

Вихревые структуры в плоских решетках магнитных диполей при наличии обменной связи

А. М. Шутый¹⁾, Д. И. Семенцов

Ульяновский государственный университет, 432970 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 16 апреля 2014 г.

После переработки 12 мая 2014 г.

Исследованы вихревые равновесные состояния плоских квадратных решеток магнитных диполей при наличии обменного взаимодействия. Показано, что вихревые равновесные конфигурации различаются по расположению центра вихря и, соответственно, по величине и направлению суммарного магнитного момента системы. В случае расположения центра вихря в центре массива суммарный магнитный момент системы равен нулю. При воздействии на систему внешнего плоскостного магнитного поля происходит движение центра вихря в перпендикулярном полю направлении. Таким образом реализуются переходы между различными равновесными вихревыми конфигурациями и осуществляется управление магнитным моментом системы диполей.

DOI: 10.7868/S0370274X14120054

1. Интерес к самоорганизующимся системам, в том числе к ансамблям наночастиц, особенно возрос в связи с достижениями в области информационных технологий и наноструктур. Ансамбли однодоменных частиц оказываются также и удобными объектами для изучения фазовых переходов и других коллективных явлений вследствие возможности эффективного управления их состоянием. В последние годы ведется систематическое изучение и внедрение в практику создаваемых нанотехнологиями [1] дипольных сверхструктур магнитного типа. Среди таких структур особый интерес представляют двумерные сверхструктуры в виде квадратных решеток наночастиц с формой, близкой к круговой [2]. Дипольные магнитоупорядоченные структуры могут быть, в частности, сформированы методом нанолитографии [3] на основе наночастиц из атомов железа. Подобные наночастицы содержат порядка 100 атомов, что обеспечивает их сферическую форму, размер около 10 нм и магнитный момент $3\mu_B$ [4]. Разброс наночастиц по размерам при соответствующем контроле может не превышать пяти процентов [5]. Основной вклад во взаимодействие магнитных моментов наночастиц в случае однодоменного состояния должны вносить диполь-дипольное [3, 6], а также обменное взаимодействия. Накопители информации, изготовленные на основе массивов магнитных диполей, являются одними из наиболее перспективных видов запоминающих устройств. В связи с этим большое практиче-

ское значение приобретают исследования влияния на состояния дипольных решеток внешних однородных и локальных статических магнитных полей.

В настоящей работе исследуются равновесные состояния плоских решеток магнитных диполей, между которыми существует не только диполь-дипольное, но и обменное взаимодействие. Основное внимание уделено вихревым ориентационным конфигурациям, которые благодаря движению центра вихря под действием внешнего магнитного поля позволяют управлять величиной и направлением магнитного момента систем. Рассмотрены переходы между различными вихревыми конфигурациями, характеризующимися определенным суммарным магнитным моментом, включая центрально ориентированную конфигурацию, при которой магнитный момент массива отсутствует. Это позволяет легко переводить систему из состояния с нулевым магнитным моментом в конфигурации с различными его значениями.

2. При анализе поведения плоской квадратной решетки наночастиц мы полагаем, что все они обладают одинаковыми по величине магнитными моментами и связаны диполь-дипольным и обменным взаимодействиями. Положение центров масс наночастиц в системе принимается неизменным, сами наночастицы – однородными и шарообразными [7], а материал объектов – магнитожестким. Каждая из наночастиц может вращаться вокруг центра масс. Динамические уравнения для рассматриваемой системы магнитных диполей могут быть представлены следующим образом [8–10]:

¹⁾e-mail: shuty@mail.ru

$$J_i \frac{d\boldsymbol{\omega}_i}{dt} + \alpha_i \boldsymbol{\omega}_i = \mathbf{p}_i \times \mathbf{H}_i, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = \boldsymbol{\omega}_i \times \mathbf{p}_i,$$

где \mathbf{p}_i и $\boldsymbol{\omega}_i = d\boldsymbol{\varphi}_i/dt$ – дипольный магнитный момент и угловая скорость i -го диполя (φ_{ij} – угол поворота диполя вокруг оси $j = x, y, z$), J_i – момент инерции, α_i – параметр диссипации. Эффективное поле, создаваемое в месте расположения i -го диполя остальными диполями и внешним магнитным полем \mathbf{h} , определяется выражением

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{h} + \sum_{n \neq i} \left[\frac{3(\mathbf{p}_n \mathbf{r}_{in}) \mathbf{r}_{in} - \mathbf{p}_n r_{in}^2}{r_{in}^5} + \Lambda \mathbf{p}_n \exp(-\sigma r_{in}) \right], \quad (2)$$

где \mathbf{r}_{in} и r_{in} – радиус-вектор и расстояние между центрами i -го и n -го диполей, Λ и σ^{-1} – константа и характерная длина обменного взаимодействия. Будем считать, что магнитные диполи в решетке являются идентичными: $|\mathbf{p}_i| = p$, $J_i = J$, $\alpha_i = \alpha$.

Далее перейдем к следующим безразмерным параметрам [8]: $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in}/r_{in}$, $l_{in} = r_{in}/a$, $\kappa = \sigma a$, $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{p}/p$, $\beta = \alpha/(\nu J)$, $\boldsymbol{\Omega}_i = d\boldsymbol{\varphi}_i/d\tau$, $\tau = \nu t$, $\nu = \sqrt{p^2/Ja^3}$, где a – параметр решетки (расстояние между центрами ближайших диполей). В этом случае внешнее поле преобразуется к виду $\mathbf{f} = \mathbf{h}a^3/p$, а константа обменного взаимодействия $\lambda = a^3\Lambda$. В безразмерных параметрах уравнения (1) запишутся в виде

$$\frac{d\boldsymbol{\Omega}_i}{d\tau} = -\beta \boldsymbol{\Omega}_i + \boldsymbol{\rho}_i \times \left\{ \mathbf{f} + \sum_{n \neq i} \left[\frac{3\mathbf{e}_{in}(\boldsymbol{\rho}_n \mathbf{e}_{in}) - \boldsymbol{\rho}_n}{l_{in}^3} + \lambda \boldsymbol{\rho}_n \exp(-\kappa l_{in}) \right] \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{d\boldsymbol{\rho}_i}{d\tau} = \boldsymbol{\Omega}_i \times \boldsymbol{\rho}_i.$$

3. Численный анализ приведенных уравнений показал, что в случае слабого обменного взаимодействия ($\lambda \ll 1$) между входящими в рассматриваемую систему телами устанавливаются равновесные конфигурации, аналогичные состояниям в дипольных системах без обменного взаимодействия [11]. В частности, устанавливаются равновесные конфигурации с “седлообразной” ориентацией дипольных моментов, а также конфигурации, в центральной области которых дипольные моменты составляют пары рядов со взаимно противоположным направлением. В случае сильного ($\lambda \gg 1$) обменного взаимодействия равновесной является только диагональная конфигурация, в которой дипольные моменты выстраиваются преимущественно вдоль диагонали ре-

шетки. При промежуточной величине обменного взаимодействия в системах при одних и тех же параметрах могут устанавливаться как диагональные равновесные конфигурации, так и конфигурации с ориентацией магнитных моментов преимущественно вдоль стороны решетки, а также конфигурации с вихревой их ориентацией. Вихревые равновесные состояния могут отличаться по расположению в решетке центра вихревой структуры и, соответственно, по величине суммарного магнитного момента системы $\mathbf{P} = \sum \boldsymbol{\rho}_i$. При расположении центра вихря в центре решетки с четным числом диполей суммарный магнитный момент равен нулю. При смещении вихря к краю решетки ее дипольный момент увеличивается.

На рис. 1 приведены равновесные конфигурации массива диполей 10×10 при параметрах обменно-

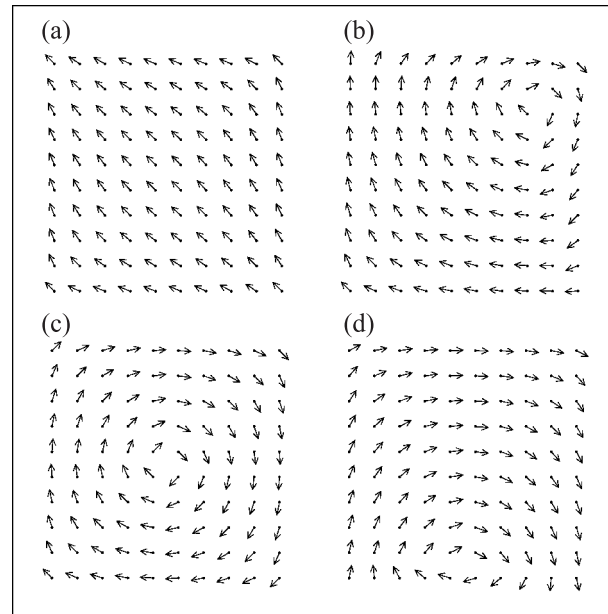


Рис. 1. Равновесные конфигурации массивов 10×10 : диагональная (a), центрально ориентированная вихревая с $P = 0$ (c) и вихревые с сильно смещенным центром и $P \neq 0$ (b, d). Параметры обменного взаимодействия $\lambda = 1.1$ и $\kappa = 1$

го взаимодействия $\lambda = 1.1$ и $\kappa = 1$ (здесь и далее). При величине обменной связи $\lambda = 1$ равновесные конфигурации являются аналогичными за исключением случая b (данная конфигурация оказывается неустойчивой, и центр вихря при указанном значении параметра смещается от угла массива к центру). Приведенные равновесные состояния массивов могут быть реализованы следующим образом. Диагональную равновесную конфигурацию, имеющую минимальную энергию связи (рис. 1a), легко получить с помощью достаточно сильного ($f \geq 1$) плоскост-

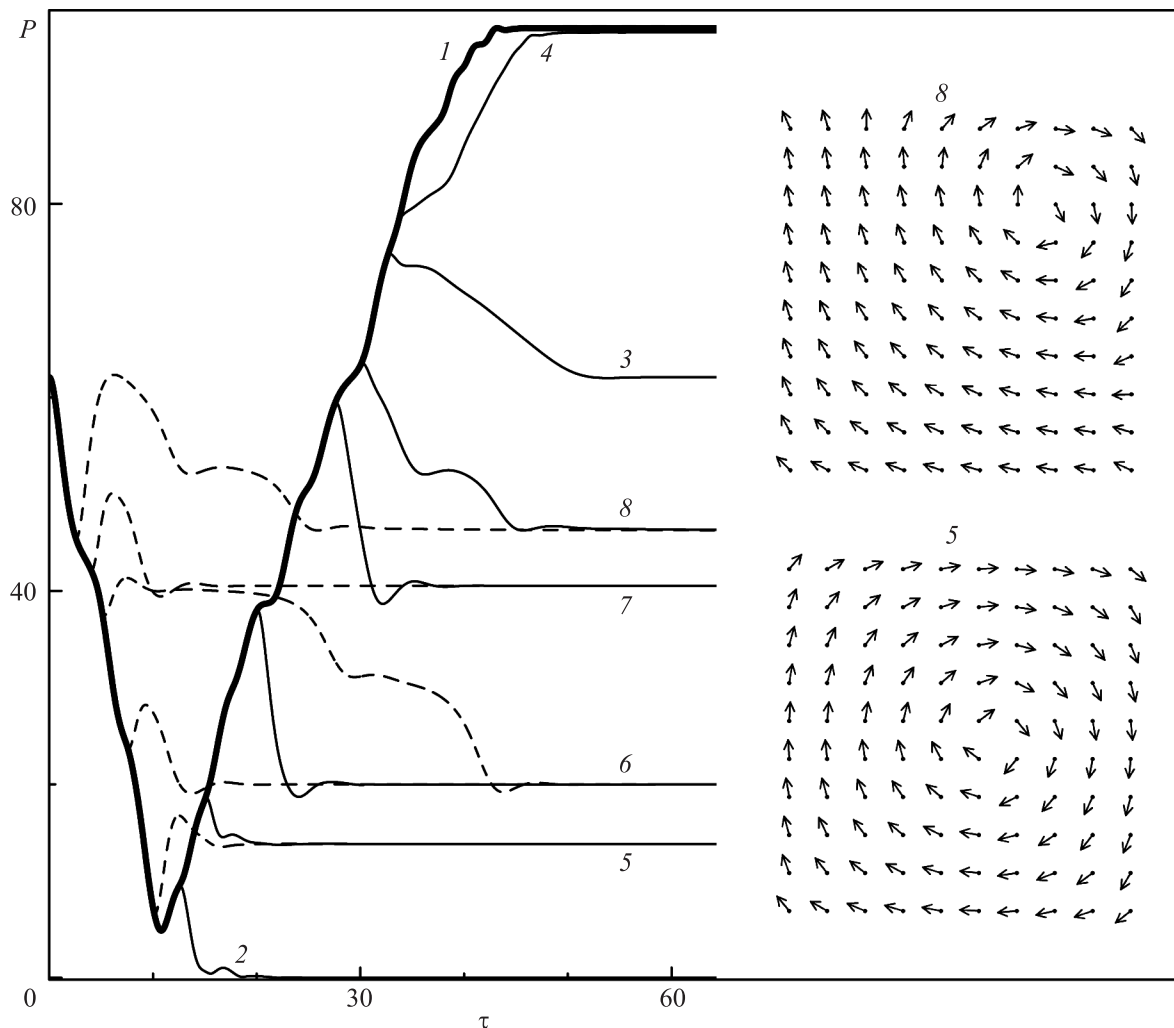


Рис. 2. Зависимость от времени дипольного момента системы для исходной вихревой конфигурации, показанной на рис. 1b, при плоскостном постоянно действующем поле с $f = 0.5$ (жирная кривая 1) и при его выключении в разные моменты времени. Кривая 2 – переход к центральной вихревой конфигурации, 3 – к конфигурации, симметричной исходной, 4 – к диагональной конфигурации (см. рис. 1a), 5 и 8 – к соответствующим приведенным на рисунке конфигурациям

ного внешнего магнитного поля, действующего на весь массив диполей в направлении одной из диагоналей. Вихревую конфигурацию с центром вихря, расположенным вблизи угла массива (рис. 1b), можно получить, действуя нормальным к системе магнитным полем на часть входящих в нее диполей (на массив 6×6 , входящий в рассматриваемый массив и включающий один из его углов). Если исходной была диагональная конфигурация, то после выключения нормального поля устанавливается равновесная вихревая конфигурация b. Конфигурацию с центром вихря в центре массива (рис. 1c) и, следовательно, с нулевым суммарным магнитным моментом можно получить с помощью нормального магнитного поля, действующего на центральную область configura-

ции b, а также с помощью плоскостного магнитного поля. Во втором случае достаточно слабое магнитное поле ($f < 1$) должно действовать на всю систему. При этом центр вихревой структуры будет смещаться в направлении, перпендикулярном направлению внешнего поля. Аналогичным образом из конфигураций b и c может быть получена конфигурация d с центром вихря вблизи одной из сторон массива диполей.

Расчеты, проведенные для других массивов, начиная с массива 6×6 и вплоть до систем 14×14 , показывают, что их равновесные конфигурации подобны приведенным выше.

4. Равновесное положение центра вихря в массиве диполей может быть различным, но оно должно

иметь определенную конфигурацию взаимной ориентации диполей. Это обусловлено достижением при данных зависящих от параметров конфигурациях минимума энергии связи диполей системы. При удалении центра вихря от центра массива магнитный момент системы увеличивается. Таким образом, в случае перехода между двумя равновесными вихревыми структурами осуществляется перемагничивание массива.

Рассмотрим перемагничивание массива при воздействии на всю систему постоянного магнитного поля. На рис. 2 приведены временные зависимости суммарного дипольного момента системы при исходной конфигурации, отвечающей рис. 1b, при воздействии плоскостного поля с $f = 0.5$ (здесь и далее) и ориентационным углом $\psi = -3\pi/4$ (угол отсчитывается от оси x , совпадающей с горизонтальной стороной квадратной решетки на рис. 1). Выделенная кривая 1 отвечает случаю, когда перемагничивающее поле не выключается в течение всего рассматриваемого времени. При этом магнитный момент системы сначала уменьшается, что соответствует приближению центра вихревой структуры к центру массива. Затем, когда он удаляется от центра массива и приближается к его противоположному углу, происходит рост суммарного магнитного момента (с изменением его направления на противоположное). В конце взятого отрезка времени имеет место существенное увеличение суммарного момента \mathbf{P} относительно первоначального значения, что отвечает исчезновению вихревой конфигурации и установлению структуры с моментами наночастиц, ориентированными преимущественно вдоль диагонали массива (см. конфигурацию на рис. 1a). Остальные кривые отвечают случаям, когда перемагничивающее поле выключается в разные моменты времени. При этом центр вихревой структуры смещается к одному из своих устойчивых положений (что может потребовать достаточно продолжительного переходного процесса), а магнитный момент системы приобретает одно из нескольких значений. Штриховые и сплошные кривые, подходящие к одному и тому же значению магнитного момента системы, отвечают установлению различных, но симметричных (относительно центра массива) равновесных конфигураций. Для массива с указанными параметрами может устанавливаться либо нулевое значение суммарного магнитного момента (кривая 2), отвечающее центральной вихревой структуре, либо значение $P \approx N$, где N – число диполей в системе (кривая 4), отвечающее диагональной (а также продольной, см. ниже) структуре или одному из пяти промежуточных значений (без учета противополож-

ных направлений вектора \mathbf{P}), соответствующих различным смещениям центра вихревой структуры. В частности, кривая 2 отвечает установлению конфигурации, симметричной исходной (рис. 1b), т.е. здесь магнитный момент массива имеет то же значение, но противоположное направление. На рисунке также приведены равновесные конфигурации, установлению которых соответствуют штриховые кривые 5 и 8. Непрерывные кривые 5 и 8 отвечают установлению конфигураций, симметричных приведенным. В случае конфигураций, отвечающих кривым 6 и 7, центр вихря располагается между его положениями в конфигурациях 5 и 8, что следует из соответствующих равновесных значений суммарного магнитного момента системы.

При переходе от одной равновесной вихревой конфигурации к другой вначале имеет место увеличение энергии связи. После приближения к другой равновесной конфигурации энергия связи уменьшается. При выключении внешнего поля устанавливается новое вихревое состояние. Запишем выражение для полной энергии связи решетки:

$$W_0 = \sum_i \sum_k (W_{in} - W'_{in}) / (2p^2), \quad (4)$$

где

$$W_{in} = \frac{\mathbf{p}_i \mathbf{p}_n - 3(\mathbf{p}_i \mathbf{e}_{in})(\mathbf{p}_n \mathbf{e}_{in})}{l_{in}^3} - \lambda \mathbf{p}_i \mathbf{p}_n \exp(-\kappa l_{in})$$

есть нормированная на a^3 энергия взаимодействия i -го и n -го диполей, W'_{in} – нормированная энергия взаимодействия между двумя диполями в исходном состоянии массива. На рис. 3 приведены зависимости $W_0(\tau)$, полученные при движении центра вихря под действием поля с $f = 0.4, 0.5, 0.6$ (кривые 1–3). Исходной является конфигурация, отвечающая рис. 1b. Видно, что в процессе движения вихря система проходит через несколько локальных минимумов энергии связи. Однако следует заметить, что данные энергетические минимумы не соответствуют энергии самих равновесных состояний, так как они выявляются в процессе движения вихря под действием внешнего поля. Этим объясняются различие трех зависимостей, полученных при разных значениях параметра f , и отсутствие симметрии приведенных зависимостей при приближении вихря к центру массива и удалении от него.

Устойчивые положения вихревой структуры и число возможных стационарных значений магнитного момента системы зависят, в частности, от параметров обменного взаимодействия. При относительно слабом обменном взаимодействии реализуется только конфигурация с $P = 0$, а при сильном –

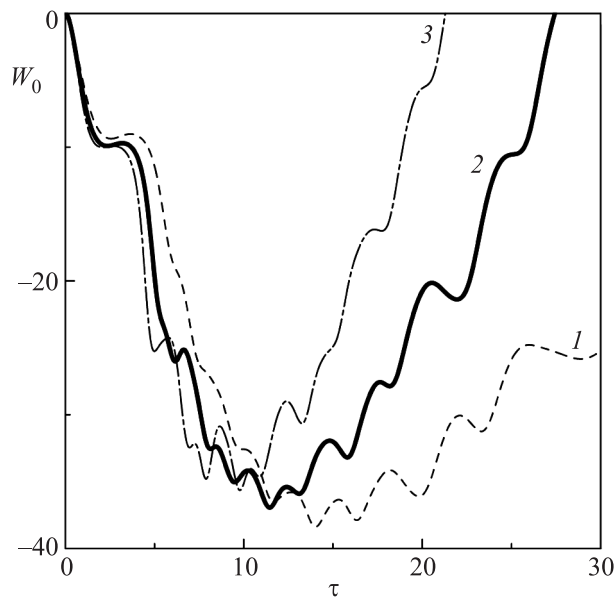


Рис. 3. Зависимость от времени нормированной энергии связи систем в процессе движения центра вихря под действием внешнего поля с $f = 0.4, 0.5, 0.6$ (кривые 1–3)

с $P = 0$ и $\approx N$ или только с $P \approx N$. На рис. 4 приведены временные зависимости магнитного момента системы с $\lambda = 0.2, 0.7, 0.8$ (кривые 1–3 на рис. а) и $\lambda = 2.0$ (рис. 4б) при перемноживающем поле, действующем в направлении стороны массива для исходной конфигурации с $P = 0$ (центр вихря располагается в центре массива). В случае рис. 4а перемноживающее поле выключалось после насыщения магнитного момента – установления максимального для данного f значения P . При этом первые две кривые отвечают максимальному (при данном поле) смещению центра вихря от центрального положения и его возвращению к центру массива при выключении внешнего поля. В случае кривой 3, т.е. при $\lambda = 0.8$, оказывается возможной одна равновесная конфигурация со смещенным центром вихря (она аналогична рис. 1d). Кривые на рис. 4б отвечают различному времени действия внешнего поля. Видно, что при обменном параметре $\lambda = 2.0$ устойчивыми оказываются конфигурации с центральным расположением вихревой структуры, с ориентацией диполей преимущественно вдоль стороны массива (см. вставку) и одна смещенная вихревая конфигурация с малым значением $P \neq 0$ (переходам к данным состояниям отвечают, соответственно, кривые 1, 3 и 2).

На рис. 5 приведены временные зависимости магнитного момента системы с обменным параметром

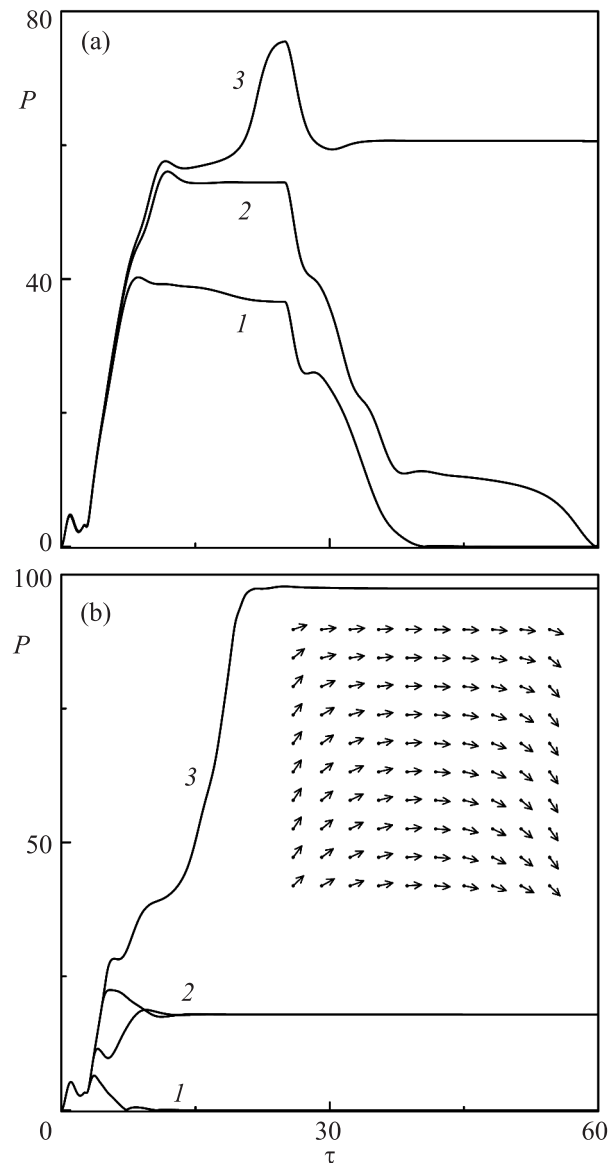


Рис. 4. Зависимость от времени магнитного момента системы с $\lambda = 0.2, 0.7, 0.8$ (а) (кривые 1–3) и 0.2 (б) при поле с $f = 0.5$, действующем вдоль стороны массива. Исходной является конфигурация с $P = 0$. Поле выключалось при максимальном значении P (а) или в различные моменты времени (б). На вставке – продольная конфигурация диполей

$\lambda = 1.0, 1.5$ (а и б соответственно) при действии внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль стороны массива, в случае исходной центральной вихревой конфигурации ($P = 0$). Вначале магнитное поле выключалось в различные моменты времени. В результате либо система возвращалась в исходное состояние (кривые 1), либо устанавливалась продольная конфигурация (кривая 4 на рис. 4а и кривая 5 на рис. 4б), или одна из вихревых конфигураций со сме-

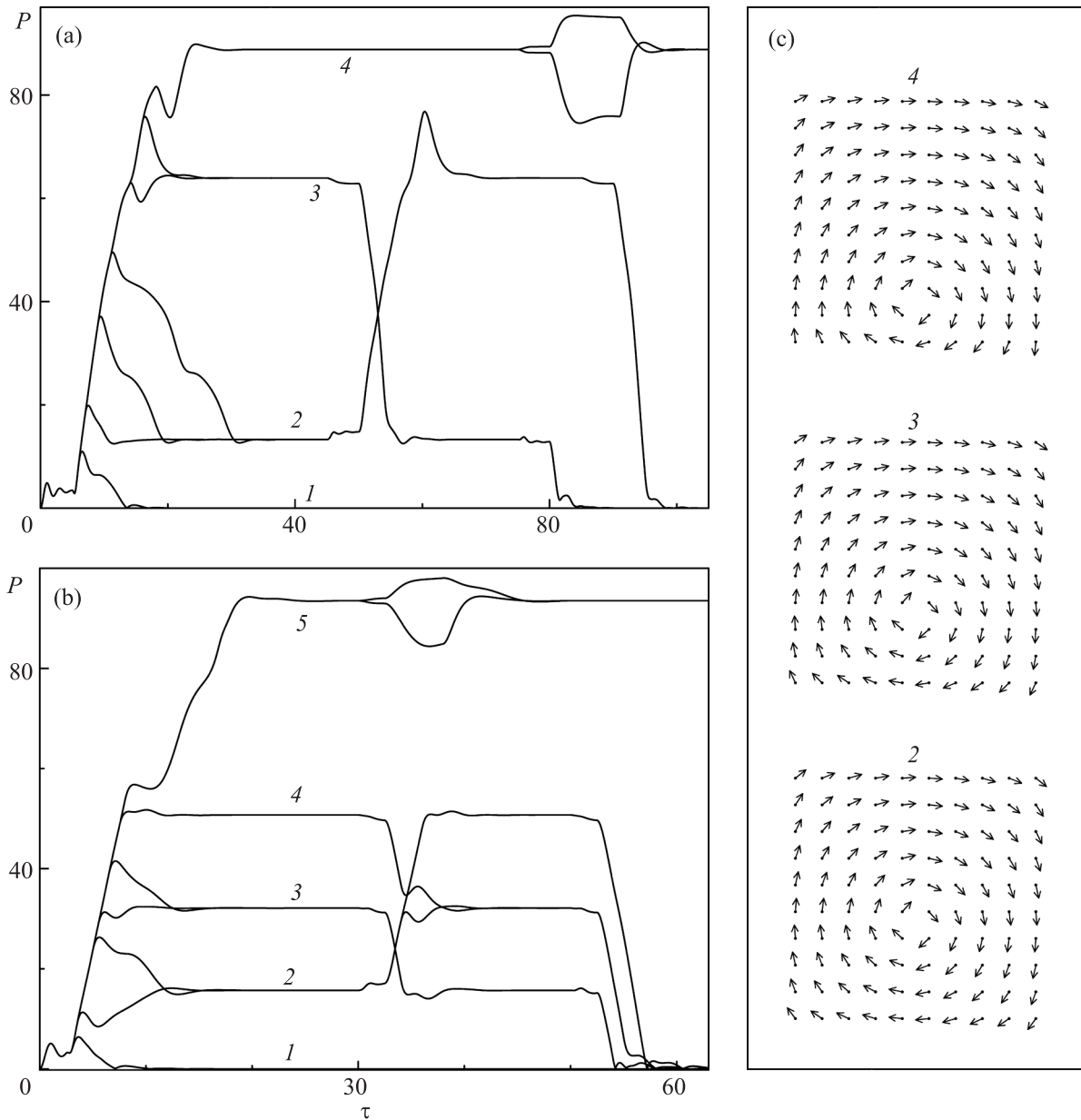


Рис. 5. Переходы за счет плоскостного магнитного поля между различными вихревыми конфигурациями, характеризующимися соответствующими значениями суммарного магнитного момента. Кривые 4 на рис. а и 5 на рис. б отвечают переходу к продольной равновесной конфигурации. Обменный параметр $\lambda = 1.0, 1.5$ (а, б). (с) – Равновесные конфигурации, отвечающие соответствующим стационарным значениям магнитного момента P (с рис. б)

щенным центром вихря и $P \neq 0$. При $\lambda = 1.0$ имеют место две равновесные конфигурации со смещенным центром вихря (без учета симметричных конфигураций), при $\lambda = 1.5$ – три такие конфигурации. Далее установившаяся конфигурация прималась за исходную и снова включалось внешнее магнитное поле (в том же или в противоположном направлении), которое переводило систему в другую вихревую конфигурацию с иным расположением центра вихря. Под ко-

нец включалось поле, переводящее систему в исходную вихревую конфигурацию с $P = 0$. Заметим, что последний процесс оказывается невозможным, если в системе установилась продольная (или диагональная) равновесная конфигурация: однородное плоскостное магнитное поле не может перевести систему из таких состояний в любую из вихревых конфигураций. На примере кривых 4 с рис. 5а и 5 с рис. 5б показано, как действие магнитного поля с ориентацион-

ными углами $\psi = 0$ и π меняет значения P продольной конфигурации. Однако здесь после выключения поля исходная конфигурация восстанавливается. На рис. 5с приведены равновесные вихревые конфигурации 2–4, отвечающие соответствующим стационарным значениям магнитного момента системы P на рис. 5b (2–4).

5. Проведенный анализ показал, что в квадратных решетках магнитных диполей при наличии обменного взаимодействия наряду с диагональной и продольной равновесными конфигурациями устанавливаются вихревые равновесные состояния ориентации диполей. Центр вихревой структуры может как совпадать с центром решетки, так и быть смещенным. В первом случае имеет место нулевой суммарный магнитный момент системы, во втором реализуются различные отличные от нуля его значения. При действии на систему плоскостного магнитного поля осуществляется движение центра вихревой структуры в направлении, перпендикулярном направлению внешнего поля. При выключении магнитного поля центр вихря подходит к одному из равновесных положений. В результате устанавливается соответствующее ему значение магнитного момента системы. Число равновесных состояний вихревой конфигурации и, следовательно, число возможных значений суммарного магнитного момента определяются параметрами системы, в частности параметрами обменного взаимодействия. При слабом обменном взаимодействии (для рассматриваемого массива $\lambda \leq 0.5$) устойчивой является только центральная вихревая конфигурация ($P = 0$). Поэтому при смещении внешним полем центра вихря и последующем выключении поля вихрь возвращается в исходное центральное положение. При сильном обменном взаимодействии ($\lambda > 2.0$) устойчивой оказывается только диагональная конфигурация, когда диполи ориентиру-

ются вдоль диагонали решетки. В остальных случаях в массивах 10×10 имеет место до 8 равновесных вихревых состояний с $P \neq 0$ (без учета симметричных конфигураций с противоположным направлением магнитного момента системы). С помощью внешнего поля осуществляется обратимый переход между различными вихревыми конфигурациями, включая центрально ориентированную конфигурацию с $P = 0$. Таким образом, реализуется управление как величиной, так и направлением суммарного магнитного момента системы диполей. Полученные результаты носят общий характер и справедливы для различных систем тел, обладающих дипольным магнитным моментом.

Работа выполнена при поддержке министерства образования и науки РФ.

1. R. Skomski, J. Phys.: Cond. Mat. **15**, R841 (2003).
2. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, Письма в ЖЭТФ **83**, 450 (2006).
3. С. А. Гусев, Ю. Н. Ноздрин, М. В. Сапожников, А. А. Фраерман, УФН **170**, 331 (2000).
4. I. A. Becker, A. Chatelain, and W. A. Heer, Phys. Rev. Lett. **71**, 4067 (1993).
5. С. П. Губин, Ю. А. Кокшаров, Неорган. материалы **38**, 1287 (2002).
6. И. Р. Каретникова, И. М. Нефедов, М. В. Сапожников, А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский, ФТТ **43**, 2030 (2001).
7. С. П. Губин, Ю. А. Кокшаров, Г. Б. Хомутов, Г. Ю. Юрков, Успехи химии **74**, 539 (2005).
8. Ф. В. Лисовский, О. П. Поляков, Письма в ЖЭТФ **73**, 546 (2001).
9. А. М. Шутый, ЖЭТФ **137**, 277 (2010).
10. А. М. Шутый, Письма в ЖЭТФ **97**, 601 (2013).
11. А. М. Шутый, ЖЭТФ **145**, 1207 (2014).