ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2020, том 121, № 3, с. 243-250

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.624;537.621.5

ИМПУЛЬСНОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ДИПОЛЬНОЙ ЯЧЕЙКИ

© 2020 г. А. М. Шутый^{а, *}, Д. И. Семенцов^а

^аУльяновский государственный университет, ул. Л. Толстого, 42, Ульяновск, 432970 Россия *e-mail: shuty@mail.ru Поступила в релакцию 08.07.2019 г.

Поступила в редакцию 08.07.2019 г. После доработки 23.07.2019 г. Принята к публикации 13.08.2019 г.

Исследована динамика отклика магнитного момента двух противоположно-ориентированных наночастиц, отличающихся величиной одноосной анизотропии, на действие короткого гауссова импульса магнитного поля. Установлена зависимость продолжительности отклика от параметров импульса. Показано, что при подборе продолжительности и/или амплитуды импульса возможно перемагничивание только одного или только другого диполя (при этом магнитный момент системы меняется с 0 на ±2), либо перемагничивание обоих диполей (магнитный момент сохраняется). Выявлено влияние диполь-дипольного взаимодействия на перемагничивание.

Ключевые слова: импульсное перемагничивание, прецессионная динамика, одноосная анизотропия, магнитная наночастица, синтетический антиферромагнетик

DOI: 10.31857/S0015323020010143

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия достигнут значительный прогресс в понимании свойств и динамических процессов в системах магнитных наночастиц [1-7]. Основной вклад во взаимодействие наночастиц вносит диполь-дипольное взаимодействие, которое определяется не только их собственным магнитным моментом и локальным упорядочением, но и магнитной анизотропией [8-11]. Дискретность решеточных структур наночастиц приводит к существенным отличиям равновесных состояний и их динамического поведения от аналогичных свойств макроскопических монодоменных объектов [12–14]. На изменении равновесной конфигурации магнитных моментов под воздействием импульса магнитного поля основана возможность записи информации на решетках магнитных диполей [15, 16].

Импульсному перемагничиванию магнитных микро-, а также нано- (по одному из размеров) систем посвящено значительное число как теоретических, так и экспериментальных работ [17–26]. Так в [17] экспериментально была обнаружена периодичность реализации перемагничивания планарной слоистой микроструктуры при изменении длительности и амплитуды импульса. В [18] экспериментально исследуется продолжительность прецессионного отклика намагниченности микроячейки памяти на импульсное воздействие. В работах [19-22] исследована динамика намагниченности антиферромагнитных систем под влиянием сверхбыстрых импульсов магнитного поля. В частности, в [19] продемонстрирована возможность перемагничивания системы с длительным, а в [22] – с коротким релаксационным процессом. В [23] на основе уравнения Ландау-Лифшица рассмотрено переключение намагниченности монодоменных наночастиц и предложена схема для ее приведения в заданное состояние с помощью ультракоротких магнитных импульсов. В работах [24-26] исследуется импульсное перемагничивание пленок с различным типом магнитной анизотропии, а также рассматриваются динамические петли гистерезиса и релаксационные эффекты при импульсном перемагничивании наночастиц. В работе [27] исследуется отклик решетки наночастиц с одинаковой магнитной одноосной анизотропией на импульсное воздействие и ее перемагничивание.

Две ферромагнитные наночастицы с антипараллельной связью, обусловленной межслойным магнитным обменом или диполь-дипольным взаимодействием, представляют собой ячейку синтетического антиферромагнетика и лежат в основе логических элементов магнитной оперативной памяти. Отличительной чертой таких систем является высокая стабильность магнитного состояния к тепловым флуктуациям при высокой ком-

пенсации магнитных полей рассеивания [22, 28]. В настоящей работе на основе численного решения динамических уравнений исследуется отклик на гауссов импульс магнитного поля системы двух наночастиц, обладающих различной по величине одноосной магнитной анизотропией и связанных диполь-дипольным взаимодействием. Используя периодическую зависимость перемагничивания изолированной наночастицы от параметров импульса [29], выявляются условия реализации нескольких режимов перемагничивания системы, различающихся по устанавливаемой величине суммарного магнитного момента. Исследована прецессионная динамика отклика магнитных моментов на импульсное воздействие, в частности, его продолжительность.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим антиферромагнитную наноячейку — систему двух наночастиц с противоположно ориентированными одинаковыми магнитными моментами $|\mathbf{m}_i| = m$ (где i = 1, 2) и формой, близкой к сферической. Считаем, что наночастицы связаны диполь-дипольным взаимодействием и их центры расположены на расстоянии г друг от друга. Каждая из наночастиц обладает одноосной магнитной анизотропией и имеет размер, при котором находится в однодоменном состоянии.

Энергию *i*-ой наночастицы запишем в виде суммы зеемановской энергии во внешнем магнитном поле **H**, энергии диполь-дипольного взаимодействия и энергий анизотропии:

$$W(\mathbf{m}_i) = -\mathbf{m}_i \mathbf{H} + W_d(\mathbf{m}_{1,2}) + W_a(\mathbf{m}_i).$$
(1)

Энергия диполь-дипольного взаимодействия

$$W_d(\mathbf{m}_{1,2}) = \frac{\mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 r^2 - 3(\mathbf{m}_1 \mathbf{r})(\mathbf{m}_2 \mathbf{r})}{r^5},$$
 (2)

где **г** — радиус-вектор между диполями 1 и 2. Энергия одноосной анизотропии:

$$W_a(\mathbf{m}_i) = -K_{ui} V \frac{(\mathbf{m}_i \mathbf{n})^2}{m_i^2}, \qquad (3)$$

где K_{ui} и n — константа одноосной анизотропии и орт оси легкого намагничивания (ОЛН), V — объем наночастицы.

Динамика каждого из магнитных моментов описывается уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта [30]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_i^{\text{ef}} + \frac{\alpha}{m_i} \mathbf{m}_i \times \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial t}, \qquad (4)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – параметр диссипации. Эффективное магнитное поле, создаваемое в месте расположения *i*-го диполя

п-ым диполем, внешним полем и полем анизотропии, имеет вид:

$$\mathbf{H}_{i}^{\text{ef}} = -\frac{\partial W_{i}}{\partial \mathbf{m}_{i}} =$$

$$= \mathbf{H} + K_{ui} V \frac{\mathbf{n}(\mathbf{m}_{i}\mathbf{n})}{m_{i}^{2}} + \frac{3(\mathbf{m}_{n}\mathbf{r}) \mathbf{r} - \mathbf{m}_{n}r^{2}}{r^{5}}.$$
(5)

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}_{i}}{\partial \tau} = -\boldsymbol{\mu}_{i} \times \boldsymbol{h}_{i}^{\text{ef}} + \alpha \boldsymbol{\mu}_{i} \times \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_{i}}{\partial \tau}, \qquad (6)$$

rge $\boldsymbol{h}_{i}^{\text{ef}} = \boldsymbol{h} + k_{iu} \boldsymbol{n} (\boldsymbol{\mu}_{i} \boldsymbol{n}) + \frac{3(\boldsymbol{\mu}_{n} \boldsymbol{e}) \boldsymbol{e} - \boldsymbol{\mu}_{n}}{l^{3}}.$

В этом случае обезразмеренные внешнее поле и константа одноосной анизотропии принимают вид: $\mathbf{h} = \mathbf{H}/J$, $k_{ui} = K_{ui}/J^2$.

Приведем переход от безразмерных величин к размерным для наночастиц, состоящих из N атомов железа: магнитный момент наночастицы $m \approx 2.2\mu_{\rm B}N$, где $\mu_{\rm B}$ — магнетон Бора. Так, для устойчивой сферической конфигурации N = 561 радиус наночастицы составляет $R = 1.364 \times 10^{-7}$ см, $m \approx 1.145 \times 10^{-17}$ эрг/Гс и $J \approx 1.08$ кэрг/(Гс см³). С учетом $\gamma = 1.76 \times 10^7$ (Эс)⁻¹ получаем следующие численные оценки для времени $t = \tau/(\gamma J) \approx 0.53\tau$ пс, магнитного поля $H = Jh \approx 1.08h$ кЭ, константы анизотропии $K_{ui} = J^2 k_{ui} \approx 1.2 \times 10^6 k_{ui}$ эрг/см³.

При дальнейшем анализе векторное уравнение (6) представляется тремя скалярными уравнениями. Так, для *x*-компонент $\partial \mu_i / \partial \tau$ получаем:

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

$$(7)$$

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

Далее рассматривается система координат, в которой направление легких осей обеих наночастиц совпадает с осью Y, при этом их константы анизотропии различны. Параметр диссипации считается равным $\alpha = 0.01$. Равновесные ориентации и прецессионные режимы суммарного магнитного момента наноячейки определяются на основе численного решения уравнений (7), который проводится с помощью метода Рунге–Кутта.

ОТКЛИК МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ НА ИМПУЛЬС МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим вначале отклик одной наночастицы на гауссов импульс магнитного поля:

$$h(\tau) = h_0 \exp\left[-\left(\tau - \tau_i\right)^2 / 2\tau_0^2\right], \qquad (8)$$

где h_0 , τ_i и τ_0 – пиковое значение поля, временной сдвиг максимума импульса и его длительность; далее принимается $\tau_m = 200$, а поле импульса линейно поляризованным вдоль оси *X*. В случае отсутствия подмагничивающего поля или при относительно слабом поле ($h_y \ll k_u$), направленном вдоль ОЛН, с изменением длительности или пикового значения импульса периодически выполняются условия реализации перемагничивания наночастицы.

На рис. 1 приведена диаграмма, отражающая зависимость реализации перемагничивания наночастицы с константой анизотропии $k_u = 1$ от амплитуды и длительности гауссова импульса, на которых затемненные области соответствуют осуществлению перемагничивания при данных параметрах импульса, а незатемненные области – отсутствию перемагничивания. Подмагничивающее поле здесь и далее принимается отсутствующим. В исходном состоянии магнитный момент наночастицы ориентирован в положительном направлении оси Ү. Из диаграммы видно, что периодичность реализации перемагничивания имеет место как при изменении длительности импульса, так и при изменении его амплитуды, период соответствующих интервалов уменьшается с возрастанием значений параметров. При достаточно больших параметрах импульса имеет место приближенное равенство между интервалами, отвечающими перемагничиванию и его отсутствию. Аналогичные диаграммы были также представлены в работе [17] для описания данных эксперимента по импульсному перемагничиванию магнито-анизотропной пленочной микроячейки.

Для наноячейки, состоящей из двух наночастиц, магнитные моменты которых в исходном состоянии направлены в противоположные стороны и $k_{\mu 1} \neq k_{\mu 2}$, действие импульса может приводить к четырем различным конфигурациям: обе наночастиицы сохраняют исходную ориентацию магнитных моментов, обе перемагничиваются и меняют направление магнитного момента на противоположное, перемагничивается только одна из двух наночастиц. В первых двух случаях суммарных магнитный момент ячейки $M = \mu_1 + \mu_2$ остается равным нулю, в последнем случае он имеет одно из двух значений $M_v = \pm 2$ (что в запоминающем устройстве может выступать в качестве двух состояний логической "1"). Отклик системы диполей на импульсное воздействие определяется пересечени-



Рис. 1. Диаграмма зависимости реализации перемагничивания наночастицы с константой анизотропии $k_u = 1$ от амплитуды и длительности импульса; темные области соответствуют перемагничиванию наночастицы.

ем двух диаграмм перемагничивания/неперемагничивания (ПМ/НПМ) (см. рис. 1), характеризующих каждый из диполей, и величиной диполь-дипольного взаимодействия между наночастицами.

На рис. 2 приведены диаграммы ПМ/НПМ системы двух диполей, первый из которых в исходном состоянии ориентирован в отрицательном направлении оси У и обладает анизотропией с коэффициентом $k_{u1} = 1$ (а, б) и $k_{u1} = 0.5$ (в), а второй, с $k_{u2} = 2$, ориентирован в противоположную сторону. Расстояние между диполями l = 2(а) и l = 3 (б, в). Темные области диаграмм, помеченные "1" (и чередующиеся с областями "2"), отвечают перемагничиванию (при соответствующих параметрах импульса) только первого диполя и конечному состоянию системы с $M_v = 2$. Темные области, помеченные "2", отвечают перемагничиванию только второго диполя и конечному состоянию с М_v = -2. Белые области диаграмм отвечают конечному состоянию с $M_v = 0$, т.е. или перемагничиванию обеих наночастиц, или сохранению исходной конфигурации. Из сравнения диаграмм (а) и (б) видно, что при сближении наночастиц увеличивается хаотизация на границе областей перемагничивания системы, а сами эти области сокращаются, так как усиливающееся диполь-дипольное взаимодействие ориентирует магнитные моменты в противоположные стороны. При изменении константы анизо-



Рис. 2. Диаграммы зависимости перемагничивания одного из двух противоположно-ориентированных диполей от амплитуды и длительности импульса; области "1" ответствуют перемагничиванию первой наночастицы с $k_{u1} = 1$ (a, б) и $k_{u1} = 0.5$ (в), области "2" – перемагничиванию второй наночастицы с $k_{u2} = 2$; расстояние между диполями l = 2 (a) и l = 3 (б, в).

тропии одной или обеих наночастиц изменяется число и расположение областей перемагничивания системы (в).

На рис. 3 приведена зависимость от времени Уи Х-компонент магнитного момента наноячейки при действии импульса длительностью $\tau_0 = 2$ и с различной амплитудой: *h*₀ =1.2, 1.9, 2.3. Константы анизотропии $k_{u1} = 1$ (в исходном состоянии $\mu_{1y} = -1$) и $k_{u2} = 2$ (в исходном состоянии $\mu_{2y} = 1$), расстояние между наночастицами l = 3. Выбранные параметры отвечают трем различным откликам системы на действие импульса: перемагничивается только первый диполь, и магнитный момент системы от нулевого значения переходит к значению 2 (кривая 1); перемагничивается только второй диполь, и магнитный момент системы переходит к значению -2 (кривая 2); перемагничиваются оба диполя, и магнитный момент сохраняет нулевое значение (кривая 3). Видно, что при данных параметрах за короткое время направления магнитных моментов достаточно близко подходят к направлению конечной ориентации (за время перемагничивания $\Delta \tau = 10$ соответствующая компонента магнитного момента изменяется на $|\Delta M_v| \ge 1.8$), после чего возникает затухающая по амплитуде прецессия вокруг оси У с частотой, определяемой полями анизотропии наночастиц. Полная продолжительность прецессии определяется параметрами диссипации.

ПРЕЦЕССИОННАЯ ДИНАМИКА ОТКЛИКА

Прецессионная динамика магнитного момента наноячейки, возникающая после действия импульса, также сложным образом зависит от параметров импульса. Продолжительность переходной прецессии определяется расположением параметрической точки на диаграммах ПМ/НПМ (рис. 1 и 2). В частности, если параметры импульса соответствуют краевым участкам характеристических областей диаграмм (независимо от того, отвечают они перемагничиванию или не перемагничиванию наночастиц), имеет место продолжительный по времени прецессионный отклик магнитных моментов. Для центральных участков областей диаграммы прецессионная динамика занимает на порядок меньшее время, и магнитные моменты быстро приближаются к равновесному состоянию [27, 29]. Рассмотренный выше рис. 3 отвечает второму случаю - центральным областям соответствующих диаграмм. Динамика магнитного момента наноячейки при параметрах импульса, соответствующих краевым участкам областей диаграммы, приведена на рис. 4. Здесь представлена зависимость от времени У- и Х-компонент магнитного момента наноячейки при действии импульса с $\tau_0 = 2$ и $h_0 = 1.4$, 2.1. В обоих случаях



Рис. 3. Зависимость от времени *Y*- и *X*-компонент магнитного момента системы наночистиц с $k_{u1} = 1$ и $k_{u2} = 2$ при действии импульса с параметрами $\tau_0 = 2$ и $h_0 = 1.2, 1.9, 2.3$ (кривые *I*-*3*); в исходном состоянии $\mu_{1y} = -1, \ \mu_{2y} = 1$; расстояние между наночастицами l = 3; параметр диссипации $\alpha = 0.01$.

имеет место перемагничивание только одного из диполей: первого в случае (а) и второго в случае (б). При этом переходная динамика оказывается продолжительной по времени, особенно в случае (б), так как отвечающие этому случаю параметры наиболее близки к границе между характеристическими областями диаграммы. Аналогичные зависимости отклика изолированной наночастицы от длительности импульса, как для анизотропно-



Рис. 4. Зависимость от времени *Y*- и *X*-компонент (кривые *l* и 2) магнитного момента системы наночастиц с параметрами $k_{u1} = 1$, $k_{u2} = 2$ и *l* = 3 при действии импульса с $\tau_0 = 2$ и $h_0 = 1.4$, 2.1 (а и б).

го, так и для изотропного случаев, исследовали в работе [29].

Выявленные особенности отклика наночастиц на импульсное воздействие обусловлены характером аттракторов прецессионного движения магнитного момента рассматриваемой нелинейной системы.

Продолжительность отклика, а также реализация перемагничивания определяются положени-



Рис. 5. Проекции на плоскость *YZ* траекторий магнитных моментов наночастиц с $k_{1u} = 1$ и $k_{2u} = 2$ при действии импульса с $\tau_0 = 5$ и $h_0 = 1.6$, 2.1 (а, б).

ем магнитного момента относительно оси анизотропии при прекращении действия импульса. Чем ближе к оси анизотропии оказывается направление магнитного момента, тем короче по времени переходная прецессионная динамика. В случае же близости магнитного момента к плоскости XZ под воздействием поля анизотропии возникает продолжительная затухающая прецессия вокруг оси Y.

На рис. 5 для наноячейки с прежними параметрами представлены проекции траекторий магнитных моментов на плоскость YZ при действии импульса с $\tau_0 = 5$ и $h_0 = 1.6$, 2.1. В случае (а) реализуется перемагничивание только одного из двух диполей, и магнитный момент системы меняет свое значение с 0 на 2. В случае (б) перемагничиваются оба диполя и значение М остается нулевым. В общем случае возникает два переходных прецессионных процесса: помимо указанной прецессии под воздействием поля анизотропии, возникает также непродолжительная прецессия вокруг оси Х под воздействием поля импульса. Число витков последней возрастает с увеличением параметров импульса поля, точнее, с увеличение номера "полосы" перемагничивания (отсчитываемого от начала параметрических координат) на соответствующей диаграмме (см. рис. 1).

Отметим, что когда расстояние между диполями $l \ge 5$, диполь-дипольное взаимодействие между ними настолько мало, что их отклик на импульсное воздействие близок к отклику изолированных диполей. Таким образом, антиферромагнетик может быть построен из пар отличающихся по величине анизотропии наночастиц, когда расстояние между парными наночастицами $l \ge 2$, а расстояние между наноячейками $L \ge 5$. Антиферромагнетик может быть также построен из одинаково удаленных наночастиц: $L = l \ge 5$. Дополнительные исследования также показали, что аналогичные зависимости отклика магнитных моментов от параметров импульса имеют место не только для гауссова импульса, но и в случае других его профилей (если отсутствует частотная модуляция).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено исследование наноячейки синтетического антиферромагнетика, представляющей собой две наночастицы с различной по величине одноосной анизотропией. Показано, что отклик антиферромагнитной наноячейки на импульсное воздействие существенно зависит от параметров импульса магнитного поля. При противоположной исходной ориентации диполей за счет изменения амплитуды и/или длительности импульса может быть осуществлено перемагничивание только одного или только второго диполя, перемагничивание сразу двух диполей или же сохранение ориентации обоих диполей. В первых двух случаях суммарных магнитный момент изменяется и переходит от нулевого значения к значению ±2. Данный результат достигается благодаря тому, что результат отклика на импульсное воздействие изолированного диполя периодическим образом изменяется при изменении продолжительности или амплитуды действующего импульса. Действие диполь-дипольного взаимодействия между наночастицами таково, что сонаправленная ориентация двух магнитных моментов достигается при импульсном перемагничивании только, если нормированное расстояние между наночастицами $l \ge 2$, если же $l \ge 5$, отклик магнитных моментов близок к случаю изолированных наночастиц.

Продолжительность отклика системы диполей зависит от расположения параметров импульса на диаграмме ПМ/НПМ, характеризующей процессы перемагничивания. Если параметры импульса находятся вблизи центра области диаграммы, соответствующей какому-либо однотипному отклику системы, то переходная динамика магнитных моментов непродолжительна и практически ограничивается временем действия импульса (если не учитывать низкоамплитудный колебания). Если же параметры импульса близки к границе между двумя областями диаграммы, относящимися к разным результатам импульсного перемагничивания, то прецессионная динамика отклика магнитных моментов (возникающая под воздействием поля анизотропии наночастиц) оказывается более чем на порядок продолжительней. Полученные результаты могут быть использованы при создании трех-четырех уровневых элементов памяти на основе наноячеек синтетического антиферромагнетика.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования РФ (Госзадание № 3.6825.2017/ БЧ) и РФФИ (договор № 18-42-730001/18).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Skomski R. Nanomagnetics // J. Phys.: Condens. Matter. 2003. V. 15. P. R841–R896.
- Meilikhov E.Z., Farzetdinova R.M. Magnetic properties of two-dimensional random systems of Ising dipoles // JMMM. 2004. V. 268. № 1–2. P. 237–250.
- Иванов Ю.П., Ильин А.И., Пустовалов Е.В., Чеботкевич Л.А. Влияние наведенной анизотропии на процессы перемагничивания круглых наноточек Со // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 8. С. 1576–1582.
- Кособукин В.А., Кричевцов Б.Б. Эффекты локального поля в магнитооптике двумерных массивов ферромагнитных наночастиц // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 4. С. 759–765.
- Бондаренко П.В., Галкин А.Ю., Иванов Б.А. Диаграмма состояний двумерной квадратной решетки магнитных частиц с перпендикулярной анизотропией // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. Вып. 6. С. 1127–1147.
- Фраерман А.А. Магнитные состояния и транспортные свойства ферромагнитных наноструктур // УФН. 2012. Т. 182. № 12. С. 1345–1351.
- Дзян С.А., Иванов Б.А. Динамика и устойчивость линейного кластера сферических магнитных наночастиц // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. Вып. 5(11). С. 969–981.

- 8. *Gudoshnikov S.A., Liubimov B.Ya, Popova A.V., Usov N.A.* The influence of a demagnetizing field on hysteresis losses in a dense assembly of superparamagnetic nanoparticles // JMMM. 2012. V. 324. № 22. P. 3690– 3694.
- Kiseleva T., Zholudev S., Novakova A., Grigoryeva T. The enhanced magnetodeformational effect in Galfenol/polyurethane nanocomposites by the arrangement of particle chains // Composite Structures. 2016. V. 138. P. 12–16.
- Hansen M.F., Jönsson P.E., Nordblad P., Svedlindh P. Critical dynamics of an interacting magnetic nanoparticle system // J. Phys.: Condensed Matter. 2002. V. 14. № 19. P. 4901–4914.
- Шутый А.М., Семенцов Д.И. Динамика магнитного момента анизотропной наночастицы и плоской решетки в переменном поле // ФТТ. 2018. Т. 60. Вып. 12. С. 2369–2378.
- Шутый А.М., Семенцов Д.И. Вихревые структуры в плоских решетках магнитных диполей при наличии обменной связи // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. Вып. 12. С. 806–812.
- 13. *Shutyĭ A.M., Eliseeva S.V., Sementsov D.I.* Equilibrium state of planar arrays of magnetic dipoles in the presence of exchange interaction // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. № 2. 024421(13).
- 14. *Shutyĭ A.M., Sementsov D.I.* Dynamics of the magnetic moments for chain of dipoles in domain wall // JMMM. 2016. V. 401. № 3. P. 1033–1038.
- Eibagi N., Kan J.J., Spada F.E., Fullerton E.E. Role of dipolar interactions on the thermal stability of highdensity bit-patterned media // IEEE Magnetic Letters. 2012. V. 3. 4500204-1-4.
- Мейлихов Е.З., Фарзетдинова Р.М. Максимальная плотность магнитной записи и распределение переключающих полей // ФТТ. 2014. Т. 56. Вып. 12. С. 2326–2334.
- Schumacher H.W., Chappert C., Crozat P., Sousa R.C., Freitas P.P., Miltat J., Fassbender J., Hillebrands B. Phase coherent precessional magnetization in microscopic spin valve elements // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. № 1. P. 017201(13).
- Schumacher H.W., Chappert C., Sousa R.C., Freitas P.P., Miltat J. Quasiballistic magnetization reversal // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. № 1. P. 017204(12).
- Kimel A.V., Ivanov B.A., Pisarev R.V., Usachev P.A., Kirilyuk A., Rasing Th. Inertia-driven spin switching in antiferromagnets // Nature Physics. 2009. V. 5. P. 727-731.
- Takuya Satoh, Sung-Jin Cho, Ryugo Iida, Shimura Tsutomu, Kuroda Kazuo, Ueda Hiroaki, Ueda Yutaka, Ivanov B.A., Nori Franco, Fiebig Manfred. Spin oscillations in antiferromagnetic NiO triggered by circularly polarized light // Phys. Rev. Letters. 2010. V. 105. № 7. P. 077402 (4).
- Галкин А.Ю., Иванов Б.А. Динамика антиферромагнетиков под действием сверхкоротких импульсов магнитного поля // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. Вып. 4. 286–290.
- 22. Джежеря Ю.И., Юрчук В.П., Демишев К.О., Коренивский В.Н. Перемагничивание ячеек синтетического антиферромагнетика импульсом магнитно-

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ том 121 № 3 2020

го поля // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. Вып. 6(12). С. 1203– 1209.

- Sukhov A., Berakdar J. Steering magnetization dynamics of nanoparticles with ultrashort pulses // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. № 13. P. 134433(10).
- Рандошкин В.В., Салецкий А.М., Усманов Н.Н., Чопорняк Д.Б. Влияние планарного магнитного поля на импульсное перемагничивание монокристаллических пленок (Bi,Lu)₃(Fe,Ga)₅O₁₂ с ориентацией (210) // ФТТ. 2004. Т.4 6. Вып. 3. С. 461–465.
- 25. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А., Погожев В.А. О влиянии двухосной анизотропии пленок ферритов-гранатов с намагниченностью, лежащей в плоскости пленок, на форму кривых импульсного перемагничивания // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 140–142.
- Балаев Д.А., Красиков А.А., Великанов Д.А., Попков С.И., Дубынин Н.В., Столяр С.В., Ладыгина В.П., Ярославцев Р.Н. Импульсное перемагничивание антиферромагнитных наночастиц ферригидрита // ФТТ. 2018. Т. 60. Вып. 10. С. 1931–1936.
- Шутый А.М., Семенцов Д.И. Отклик решетки магнитных наночастиц на гауссов импульс магнитного поля. // ФММ. 2019. Т. 120. Вып. 3. С. 257–265.
- Джежеря Ю.И., Демишев К.О., Коренивский В.Н. Задача Капицы для магнитных моментов синтетических антиферромагнитных систем // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. Вып. 2(8). С. 318–322.
- Шутый А.М., Семенцов Д.И. Отклик магнитного момента наночастицы на импульсное воздействие // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. Вып. 11. С. 761–769.
- 30. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464.