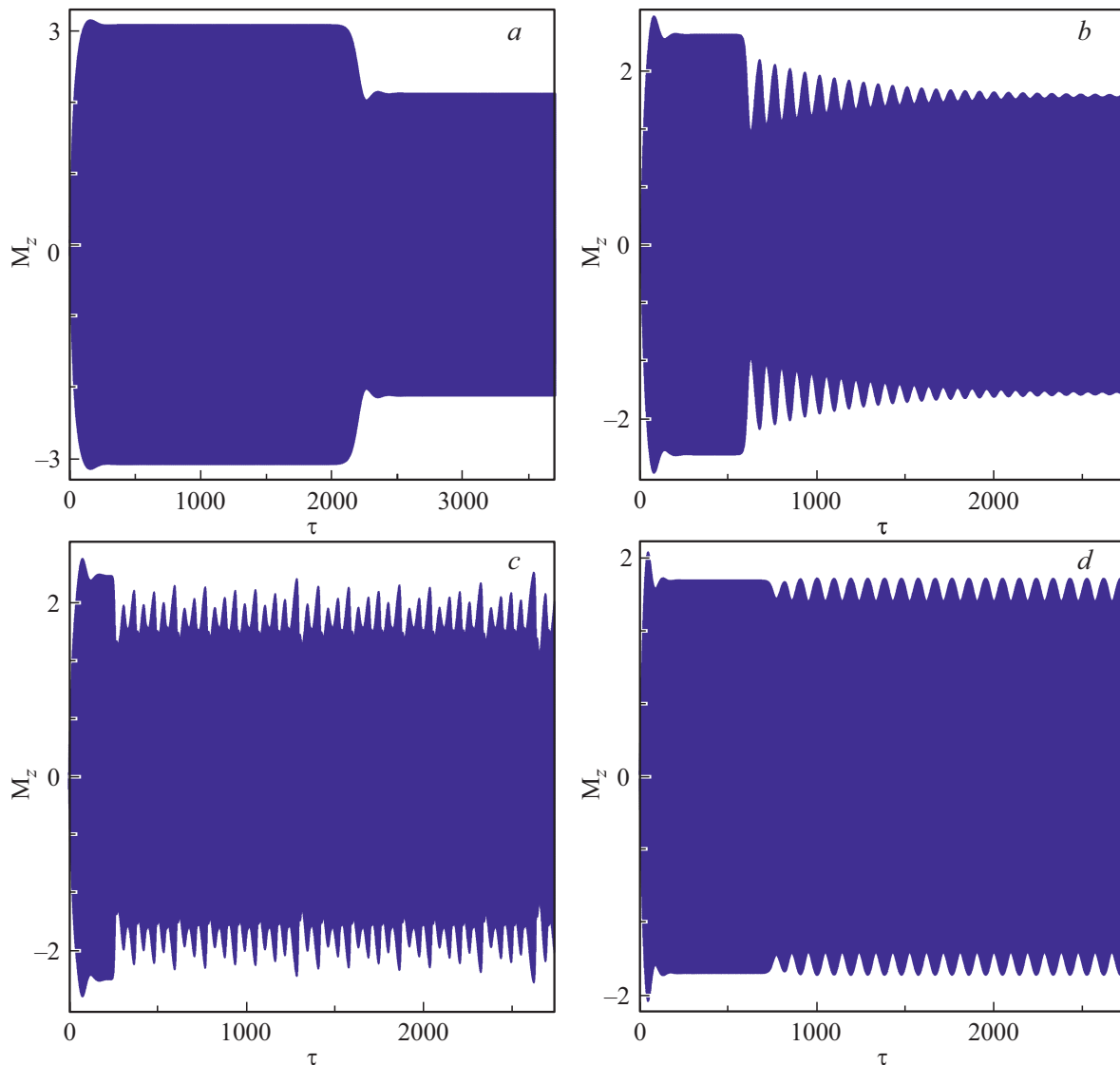


Рис. 6. Зависимость от времени z -компоненты магнитного момента системы четырех продольно ориентированных изотропных наночастиц при $l_{in} = 3.0, 2.0, 1.5, 1.5$ ($a-d$) на частоте $\Omega = 3.05, 3.20, 3.45, 3.50$ ($a-d$).

отражается в появлении „зубчатой“ области вместо единичного резонансного максимума).

Для продольно ориентированной системы четырех изотропных наночастиц на рис. 6 приведена зависимость от времени z -компоненты суммарного магнитного момента при частоте переменного поля $\Omega = 3.05, 3.20, 3.45, 3.50$ (рис. 6, $a-d$ соответственно) и при расстоянии между диполями $l_{in} = 3.0, 2.0, 1.5, 1.5$ (рис. 6, $a-d$ соответственно). В случае (a) имеет место неустойчивый аттрактор прецессии, с которого динамика переходит на режим колебаний с меньшей амплитудой. В случае (b) после перехода с неустойчивого прецессионного режима возникает затухающая амплитудная модуляция колебаний, а в случаях (c) и (d) — незатухающая модуляция, причем в случае (c) она имеет хаотический характер.

Рассмотрим прецессию магнитного момента системы различных четырех наночастиц: пусть одна из них будет

изотропной, а остальные имеют анизотропию с легкой осью Y и $K_u = 0.5, 1.0, 1.5$. На рис. 7 приведены резонансные зависимости $M_m(\Omega)$ для продольной ориентации указанных наночастиц при расстоянии между ними $l_m = 10.0, 1.5, 1.0$ (кривые 1–3). В отсутствие ДДВ (или когда оно слабое) проявляется четыре резонансных максимума близких по амплитуде и ширине линии (максимум на частоте резонанса изолированного изотропного диполя $\Omega = 3$ оказывается больше остальных). При сближении диполей три максимума, за исключением находящегося на частоте $\Omega = 3$, смещаются в область больших частот и уменьшаются по амплитуде, кроме одного из средних максимумов, который возрастает. При минимальном расстоянии между диполями остается два слабовыраженных резонансных пика (один из которых на $\Omega = 3$) и один центральный резонанс, заметно пре-

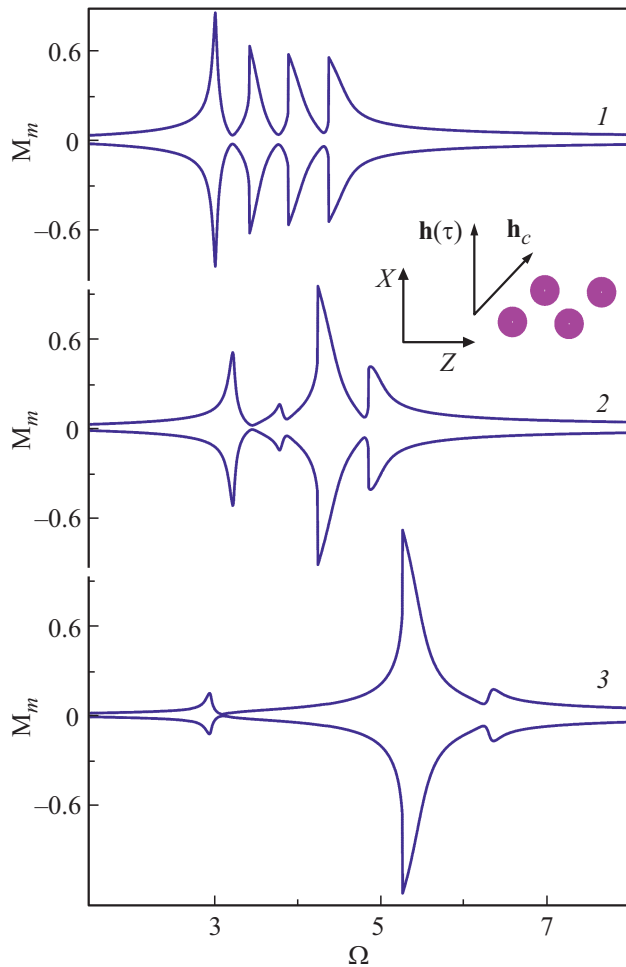


Рис. 7. Частотные зависимости экстремумов z -компоненты четырех наночастиц с различной анизотропией: $K_u = 0, 0.5, 1.0, 1.5$ при легкой оси Y , в случае расстояния между ними $l_{in} = 10.0, 1.5, 1.0$ (1–3).

восходящий резонансы системы слабовзаимодействующих диполей, т.е. возникает объединение резонансов.

Рассмотрим теперь влияние на ФМР числа взаимодействующих диполей в решетке. На рис. 8 приведены зависимости от частоты переменного поля нормированных максимумов z -компоненты магнитного момента квадратных решеток из 4, 9, 16, 25, 36 и 49 изотропных наночастиц, расположенных в плоскости YZ с периодом $l_{in} = 1$. С увеличением числа наночастиц в решетке уменьшается амплитуда резонансной прецессии каждого из диполей (за исключением систем из 9 и 16 наночастиц — в последнем случае амплитуда несколько выше) и увеличивается частота ФМР. При этом наибольшие различия резонансных характеристик наблюдается между системами 2×2 и 3×3 , а наименьшая — между системами 5×5 и 6×6 . В случае системы 3×3 , резонансная кривая имеет слабо выраженный „клювообразный“ вид (т.е. возникает динамическая бистабильность), а также есть узкая область хаотической динамики. В случае системы 7×7 резонансная область

отвечает хаотической прецессии магнитных моментов. Для системы 2×2 хаотические режимы возникают при поперечной ориентации системы наночастиц (как показано на рис. 5, зависимость 4). На рис. 9 для указанных хаотических режимов приведены зависимости от времени z -компоненты магнитного момента и проекции его траектории на плоскость XZ для систем 3×3 (a), 7×7 (b), 2×2 (c) изотропных наночастиц при продольной ориентации решеток с $l_{in} = 1$ (a, b) и поперечной — с $l_{in} = 1.2$ (c) на частоте магнитного поля $\Omega = 5.85, 6.65, 1.20$ (a, b и c). Видно, что в случае, показанном на рис. 9, a, аттрактор прецессии имеет вид относительно узкого кольца, а хаос проявляется в амплитудной модуляции прецессии с непостоянными характеристиками. В двух других случаях хаос оказывается более выраженным, охватывая практически всю область изменения z -компоненты прецессирующего магнитного момента системы, при этом в случае на рис. 9, c с приблизительно одинаковой частотой возникают всплески и провалы в прецессионной динамике. Таким образом, во всех представленных случаях хаос проявляется в прецессии магнитного момента различным образом.

В заключение рассмотрим динамику магнитного момента системы наночастиц при добавлении к гармоническому переменному полю дополнительного шумового сигнала. В этом случае переменное поле

$$h(\tau) = h_0 \sin(\Omega\tau) + \xi(\tau), \quad (8)$$

где $\xi(\tau)$ — гауссов белый шум с нулевым средним значением поля и функцией корреляции $\langle \xi(\tau)\xi(\tau + \xi) \rangle = 2D\delta(\tau)$ с интенсивностью $2D$. Природа шумового сигнала может быть различной. В частности, влияние

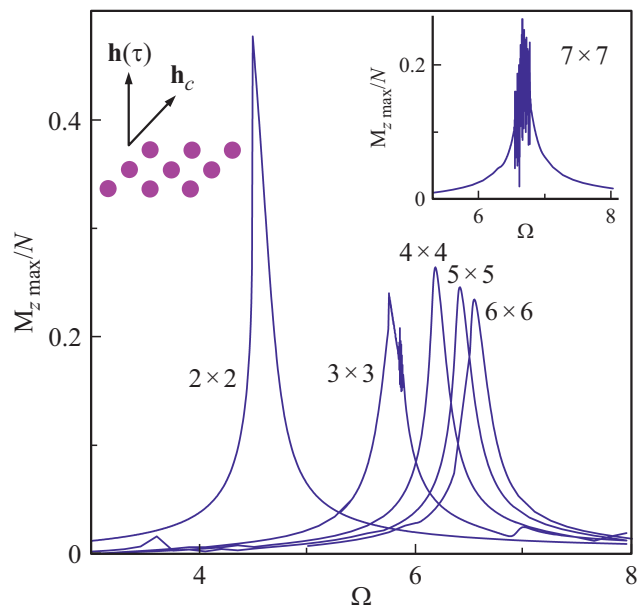


Рис. 8. Зависимость от частоты нормированных максимумов z -компоненты магнитного момента системы из 4, 9, 16, 25, 36 и 49 изотропных наночастиц, лежащих в плоскости YZ в виде квадратной решетки с периодом $l_{in} = 1$.

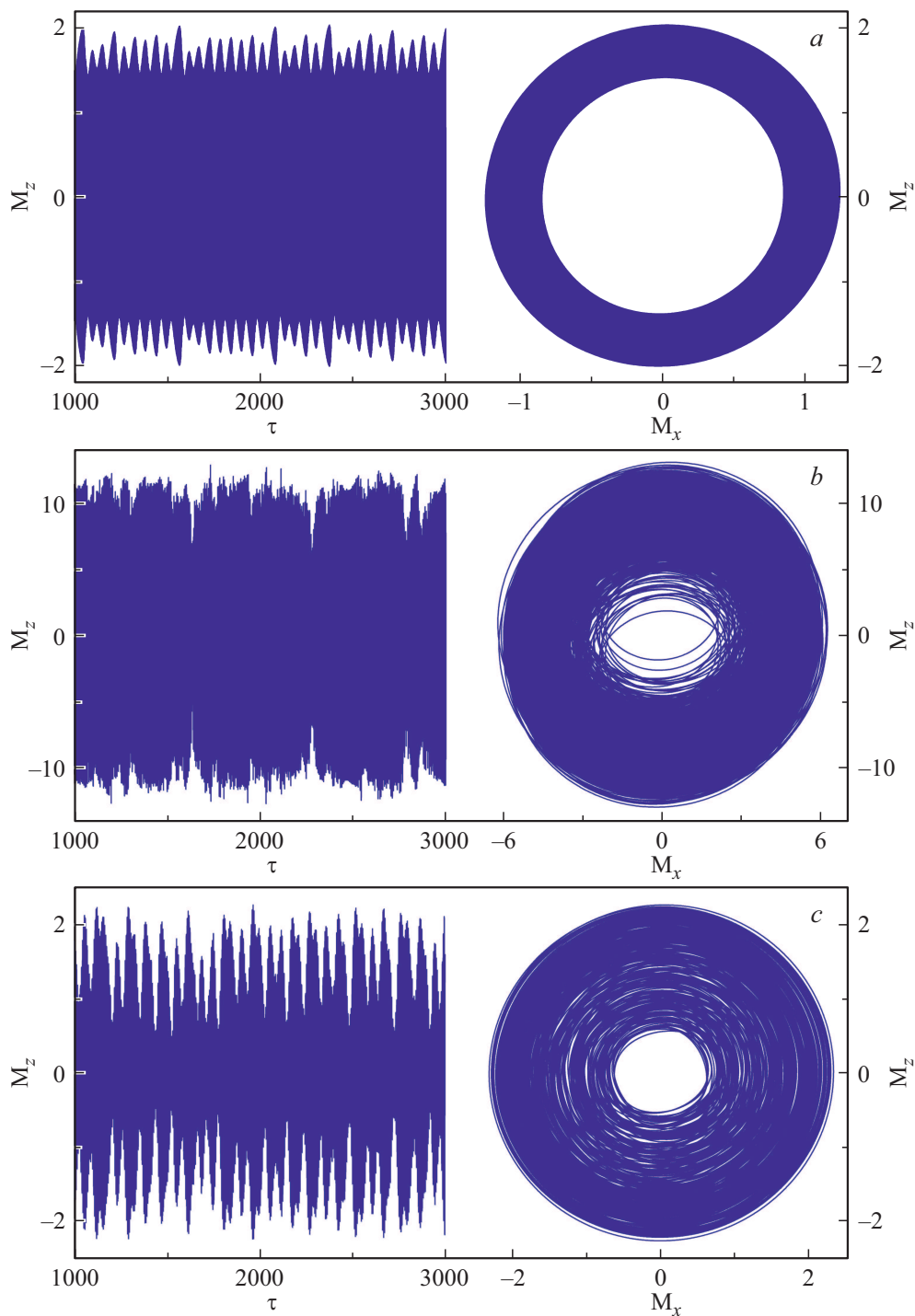


Рис. 9. Зависимости от времени z -компоненты магнитного момента и проекции его траектории на плоскость XZ для систем 3×3 (a), 7×7 (b), 2×2 (c) изотропных наночастиц при продольной ориентации решеток с $l_{in} = 1$ (a, b) и поперечной — с $l_{in} = 1.2$ (c) на частоте $\Omega = 5.85, 6.65, 1.20$ (a, b и c).

тепловых флуктуаций на динамику магнитных моментов может быть учтено, если на основании флуктуационно-диссипативной теоремы считать, что однородное случайное поле, соответствующее гауссову белому шуму, действует наряду с внешними магнитными полями. На рис. 10 приведена зависимость от времени z -компоненты магнитного момента системы диполей 2×2 (a, b) и

4×4 (c) при $l_{in} = 1$ и проекции его траектории на плоскость XZ при действии переменного поля с частотой $\Omega = 4.5$ (a, b), $\Omega = 6.2$ (c) и включении шумового сигнала с $2D = 10^{-3}$ (a, c), $2D = 10^{-2}$ (b). Из рис. 10 видно, что слабый шум приводит к кольцеобразному виду аттрактора прецессионного режима, который расширяется при возрастании шума. При этом действие

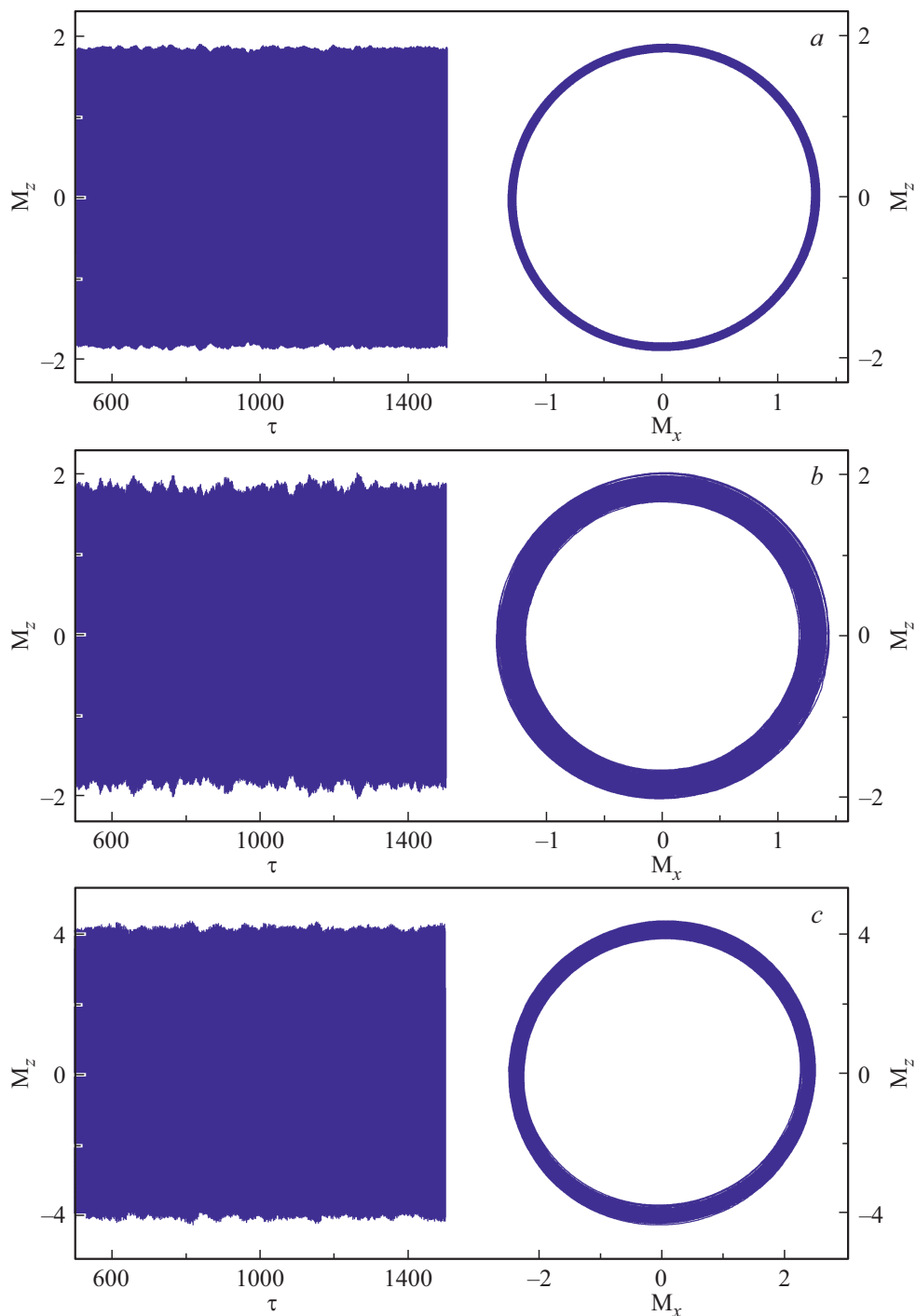


Рис. 10. Зависимость от времени z -компоненты магнитного момента системы диполей 2×2 (a, b) и 4×4 (c) при $l_m = 1$ и проекции его траектории на плоскость XZ при частоте гармонического поля $\Omega = 4.5$ (a, b), $\Omega = 6.2$ (c) и шумовом сигнале с $2D = 10^{-3}$ (a, c), $2D = 10^{-2}$ (b).

шума на системы с большим числом диполей шум, как правило, сильнее.

5. Заключение

Исследование резонансного отклика системы наночастиц показало, что уже при слабом переменном поле

($h_c/h_0 \geq 30$) ДДВ приводит к нелинейности резонансных прецессионных режимов. В частности, частотная зависимость амплитуды колебаний приобретает асимметричный „клювообразный“ вид, что говорит о появлении области динамической бистабильности. При этом частота резонанса в результате ДДВ может как уменьшаться, так и увеличиваться, в зависимости от ориентации

системы наночастиц относительно действующих полей. Сильное уменьшение эффективного магнитного поля и, соответственно, значительное уменьшение резонансной частоты приводит к установлению хаотических колебательных режимов уже для системы, состоящей из двух изотропных наночастиц.

В случае четырех и более числа диполей в решетке характерным является появление частотных областей, отвечающим как затухающей, так и не затухающей амплитудной модуляции прецессии магнитного момента системы, а также областей хаотической динамики. Хаос может проявляться в нерегулярной амплитудной модуляции прецессии, что вызывает небольшое расширение аттрактора резонансного динамического режима или в случайной амплитудной добавке, подобной белому шуму, что, как правило, больше увеличивает аттрактор режима. Аналогичным является действие на систему дополнительного шумового сигнала, которое возрастает при увеличении числа диполей. Характерным для системы диполей является также появление неустойчивых прецессионных режимов, с которых магнитный момент самопроизвольно переходит на другой режим с меньшей амплитудой.

Одноосная магнитная анизотропия также может приводить как к уменьшению, так и к увеличению частоты резонанса, в зависимости от направления легкой оси. В случае системы с сильным ДДВ различных (отличающихся по анизотропии) наночастиц имеет место одна частота резонанса суммарного магнитного момента системы, отвечающая большой прецессионной амплитуде (которая существенно превосходит амплитуду прецессии слабо взаимодействующих диполей), и несколько частот, при которых амплитуда прецессии на порядок меньше. Полученные результаты справедливы для широкого класса систем магнитных диполей.

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] R. Skomski. *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R841 (2003).
- [2] А.А. Фраерман. *УФН* **182**, 12, 1345 (2012).
- [3] П.В. Бондаренко, А.Ю. Галкин, Б.А. Иванов. *ЖЭТФ* **139**, 6, 1127 (2011).
- [4] С.А. Дзян, Б.А. Иванов. *ЖЭТФ* **143**, 6, 1131 (2013).
- [5] М.А. Чуев. *ЖЭТФ* **141**, 4, 698 (2012).
- [6] С.А. Гусев, Ю.Н. Ноздрин, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман. *УФН* **170**, 3, 331 (2000).
- [7] А.М. Шуты́й, S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. *Phys. Rev. B* **91**, 2, 024421 (2015).
- [8] А.М. Шуты́й, D.I. Sementsov. *JMMM* **401**, 3, 1033 (2016).
- [9] А.М. Шуты́й. *ЖЭТФ* **145**, 6, 1048 (2014).
- [10] А.М. Шуты́й, Д.И. Семенов. *Письма в ЖЭТФ* **99**, 12, 806 (2014).
- [11] Л.Н. Котов, Л.С. Носов, Ф.Ф. Асадуллин. *ЖТФ* **78**, 5, 60 (2008).
- [12] N. Eibagi, J.J. Kan, F.E. Spada, E.E. Fullerton. *IEEE Magn. Lett.* **3**, 9, 4500204 (2012).
- [13] Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова. *ФТТ* **56**, 12, 2326 (2014).
- [14] Yu.L. Raikher, V.I. Stepanov. *Phys. Rev. B* **50**, 9, 6250 (1994).
- [15] R. Berger, J.-C. Bissey, J. Kliava, H. Daubric, C. Estournes. *JMMM* **234**, 535 (2001).
- [16] Р.Б. Моргунов, А.И. Дмитриев, Г.И. Джардималиева, А.Д. Помогайло, А.С. Розенберг. *ФТТ* **49**, 8, 1436 (2007).
- [17] N. Noginova, T. Weaver, E.R. Giannelis, A.B. Bourlinos, V.A. Atsarkin, V.V. Demidov. *Phys. Rev. B* **77**, 1, 014403 (2008).
- [18] E. de Biasi, E. Lima (Jr.), C.A. Ramos, A. Butera, R.D. Zysler. *JMMM* **326**, 138 (2013).
- [19] А.М. Шуты́й, S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. *JMMM* **464**, 5, 76 (2018).
- [20] А.М. Шуты́й, Д.И. Семенов. *ФТТ* **59**, 1, 75 (2017).
- [21] А.М. Шуты́й, Д.И. Семенов. *ФТТ* **60**, 12, 2369 (2018).
- [22] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Наука, М. (1994).

Редактор Ю.Э. Кутаев