

# ВАРИАТИВНОСТЬ ИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ РЕШЕТКИ АНИЗОТРОПНЫХ НАНОЧАСТИЦ

*А. М. Шутый\*, Д. И. Семенцов*

*Ульяновский государственный университет  
432970, Ульяновск, Россия*

Поступила в редакцию 8 ноября 2018 г.,  
после переработки 8 февраля 2019 г.  
Принята к публикации 25 февраля 2019 г.

Методами компьютерного моделирования исследован отклик магнитного момента изолированной наночастицы, обладающей одноосной анизотропией и составленной из наночастиц плоской решетки на гауссов импульс магнитного поля. Исследовано влияние отклика величины анизотропии и параметров импульса поля на прецессионную динамику. Выявлена и проанализирована периодическая зависимость продолжительности отклика и конечной ориентации магнитных моментов от длительности импульса. Для решетки, состоящей из различных типов наночастиц, показана возможность более чем двукратного (относительно числа типов наночастиц) увеличения числа конечных конфигураций решетки, реализуемых в результате импульсного перемагничивания.

DOI: 10.1134/S0044451019080091

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы ведется активное изучение создаваемых нанотехнологиями магнитных сверхструктур и ансамблей магнитных наночастиц, взаимодействие магнитных моментов которых носит, в основном, диполь-дипольный характер [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 различной размерности 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 радио-

импульсов магнитного поля, а считывание обеспечивается возбуждением возникшей конфигурации маломощным радиоимпульсом на частоте ферромагнитного резонанса и сканированием частоты отклика дипольной системы [11–13]. Исследование динамических режимов и процессов перемагничивания решеток из наночастиц, обладающих кубической кристаллографической анизотропией, в переменных магнитных полях проведено в работе [14]. Принципиально иная ситуация возникает в более распространенном случае одноосной магнитной анизотропии элементов решетки. Данный тип анизотропии также является важным для систем записи и хранения информации.

Значительное число как теоретических, так и экспериментальных работ посвящено импульсному (сверхбыстрому) перемагничиванию различных магнитных систем [15–24]. В частности, в работе [15] экспериментально была обнаружена периодичность реализации перемагничивания планарной слоистой структуры при изменении длительности и амплитуды импульса, что объяснено доминирующей ролью фазовой когерентности между прецессией намагниченности и импульсом поля во время переключения. В работе [16] экспериментально исследуется прецессионный отклик намагниченности микроскопической ячейки памяти на импульсное воздействие, при этом выявлены короткие по време-

\* E-mail: shuty@mail.ru

ни переключения ячейки, когда после затухания импульса поля подавляются длинноволновые магнитные возбуждения. В работах [17–20] исследована динамика намагниченности антиферромагнитных систем под влиянием сверхбыстрых импульсов магнитного поля. В частности, в работе [17] продемонстрирована возможность перемагничивания системы с длительным релаксационным процессом, а в [20] показана возможность перемагничивания без длительного релаксационного процесса при использовании специальной формы полевого сигнала. На основании уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта в работе [21] рассмотрено переключение намагниченности монокристаллических наночастиц и предложена схема для ее приведения в заданное состояние с помощью ультракоротких магнитных импульсов. В работе [22] исследовано влияние планарного магнитного поля на процессы импульсного перемагничивания и релаксация намагниченности монокристаллических пленок, в [23] — импульсное перемагничивание пленок феррит-гранатов с анизотропией типа «легкая плоскость». В работе [24] рассматриваются динамические петли гистерезиса и релаксационные эффекты при импульсном перемагничивании наночастиц.

В настоящей работе на основе численного решения динамических уравнений исследуется отклик магнитного поля изолированной наночастицы, обладающей одноосной анизотропией, и плоской решетки подобных наночастиц на гауссов импульс. Выявляются условия импульсного перемагничивания диполей и влияние на динамику отклика диполь-дипольного взаимодействия между элементами решетки. Рассмотрение широкого интервала значений длительности импульса и построение соответствующих диаграмм отклика магнитного момента позволило с помощью компьютерного моделирования выявить периодические зависимости продолжительности прецессионного отклика системы от параметров импульса и решетки, а также реализации 180-градусного перемагничивания. Показано, что при формировании решетки из наночастиц, различающихся константой анизотропии, возможно задание различных наборов подсистем решетки, которые будут перемагничиваться одним импульсом, действующим на всю систему, при сохранении исходной ориентации других подсистем решетки. Изменение набора перемагничиваемых подсистем осуществляется за счет изменения длительности импульса. При этом использование выявленной периодической зависимости отклика системы от длительности импульса позволяет значительно увеличить разнообра-

зие конфигураций неоднородной решетки наночастиц, устанавливаемых импульсом.

## 2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим плоский массив наночастиц с одинаковыми по величине магнитными моментами  $|\mathbf{m}_i| = m$ . Будем считать, что каждая наночастица обладает одноосной магнитной анизотропией и находится в однодоменном состоянии. Энергию  $i$ -й наночастицы запишем в виде суммы зеемановской энергии во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$ , энергии диполь-дипольного взаимодействия и энергии анизотропии:

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

где  $K_u$  и  $\mathbf{n}$  — константа одноосной анизотропии и орт оси легкого намагничивания. Энергия диполь-дипольного взаимодействия:

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

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

Динамика каждого из моментов дипольной решетки описывается уравнением Ландау – Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [25]:

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

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — одинаковый для всех частиц параметр диссипации. Эффективное магнитное поле, создаваемое в месте расположения  $i$ -го диполя, с учетом (1) имеет вид

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

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 уравнение (3) примет вид

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

где

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

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/Э. С учетом  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$  (Э · с) $^{-1}$  получаем следующие численные оценки для времени  $t = (d^3/\gamma m)\tau \approx 10^{-10}\tau$  с, магнитного поля  $H = (m/d^3)h \approx 564h$  Э и константы анизотропии  $K_u = (1/d^3)k_u \approx 5 \cdot 10^{19}k_u$  см $^{-3}$ .

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

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mu_{ix}}{\partial \tau} = (\mu_{iz} + \alpha \mu_{ix} \mu_{iy}) \mathbf{h}_{iy}^{eff} - (\mu_{iy} - \alpha \mu_{iz} \mu_{ix}) \mathbf{h}_{iz}^{eff} - \alpha(1 - \mu_{ix}^2) \mathbf{h}_{ix}^{eff}. \quad (6)$$

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

Далее будут рассмотрены как изолированная наночастица, так и решетка наночастиц  $6 \times 6$ , различающихся значением константы одноосной анизотропии. Система координат выбрана таким образом, что ось  $X$  перпендикулярна плоскости решетки, а две другие оси параллельны сторонам решетки. Направление легкой оси магнитной анизотропии совпадает с осью  $Y$ . Нормированную величину магнитного момента принимаем равной единице  $|\boldsymbol{\mu}_i| = 1$ , а параметр диссипации  $\alpha \approx 0.01$ . Равновесные ориентации и прецессионные динамические режимы суммарного магнитного момента всей решетки определяются на основе численного анализа, который проводится с помощью метода Рунге – Кутты четвертого порядка.

### 3. ОТКЛИК ИЗОЛИРОВАННОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА

Сначала рассмотрим зависимость отклика магнитного момента изолированного диполя от параметров гауссова импульса магнитного поля

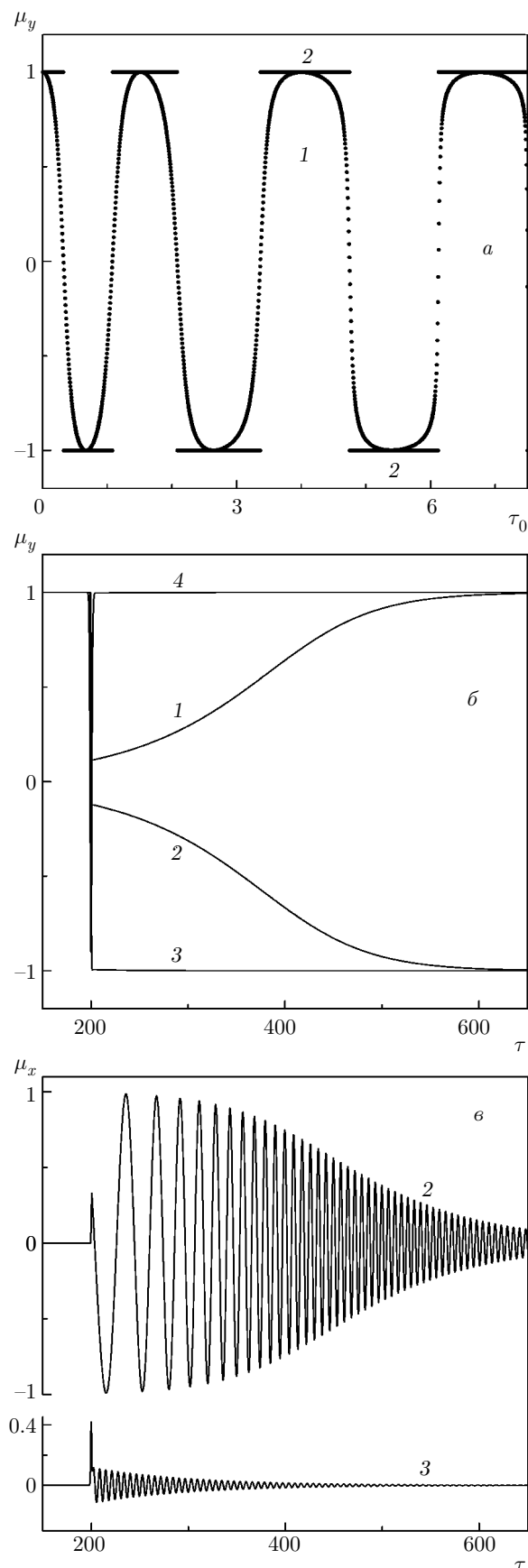
$$h(\tau) = h_0 \exp [-(\tau - \tau_i)^2 / 2\tau_0^2], \quad (7)$$

где  $h_0$ ,  $\tau_i$  и  $\tau_0$  — пиковое значение поля, временной сдвиг и длительность импульса. Поле импульса считаем поляризованным вдоль оси  $X$ , его пиковое значение далее принимаем равным  $h_0 = 2$ . Исходной считаем ориентацию магнитного момента наночастицы вдоль положительного направления оси  $Y$ .

Для наночастицы с константой одноосной анизотропии  $k_u = 1$  на рис. 1а приведены диаграммы, определяющие зависимость  $y$ -компоненты магнитного момента от длительности импульса, когда время  $\tau = 250$  (диаграмма 1), и после релаксации (горизонтальные диаграммы 2 и 3). При исходном значении  $\mu_y = 1$  диаграммы 2 и 3 выявляют интервалы длительности импульса, отвечающие отсутствию перемангничивания ( $\mu_y = 1$  — диаграмма 2) и реализации перемангничивания магнитного момента ( $\mu_y = -1$  — диаграмма 3). Из диаграмм следует, что в центральных областях интервалов параметра  $\tau_0$ , отвечающих перемангничиванию (или не перемангничиванию) наночастицы, магнитный момент быстро приходит к конечному направлению ( $Y$  или  $-Y$ , в зависимости от интервала значений  $\tau_0$ ), так как уже при  $\tau = 250$   $y$ -компонента приближенно равна  $\pm 1$ . В результате отклик магнитного момента на импульсное воздействие оказывается коротким. Вблизи же границ указанных интервалов при  $\tau = 250$  величина  $|\mu_y| \ll 1$ , следовательно, совершаемая (после воздействия импульса) прецессия магнитного момента в плоскости  $XZ$  имеет в указанный момент времени большую амплитуду, т. е. отклик на импульс является продолжительным. На рис. 1б,в приведены зависимости  $y$ - и  $x$ -компонент (б,в) магнитного момента от времени при длительностях импульса  $\tau_0 = 0.3, 0.35, 0.7, 1.5$  (кривые 1–4) для рассмотренного выше случая. Кривые 1 и 2 отвечают области вблизи края интервалов неперемангничивания (1) и перемангничивания (2), в результате чего  $y$ -компонента медленно приходит к равновесному положению, а прецессия в плоскости  $XZ$  продолжительное время имеет большую амплитуду. Кривые 3 и 4 отвечают области центра интервалов перемангничивания (3) и неперемангничивания (4), поэтому отклик магнитного момента на импульс очень короткий.

Данные исследования подтверждают экспериментально полученную периодичность реализации перемангничивания при изменении параметров импульса поля [15] для других анизотропных систем, а также условий получения короткого или длительного прецессионного отклика магнитного момента на импульсное воздействие [16, 17].

На рис. 2 представлены проекции траекторий магнитного момента на плоскость  $YZ$ , перпенди-



кулярную оси анизотропии (параметры отвечают рис. 1б,в). Условно обозначив положительное и отрицательное направления оси  $Y$  «исходным» и «противоположным» полюсами конфигурации, а плоскость  $XZ$  «экваториальной», можно сказать следующее. Продолжительный отклик без перемагничивания имеет место в том случае, когда после прекращения действия импульса магнитный момент ориентирован вблизи экваториальной плоскости на стороне исходного полюса (кривая 1). Если магнитный момент после прекращения действия импульса оказывается вблизи экваториальной плоскости на стороне противоположного полюса, реализуется продолжительный отклик с перемагничиванием (кривая 2). Если же действующий импульс доводит магнитный момент до области вблизи одного из полюсов, отклик оказывается коротким. При этом, если магнитный момент переходит под действием импульса через противоположный полюс и останавливается вблизи исходного, перемагничивания нет (кривая 4), а если магнитный момент успевает только дойти до противоположного полюса, имеет место короткий отклик с перемагничиванием (кривая 3). Таким образом, если действие импульса прекращается при малых значениях  $y$ -компоненты магнитного момента, то под действием поля анизотропии магнитный момент начинает прецессировать, приближаясь к оси  $Y$ . В результате реализуется большой по продолжительности отклик магнитного момента. Если же действие импульса заканчивается, когда  $y$ -компонента близка к значению  $\pm 1$ , прецессионное движение под действием поля анизотропии почти не возникает и отклик оказывается коротким.

#### 4. ОТКЛИК НА ИМПУЛЬС РЕШЕТКИ НАНОЧАСТИЦ

Аналогичные зависимости имеют место и в случае решетки наночастиц при достаточно слабом диполь-дипольном взаимодействии. Для решетки  $6 \times 6$  с параметром  $d = 10$  и при  $k_u = 1$  на рис. 3 приведена зависимость  $y$ -компоненты суммарного маг-

**Рис. 1.** Диаграмма зависимости от длительности импульса с  $h_0 = 2$   $y$ -компоненты изолированного магнитного момента при  $\tau = 250$  (а, 1), а также после релаксации (а, 2 и 3) и зависимости от времени  $y$ -компоненты (б) и  $x$ -компоненты (в) магнитного момента при длительности импульса  $\tau_0 = 0.3, 0.35, 0.7, 1.5$  (кривые 1–4); константа анизотропии  $k_u = 1$ ; параметр  $\alpha = 0.01$

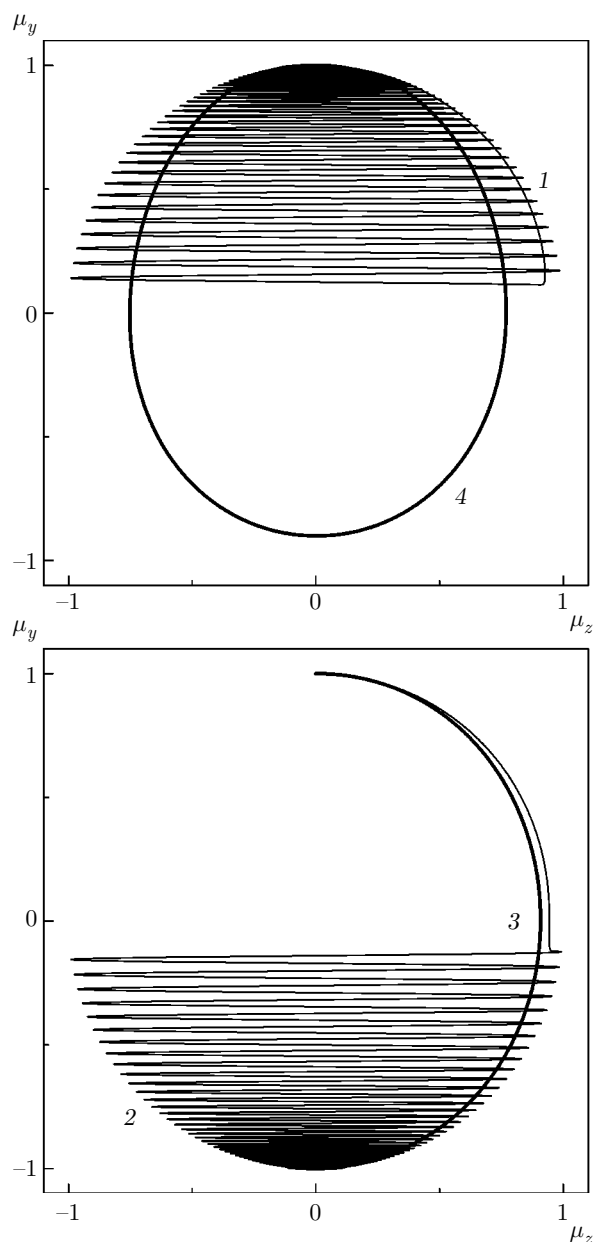


Рис. 2. Проекция на плоскость, перпендикулярную оси анизотропии, траекторий магнитного момента при различных длительностях импульса с  $h_0 = 2$ :  $\tau_0 = 0.3, 0.35, 0.7, 1.5$  (кривые 1–4)

нитного момента решетки  $\mathbf{M} = \sum \mu_i$  от времени, а на рис. 4 — его  $x$ -компоненты при действии импульса длительностью  $\tau_0 = 0.3, 0.35, 0.4, 0.7, 1.5$  (кривые 1–5). Как и в случае изолированного диполя, в области границ интервалов перемангничивания отклик системы на импульсное воздействие оказывается большим по продолжительности (кривые 1–3), а в области центра указанных интервалов отклик короткий — он имеет большую ампли-

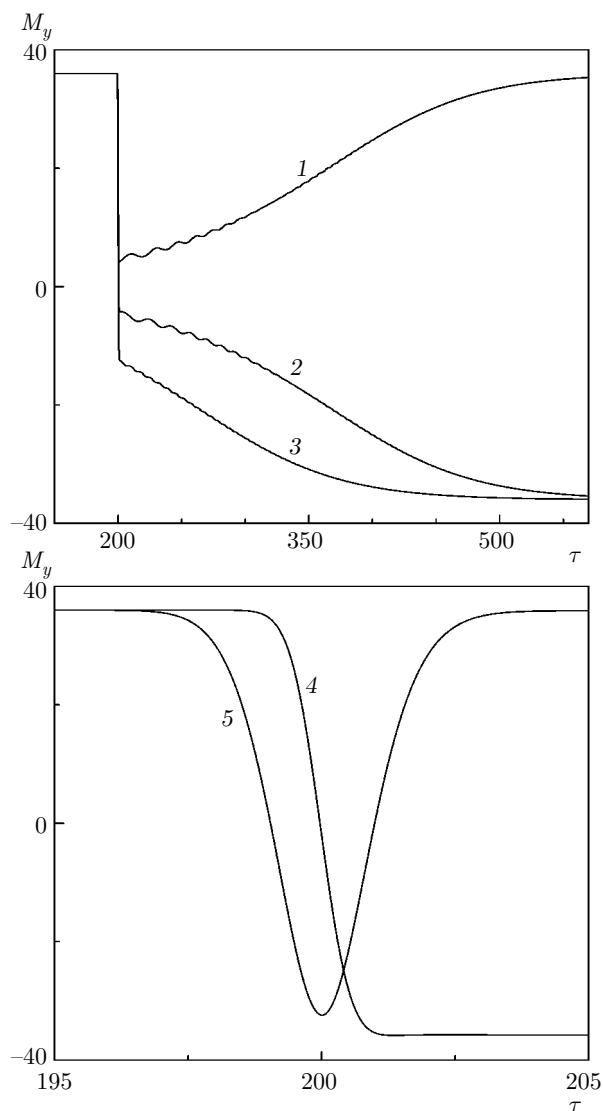


Рис. 3. Зависимости от времени  $y$ -компоненты суммарного магнитного момента однородной решетки  $6 \times 6$  с параметром  $d = 10$  (при  $k_u = 1$ ) после действия импульса с  $h_0 = 2$  и  $\tau_0 = 0.3, 0.35, 0.4, 0.7, 1.5$  (кривые 1–5)

туду в виде отдельного всплеска только в течение действия импульса (кривые 4, 5). Здесь влияние диполь-дипольного взаимодействия проявляется только в случае длительного отклика модуляцией прецессионного движения.

При большем приближении значений параметров к границе интервалов перемангничивания/неперемангничивания длительность отклика системы становится более продолжительной и на конечную конфигурацию системы начинает влиять даже слабое диполь-дипольное взаимодействие. При этом конечная ориентация отдельных диполей оказывается в некоторой степени случайной (решетка разбивает-

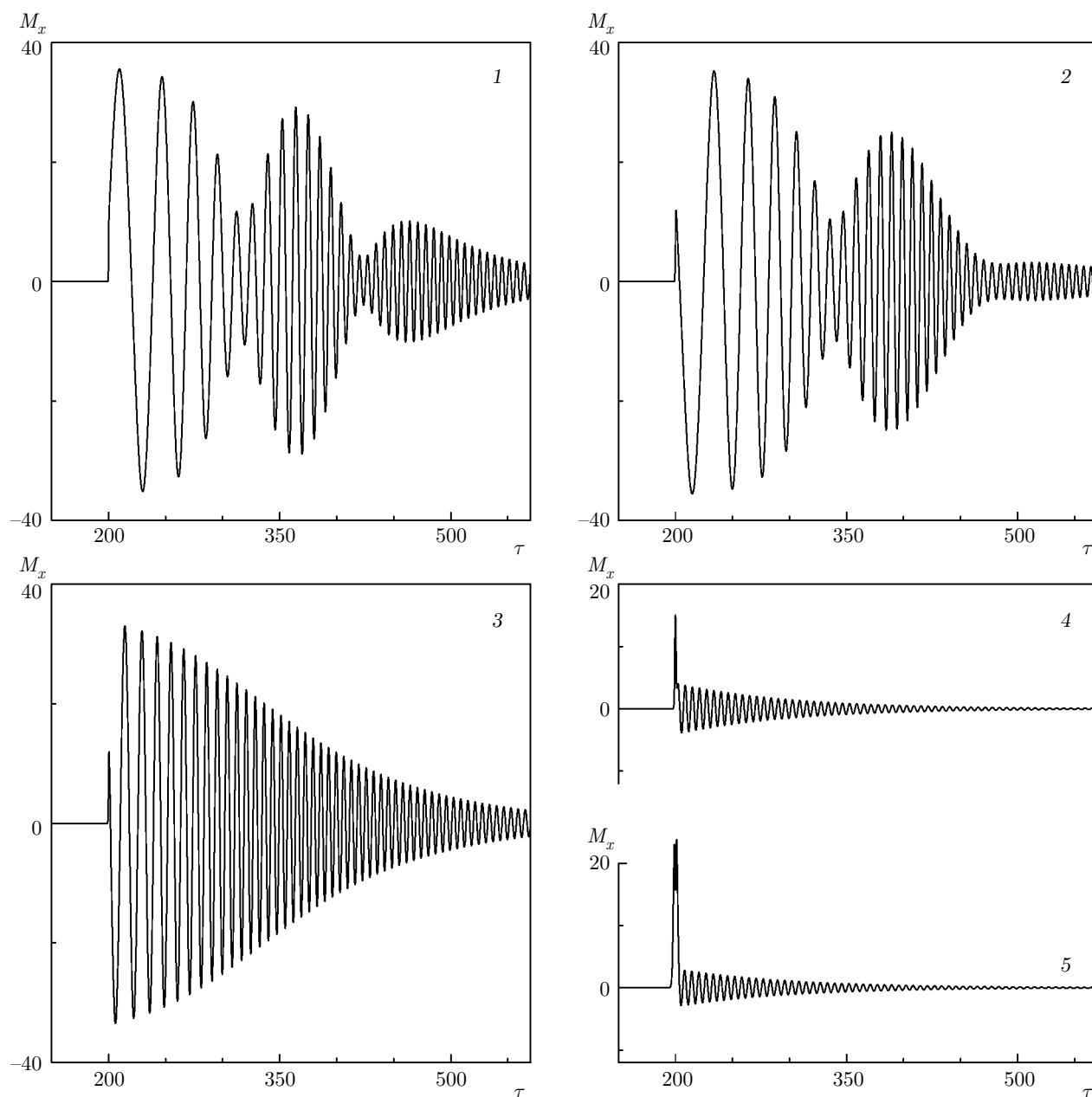


Рис. 4. Зависимости от времени  $x$ -компоненты магнитного момента однородной решетки  $6 \times 6$  с  $d = 10$  после действия импульса с  $h_0 = 2$  и  $\tau_0 = 0.3, 0.35, 0.4, 0.7, 1.5$  (кривые 1–5)

ся на домены), а величина суммарного магнитного момента системы — малой или близкой к нулю. На рис. 5 для решетки с параметром  $d = 10$  и исходной ориентацией всех диполей вдоль оси  $Y$  приведены зависимости от времени  $x$ - и  $y$ -компонент суммарного магнитного момента и конечная конфигурация системы после действия импульса длительностью  $\tau_0 = 2.1$  (что близко к границе указанных интервалов, находящейся на  $\tau_0 \approx 2.08$  — см. диа-

грамму рис. 1а). Видно, что отклик системы становится очень продолжительным и по динамике хаотическим.

##### 5. СЕЛЕКТИВНОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ РЕШЕТКИ НАНОЧАСТИЦ

Поскольку установлено, что в большинстве случаев слабое диполь-дипольное взаимодействие практически не влияет на рассматриваемые про-

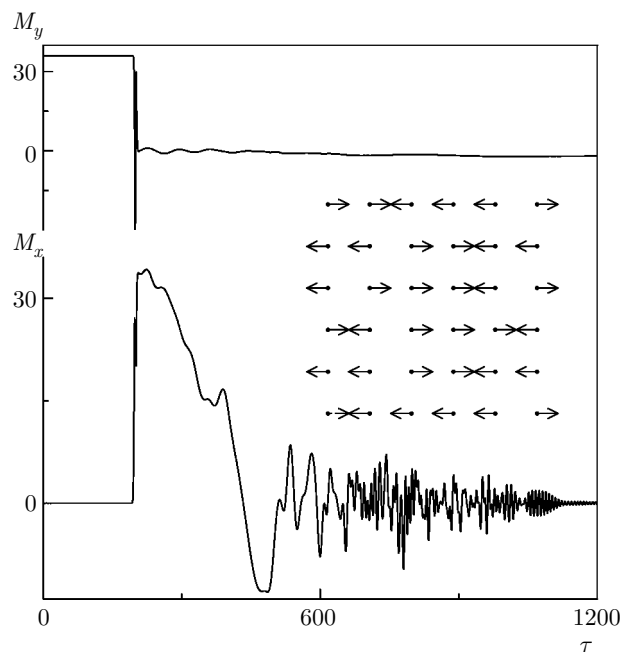


Рис. 5. Зависимости от времени  $x$ - и  $y$ -компонент суммарного магнитного момента однородной решетки  $6 \times 6$  с  $d = 10$  и ее конечная конфигурация после действия импульса с  $h_0 = 2$  и  $\tau_0 = 2.1$

цессы перемангничивания, рассмотрим сначала импульсное перемангничивание изолированных диполей, обладающих различной анизотропией, а затем перенесем полученные результаты исследований на составленную из данных диполей неоднородную решетку.

На рис. 6 приведены диаграммы импульсов перемангничивания изолированных наночастиц с различной одноосной анизотропией  $k_u = 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2$  (диаграммы I–VI) — разная величина константы анизотропии на практике может быть достигнута за счет разной формы наночастиц (разной вытянутостью эллипсоида вдоль выбранного направления). Поскольку исходной ориентацией диполей принято положительное направление оси  $Y$ , на диаграммах значение  $\mu_y = 1$  выявляет интервалы длительности импульса, отвечающие отсутствию перемангничивания, а значение  $\mu_y = -1$  — интервалы  $\tau_0$ , отвечающие перемангничиванию наночастицы. Видно, что с уменьшением константы одноосной анизотропии (и, как показывает дополнительный анализ, с увеличением амплитуды импульса относительно константы анизотропии) интервалы перемангничивания/неперемангничивания сужаются и их число, соответственно, увеличивается. В случае выполнения равенства  $h_0 = k_u$  имеет место только один узкий

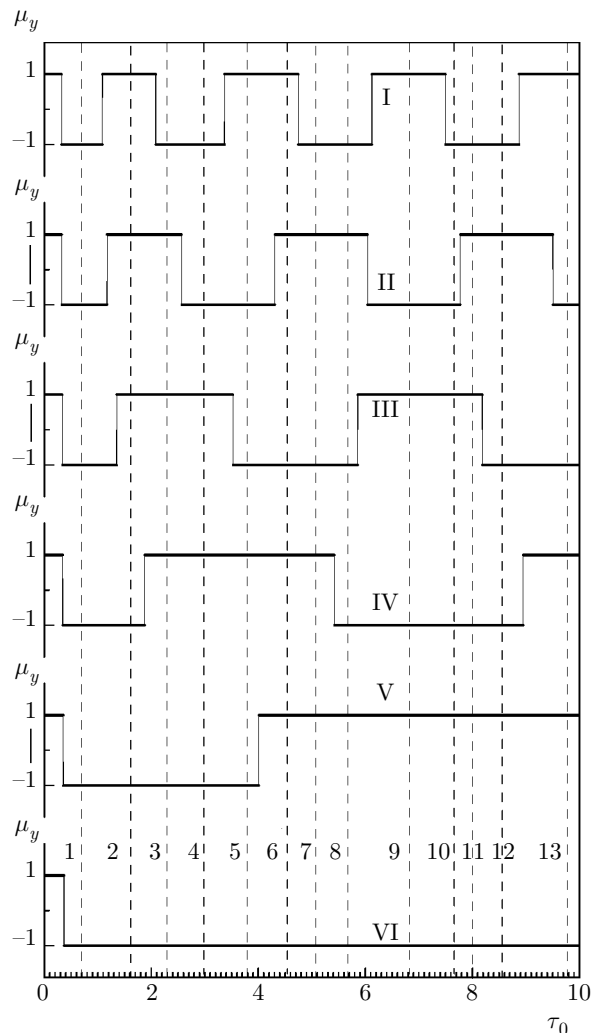


Рис. 6. Зависимости от длительности импульса с  $h_0 = 2$  процессов перемангничивания изолированных магнитных наночастиц с  $k_u = 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2$  (диаграммы I–VI) и значения длительности импульса, отвечающие разным наборам перемангничиваемых импульсом наночастиц

интервал параметра  $\tau_0$ , отвечающий неперемангничиванию диполя, во всех же других случаях реализуется перемангничивание. Далее — при незначительном превышении  $h_0$  над  $k_u$  — интервал, отвечающий перемангничиванию, становится ограниченным со стороны больших значений  $\tau_0$ , где теперь имеет место только неперемангничивание. При дальнейшем увеличении различие между параметрами  $h_0$  и  $k_u$  продолжается появление новых чередующихся интервалов перемангничивания/неперемангничивания и их сужение.

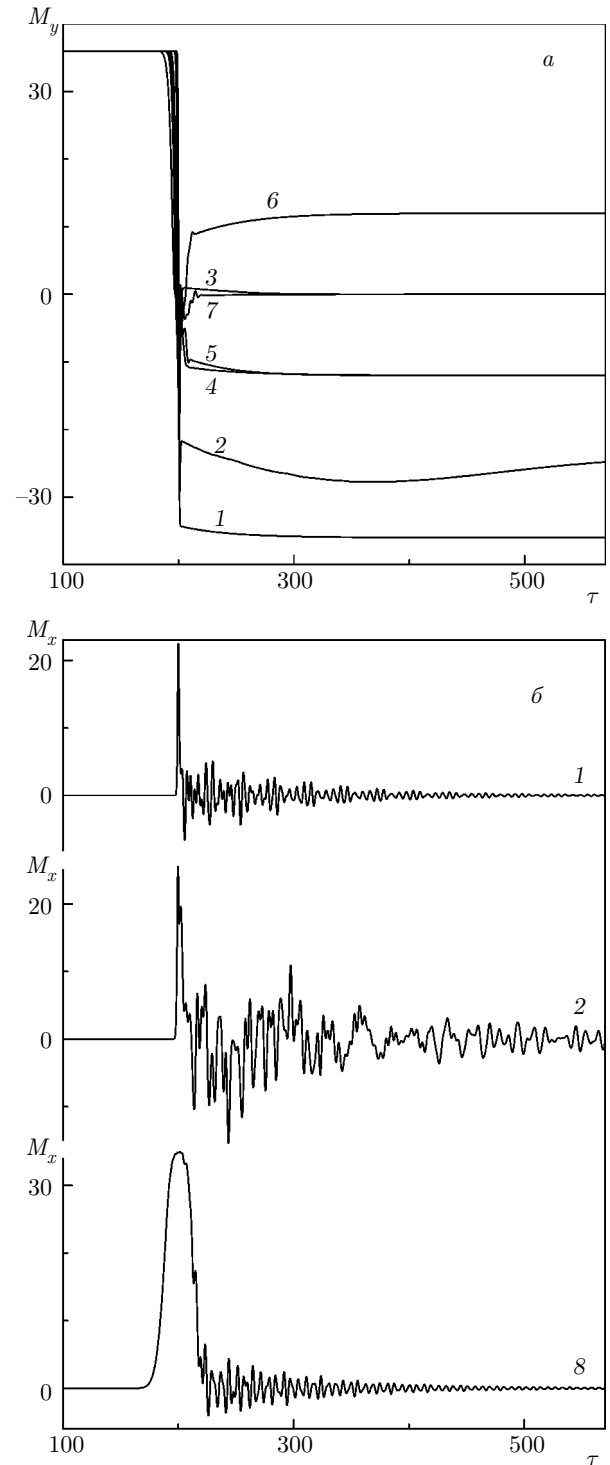
Заметим, что в случае превышения константы анизотропии над амплитудой действующего им-

пульса перемагничивание осуществляется только в одном ограниченном интервале значений длительности импульса. С увеличением разности между величинами  $h_0$  и  $k_u$  данный интервал сужается и исчезает. Так, для  $h_0 = 1$  интервал длительности импульса, отвечающий перемагничиванию диполей, имеет место для  $1 < k_u \leq 1.3$ , а при  $h_0 = 2$  — для  $2 < k_u \leq 2.7$ , при больших значениях константы анизотропии перемагничивание отсутствует.

В неоднородной решетке из шести типов рассмотренных наночастиц при воздействии одного импульса на всю решетку будет перемагничена только определенная часть решетки, отвечающая соответствующим диаграммам при данной длительности импульса. В частности, на рис. 6 штриховыми линиями выделены тринадцать значений длительности импульса, отвечающих своему характерному набору перемагничиваемых подсистем решетки: в первом случае перемагничивается вся решетка, во втором — подсистемы IV, V, VI, в третьем — I, V, VI, в четвертом — I, II, V, VI и т. д.

Необходимо подчеркнуть, что использование выявленной периодической зависимости перемагничивания анизотропной наночастицы от длительности импульса позволяет более чем в два раза (относительно числа типов входящих в решетку наночастиц) увеличить число конфигураций, которые могут устанавливаться после импульсного перемагничивания. Разнообразие возникающих состояний может быть еще более расширено, если использовать зависимость продолжительности отклика системы от длительности импульса. В частности, реализуются процессы, когда при одном значении длительности импульса прецессионный отклик выбранной подсистемы решетки будет короткий, а другой подсистемы — продолжительный (больше на два порядка — см. рис. 4), и наоборот — при другом значении длительности импульса.

На рис. 7 приведены зависимости от времени  $x$ - и  $y$ -компонент суммарного магнитного момента неоднородной решетки  $6 \times 6$  с параметром  $d = 10$  при воздействии на всю систему импульса с амплитудой  $h_0 = 2$  и длительностью  $\tau_0 = 0.8, 1.1, 1.6, 3.0, 3.8, 4.5, 6.5, 8.8$  (кривые 1–8), кривая 8 на рис. 7а была бы близка к кривым 4 и 5, поэтому отсутствует. Каждый столбец решетки составлен одинаковыми наночастицами, при этом наночастицы разных столбцов различны по коэффициенту одноосной анизотропии и отвечают шести разным случаям предыдущего рисунка:  $k_u = 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2$ . Данное распределение разных наночастиц выбрано по соображениям удобства и может быть произволь-



**Рис. 7.** Зависимости от времени  $x$ - и  $y$ -компонент суммарного магнитного момента неоднородной решетки  $6 \times 6$  с  $d = 10$  при действии импульса с  $h_0 = 2$  и  $\tau_0 = 0.8, 1.1, 1.6, 3.0, 3.8, 4.5, 6.5, 8.8$  (кривые 1–8); столбцы решетки отличаются величиной анизотропии наночастиц:  $k_u = 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2$

ным. На данном рисунке наиболее выделяется кривая 2 — в этом случае для одной из подсистем решетки длительность импульса оказалась очень близка к границе между интервалами перемангничивания/неперемангничивания, в результате отклик всей системы оказался наиболее продолжительным и хаотическим по динамике. Увеличение длительности импульса приводит также к увеличению длительности первого всплеска  $x$ -компоненты магнитного момента (см. кривую 8). Для всех рассмотренных случаев на рис. 8 приведены конфигурации решетки диполей после их селективного перемангничивания (значение длительности импульса соответствует цифровому обозначению конфигураций).

В заключение рассмотрим вопрос, при каких параметрах решетки  $d$  реализуется заданное селективное перемангничивание. На рис. 9 приведены зависимости  $y$ -компонент магнитного момента решетки от времени и конечные ее конфигурации после воздействия импульса с  $h_0 = 2$  и длительностью  $\tau_0 = 3$  при различном параметре решетки:  $d = 2.5, 3, 3.5, 4.5$  (кривые 1–5 и соответствующие конфигурации). Здесь рассматривается бинарная решетка, состоящая из двух видов наночастиц с  $k_u = 1$  и 1.4, которые в решетке чередуются друг с другом в шахматном порядке. Наночастицы выбраны таким образом, что в изолированном случае первая подсистема ( $k_u = 1$ ) перемангничивается импульсом с выбранными параметрами, а вторая ( $k_u = 1.4$ ) — нет. Из рисунка следует, что при  $d < 4$  диполь-дипольное взаимодействие оказывается слишком большим для точного селективного перемангничивания решетки (однако уже при  $d = 3.5$  перемангнитилось большинство выбранных для перемангничивания диполей — 14 из 18). Когда же в решетке расстояние между диполями  $d \geq 4$ , осуществляется точное селективное перемангничивание, так как диполь-дипольное взаимодействие при прочих выбранных параметрах оказывается достаточно слабым.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование отклика магнитного момента наночастицы с одноосной магнитной анизотропией на действие гауссова импульса выявило сильную зависимость продолжительности прецессионной динамики от длительности и амплитуды импульса. С изменением длительности импульса продолжительность отклика магнитного момента периодически достигает своих максимальных и минимальных значений. Число таких периодов увеличивается с воз-

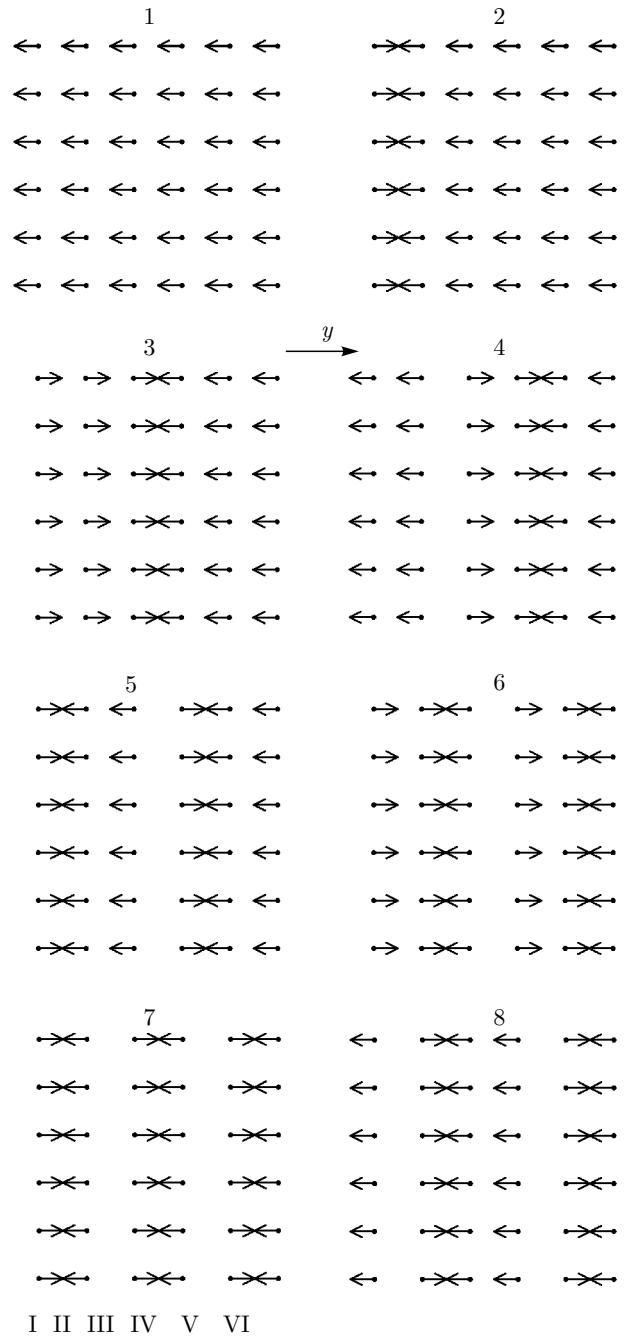


Рис. 8. Конечные конфигурации решетки, состоящей из наночастиц с  $k_u = 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2$  (соответственно столбцам) после действия импульса с  $h_0 = 2$  и  $\tau_0 = 0.8, 1.1, 1.6, 3.0, 3.8, 4.5, 6.5, 8.8$  (1–8)

растанием пикового значения импульса над величиной 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.

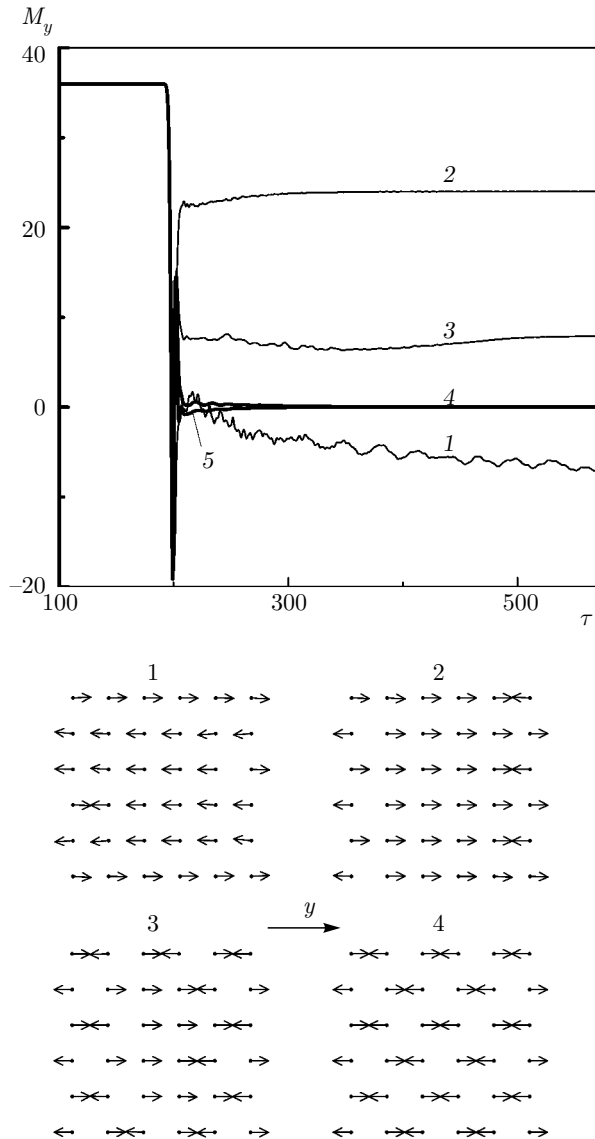


Рис. 9. Зависимости от времени  $y$ -компонент магнитного момента бинарной решетки (чередуются наночастицы с  $k_u = 1$  и  $1.4$ ) и конечные конфигурации после действия импульса с  $h_0 = 2$  и  $\tau_0 = 3$  при параметре решетки  $d = 2.5, 3, 3.5, 4, 5$  (1–5)

В случае анизотропной наночастицы максимумы отклика магнитного момента на ориентированный вдоль оси  $X$  импульс магнитного поля разбивают область значений длительности импульса на интервалы, отвечающие перемагничиванию наночастицы (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, а краевые области — длительным по продол-

жительности откликом. В зависимости от соотношения между амплитудой импульса и константой одноосной анизотропии при большой длительности импульса (начиная с некоторого характерного значения) могут реализоваться либо условия, отвечающие перемагничиванию диполя, либо неперемагничиванию.

Выявленные особенности отклика магнитного момента на импульсное воздействие обусловлены прецессионными аттракторами фазового пространства рассматриваемой нелинейной системы. Продолжительность отклика, а также реализация перемагничивания определяются положением магнитного момента относительно оси анизотропии при прекращении (значительном ослаблении) действия импульса. Чем ближе магнитный момент к перпендикулярному относительно оси анизотропии направлению, тем продолжительнее оказывается отклик — магнитный момент прецессирует под действием поля анизотропии либо к исходному направлению, либо к противоположному. Резонансные свойства наночастицы определяют частоту прецессии. Следует заметить, что при включении возмущения (белого шума) полученные особенности отклика магнитного момента на импульсное воздействие сохраняются.

В случае решетки наночастиц слабое диполь-дипольное взаимодействие влияет на процессы перемагничивания только вблизи границ указанных выше интервалов длительности импульса — решетка хаотическим образом разбивается на домены и суммарный магнитный момент системы становится малым или близким к нулю. При других длительностях импульса диполь-дипольное взаимодействие приводит только к модуляции прецессионной динамики суммарного магнитного момента.

Зависимость процессов перемагничивания магнитных моментов от соотношения между амплитудой импульса и константой анизотропии наночастиц, а также от длительности импульса позволяет реализовать селективное перемагничивание одним импульсом дипольной решетки, состоящей из наночастиц, различающихся величиной одноосной анизотропии. При этом путем подбора длительности импульса осуществляется перемагничивание определенных заданных подсистем решетки, другие же подсистемы остаются неперемагничеными. Причем разнообразие устанавливаемых таким образом конфигураций решетки может более чем в два раза превышать число входящих в решетку типов наночастиц. Данная возможность показана на примере решетки  $6 \times 6$ , разбитой на шесть подсистем, различающихся коэффициентом одноосной анизотропии: при

импульсном перемангничивании разным значениям длительности импульса соответствуют тринадцать конфигураций, характеризующихся своим набором перемангничиваемых подсистем. При этом точное селективное перемангничивание реализуется в решетках с постоянной  $d \geq 4$ , когда диполь-дипольное взаимодействие достаточно слабое.

Таким образом, при использовании неоднородной решетки магнитных диполей анизотропных наночастиц осуществляется перемангничивание 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.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Государственного задания № 3.6825.2017/БЧ и Российского фонда фундаментальных исследований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter. **15**, R841 (2003).
2. А. А. Фраерман, УФН **182**, 1345 (2012).
3. П. В. Бондаренко, А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, ЖЭТФ **139**, 1127 (2011).
4. С. А. Дзян, Б. А. Иванов, ЖЭТФ **143**, 1131 (2013).
5. М. А. Чуев, ЖЭТФ **141**, 698 (2012).
6. С. А. Гусев, Ю. Н. Ноздрин, М. В. Сапожников, А. А. Фраерман, УФН **170**, 331 (2000).
7. А. М. Shutyї, S. V. Eliseeva, and D. I. Sementsov, Phys. Rev. B **91**, 024421 (2015).
8. А. М. Shutyї and D. I. Sementsov, J. Magn. Magn. Mater. **401**, 1033 (2016).
9. А. М. Шутый, ЖЭТФ **145**, 1048 (2014).
10. А. М. Шутый, Д. И. Семенцов, Письма в ЖЭТФ **99**, 806 (2014).
11. Л. Н. Котов, Л. С. Носов, Ф. Ф. Асадуллин, ЖТФ **78**, 60 (2008).
12. N. Eibagi, J. J. Kan, F. E. Spada, and E. E. Fullerton, IEEE Magn. Lett. **3**, 4500204 (2012).
13. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, ФТТ **56**, 2326 (2014).
14. А. М. Shutyї, S. V. Eliseeva, and D. I. Sementsov, J. Magn. Magn. Mater. **464**, 76 (2018).
15. H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, P. P. Freitas, J. Miltat, J. Fassbender, and B. Hillebrands, Phys. Rev. Lett. **90**, 017201 (2003).
16. H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas, J. Miltat, and J. Fassbender, Phys. Rev. Lett. **90**, 017204 (2003).
17. A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Nature Phys. **5**, 727 (2009).
18. Takuya Satoh, Sung-Jin Cho, Ryugo Iida, Tsutomu Shimura, Kazuo Kuroda, Hiroaki Ueda, Yutaka Ueda, B. A. Ivanov, Franco Nori, and Manfred Fiebig, Phys. Rev. Lett. **105**, 077402 (2010).
19. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, Письма в ЖЭТФ **88**, 286 (2008).
20. Ю. И. Джежеря, В. П. Юрчук, К. О. Демишев, В. Н. Коренинский, ЖЭТФ **144**, 461 (2013).
21. A. Sukhov and J. Berakdar, Phys. Rev. B **79**, 134433 (2009).
22. В. В. Рандошкин, А. М. Салецкий, Н. Н. Усманов, Д. Б. Чопорняк, ФТТ **46**, 2326 (2004).
23. Е. И. Ильяшенко, О. С. Колотов, А. В. Матюнин, О. А. Миронец, В. А. Погожев, ЖТФ **76**, 140 (2006).
24. Д. А. Балаев, А. А. Красиков, Д. А. Великанов, С. И. Попков, Н. В. Дубынин, С. В. Столяр, В. П. Ладыгина, Р. Н. Ярославцев, ФТТ **60**, 1931 (2018).
25. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).