

## Динамическое перемагничивание дипольных систем

© А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет,  
432970 Ульяновск, Россия  
e-mail: shuty@mail.ru

(Поступило в Редакцию 8 апреля 2012 г.)

На основе численного анализа бистабильных состояний двух различных систем магнитных диполей показана возможность их перемагничивания за счет предварительного возбуждения определенных колебательных режимов. При этом последовательным чередованием частоты прикладываемого переменного поля осуществляется циклическое перемагничивание систем. Проведен анализ взаимодействия двух кольцеобразных дипольных систем и выявлены особенности вызываемого им изменения суммарных магнитных моментов.

### Введение

Свойства различных дипольных систем и кластеров отличны как от свойств отдельных составляющих их частиц, так и от свойств объемного вещества [1,2], благодаря чему интерес к таким системам всегда был высоким, но особое значение подобные объекты приобрели в связи с достижениями в области информационных технологий и наноструктур. Для анализа процессов самоорганизации [3,4], фазовых переходов и динамических режимов [5,6] удобными являются магнитные системы вследствие возможности эффективного управления их состоянием. В свою очередь показано, что система частиц в большинстве случаев испытывает процесс агрегации с формированием за счет диполь-дипольного взаимодействия различных по объему кластеров [7,8], в пределах которых связь диполей значительно сильнее связи между кластерами. Исследование систем с малым числом частиц представляет самостоятельную актуальную задачу. Знание структурных и магнитных характеристик ансамблей, включающих 3 и более частиц, необходимо для изучения магнитных наноконструктов. Другая причина повышенного внимания к малым ансамблям магнитных микро- и наночастиц заключается в том, что подобные объекты могут служить в качестве бесконтактно управляемых микросистем [9]. Кроме того, формированием кластеров с малым числом частиц во многих случаях начинаются процессы агрегации в магнитных средах. При этом ряд наблюдающихся в магнитных жидкостях эффектов определяется связанным с диполь-дипольным взаимодействием структурным состоянием системы — с наличием в среде агрегатов определенного типа [10–12].

В настоящей работе исследуется изменение состояния системы магнитных диполей после возбуждения ее переменным магнитным полем. Основываясь на вышесказанном, предполагается, что взаимное расположение между частицами, составляющими устойчивую структуру кластера, за время действия поля не меняется. При этом основной целью работы является выявление возможности циклического перемагничивания систем за

счет чередования частоты прикладываемого переменного поля и возбуждения динамических режимов, которые релаксируют к определенным равновесным состояниям систем. Проводится также анализ возмущения магнитного момента кольцеобразных структур и их перемагничивания, вызванного взаимодействием между двумя данными структурами.

### Исходные уравнения и соотношения

Рассматривая систему диполей, полагаем, что они связаны друг с другом диполь-дипольным взаимодействием, и каждый из них способен вращаться вокруг неподвижной точки, совпадающей с центром симметрии и являющейся центром инерции диполя. Тела с дипольными магнитными моментами предполагаются однородными и шарообразными [13], материал объектов — магнитоупругим. Запишем динамические уравнения для связанных диполей в присутствии внешнего переменного магнитного поля  $\mathbf{h}(t)$  [6]:

$$J_i \frac{d\omega_i}{dt} + \alpha_i \omega_i = \mathbf{p}_i \left( \mathbf{h}(t) + \sum_{n \neq i} \left[ \frac{3\mathbf{r}_{in}(\mathbf{p}_n \mathbf{r}_{in})}{r_{in}^5} - \frac{\mathbf{p}_n}{r_{in}^3} \right] \right),$$

$$\frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = \omega_i \mathbf{p}_i, \quad (1)$$

где  $\mathbf{p}_i$  и  $\omega_i = d\varphi_i/dt$  — дипольный магнитный момент и угловая скорость  $i$ -го диполя ( $\varphi_{ij}$  — угол поворота соответствующего диполя вокруг оси  $j = x, y, z$  декартовой системы координат),  $J_i$  — момент инерции,  $\alpha_i$  — параметр диссипации,  $\mathbf{r}_{in}$  — вектор между расположениями  $i$ -го и  $n$ -го диполей. Принимая далее диполи идентичными:  $|\mathbf{p}_i| = p$ ,  $J_i = J$ ,  $\alpha_i = \alpha$  и переходя к безразмерным параметрам [14], запишем исходную систему в виде

$$\frac{d\omega_i}{d\tau} = -\beta \omega_i + \rho_i \left( \mathbf{f}(\tau) + \frac{\sum_{n \neq i} [3\mathbf{e}_{in}(\rho_n \mathbf{e}_{in}) - \rho_n]}{l_{in}^3} \right),$$

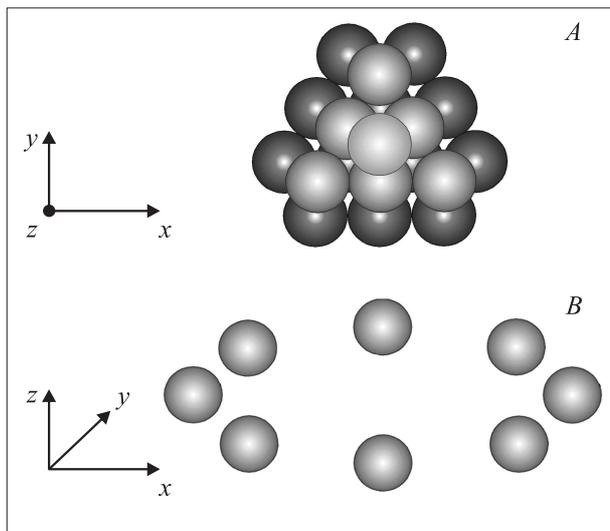
$$\frac{d\rho_i}{d\tau} = \omega_i \times \rho_i. \quad (2)$$

Здесь дифференцирование проводится по безразмерному времени  $\tau = vt$ , где  $v = \sqrt{p^2/Ja^3}$  (при этом  $\omega_i = d\varphi_i/d\tau$ ),  $l_{in} = r_{in}/a$  — расстояние, нормированное на характерный параметр конфигурации системы  $a$ ;  $\mathbf{e}_{in} = \mathbf{r}_{in}/r_{in}$ ;  $\rho_{ij} = p_{ij}/p$  — нормированные компоненты векторов магнитных моментов. Остальные параметры выражаются через исходные следующим образом:

$$\beta = \frac{\alpha}{vJ}, \quad f_j(\tau) = \frac{h_j(\tau)p}{v^2J}. \quad (3)$$

### Использование динамики для перемагничивания систем

При отсутствии внешнего поля ( $f_j = 0$ ) для систем с достаточно большим числом диполей характерны бистабильные состояния, отличающиеся величиной суммарного магнитного момента  $\mathbf{P} = \Sigma \rho_i$ . Проведем анализ для двух показанных на рис. 1 систем. Данные системы могут иметь различную равновесную ориентацию диполей, и их выбор определен существенным различием модуля суммарного магнитного момента в равновесных состояниях [15]. Система *A* состоит из 26 связанных диполей; расстояние между диполями, равное параметру  $a$ , на рисунке условно соответствует диаметру соприкасающихся шаров. Система является мультистабильной и в равновесном состоянии величина ее суммарного магнитного момента может принимать значения  $P \approx 0.4, 1.6, 3.1, 4.0$  (где  $P = |\mathbf{P}|$ ), однако конфигурации с двумя последними значениями  $P$  реализуются значительно реже (в силу малого бассейна аттрактора). Система *B*, состоящая из восьми диполей, представляет собой кольцеобразную структуру с минимальным количеством элементов, при котором реализуется статическая бистабильность [15]. При этом одно из



**Рис. 1.** Бистабильные магнитные системы: система *A*, состоящая из 26 магнитных диполей, и кольцеобразная система *B* из 8 диполей.

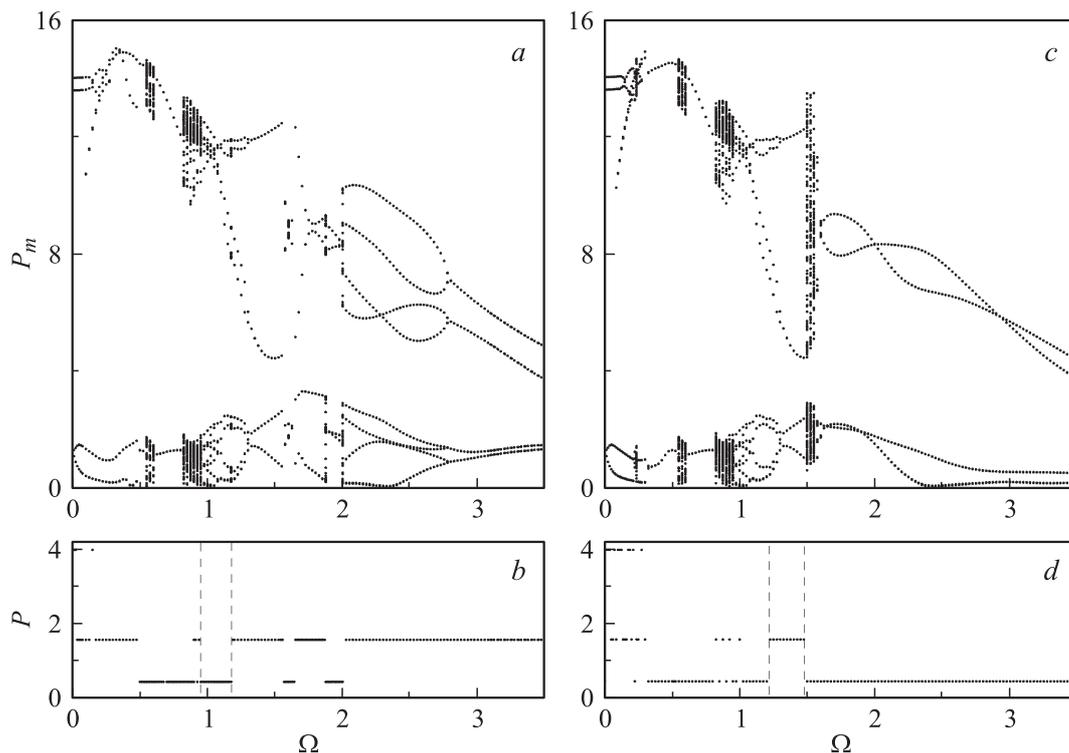
равновесных состояний имеет нулевой магнитный момент системы  $P = 0$ , а второе — суммарный магнитный момент  $P \approx 6.1$ . Принимается, что диполи в системе *B* имеют координаты

$$x_n = a \sin\left(\frac{\pi n}{4} + \psi\right), \quad y_n = a \cos\left(\frac{\pi n}{4} + \psi\right), \quad z_n = 0, \quad (4)$$

где  $\psi$  — угол, определяющий ориентацию системы диполей в плоскости,  $a$  — радиус окружности, в которую вписана система.

Как правило, перемагничивание систем осуществляется за счет приложения различно направленного постоянного магнитного поля; однако во многих случаях это может не привести к желаемому результату, особенно когда речь идет о системах с достаточно большим числом частиц, имеющих различную ориентацию в конкретной равновесной конфигурации системы. Можно предложить другой способ перемагничивания систем, основанный на процессах релаксации колебательной динамики из определенных динамических режимов. То есть нами предполагается, что имеют место условия, при которых магнитная система из какого-либо режима после отключения переменного поля переходит в нужное нам равновесное состояние.

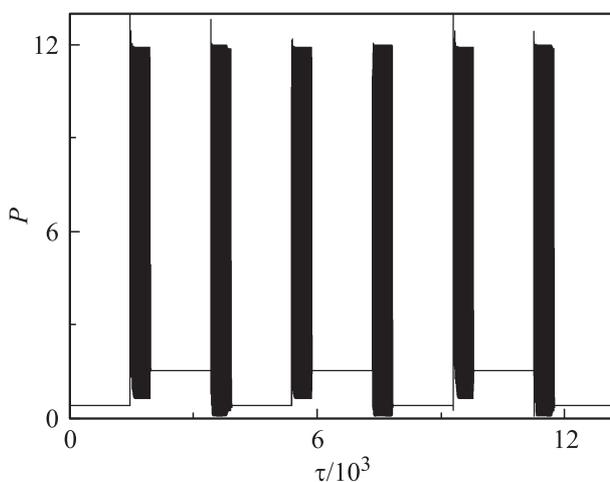
Анализ режимов суммарного магнитного момента в случае возбуждения системы диполей линейно поляризованным магнитным полем  $\mathbf{h}_0 \sin(\tilde{\omega}t)$  удобно проводить с помощью параметрических бифуркационных диаграмм [6,16]. Для системы диполей *A* (рис. 1) на рис. 2, *a, c* приведены диаграммы на плоскости  $(P_n; \Omega)$ , где  $P_m = P_{\max}, P_{\min}$ , и каждому нормированному значению частоты  $\Omega = \tilde{\omega}/v$  соответствуют экстремальные значения суммарного магнитного момента. Переменное поле принимается ориентированным вдоль оси  $z$  ( $h_{0z} = h_0$ ), а его нормированная амплитуда  $f_0 = 2$ ; параметр диссипации  $\beta = 1$  (здесь и далее). При этом, если на диаграмме одному значению  $\Omega$  отвечают 2 точки ветви (или большее конечное их число), то реализуются регулярные колебательные режимы; множеству близко расположенных точек отвечает хаотическая динамика. Диаграмма (*a*) построена при исходном равновесном состоянии системы с  $P \approx 1.6$ , а диаграмма (*c*) — при исходном состоянии с  $P \approx 0.4$ . На рис. 2, *b, d* (в соответствии с диаграммами рис. 2, *a, c*) приведены диаграммы для суммарного магнитного момента системы  $P$  в равновесных состояниях, устанавливающихся при отключении переменного магнитного поля. Из рисунка видно, что имеют место частотные области переменного поля, отвечающие динамике системы, релаксирующей после выключения поля либо к одной, либо к другой равновесной конфигурации. Для осуществления динамического перемагничивания системы требуется, чтобы из режима, устанавливаемого при одной исходной конфигурации, система релаксировала к другой равновесной конфигурации, и наоборот. На рисунках (*b, d*) пунктиром выде-



**Рис. 2.** Диаграммы для системы *A*: зависимость экстремумов суммарного магнитного момента от частоты ориентированного вдоль оси  $z$  переменного поля с  $f_0 = 2$  при исходных равновесных состояниях с  $P \approx 1.6, 0.4$  (*a, c*); равновесные магнитные моменты системы (*b, d*), устанавливающиеся после соответствующих колебательных режимов;  $\beta = 1$ .

лены две ближайшие друг к другу частотные области, отвечающие указанным условиям.

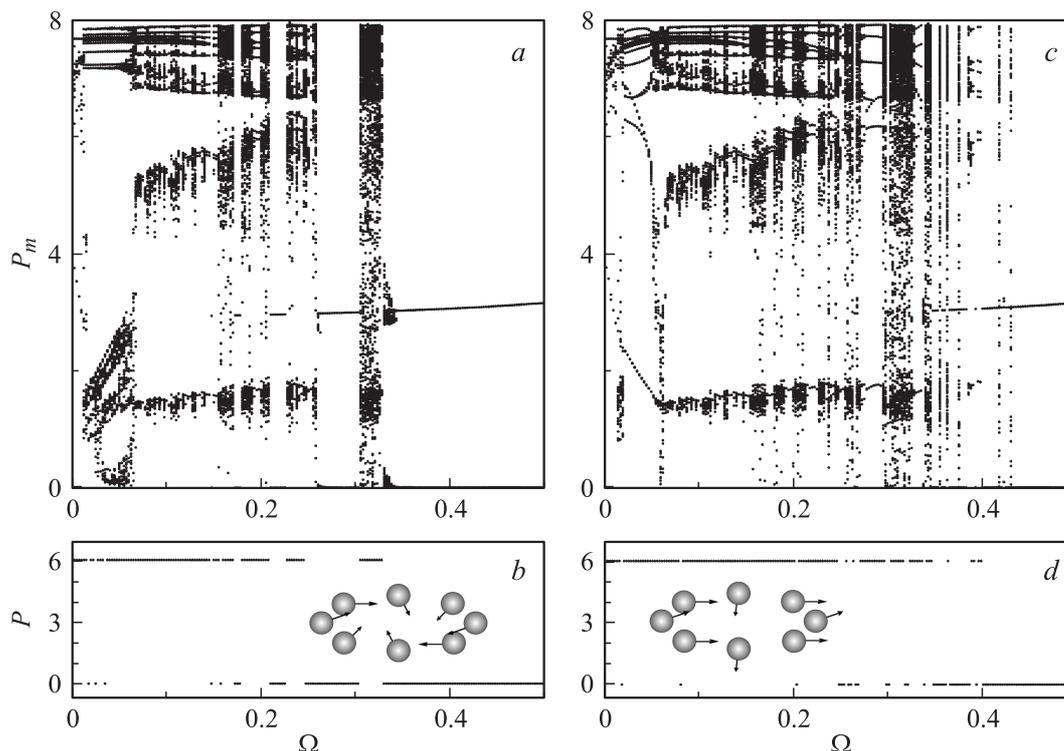
В качестве примера динамического перемагничивания на рис. 3 приведена зависимость от времени суммарного магнитного момента рассматриваемой системы *A* при периодическом включении и выключении магнитного поля с  $f_0 = 2$  и частотами  $\Omega = 1.15, 1.25$ . Поле с



**Рис. 3.** Динамическое перемагничивание системы *A* за счет включения переменного магнитного поля с  $f_0 = 2$ , частота которого  $\Omega = 1.15$  при исходных равновесных состояниях с  $P \approx 1.6$  и  $\Omega = 1.25$  при равновесных состояниях с  $P \approx 0.4$ .

частотой  $\Omega = 1.15$  включалось для перевода системы из исходной равновесной конфигурации с суммарным магнитным моментом  $P \approx 1.6$  в конфигурацию с  $P \approx 0.4$ , а поле с частотой  $\Omega = 1.25$  включалось при исходной конфигурации с  $P \approx 0.4$  для перевода системы (осуществляемого выключением поля) в равновесную конфигурацию с суммарным магнитным моментом  $P \approx 1.6$ .

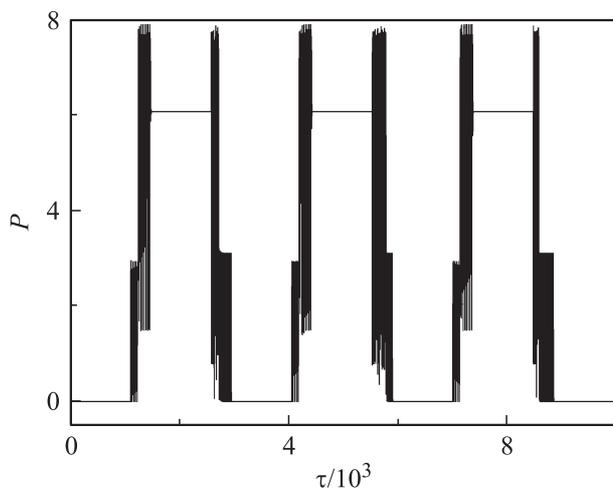
Диаграммы для кольцеобразной системы *B*, аналогичные вышеприведенным, представлены на рис. 4. Переменное поле с нормированной амплитудой  $f_0 = 7$  ориентировано вдоль оси  $y$ . Диаграмма (*a*) построена при исходном равновесном состоянии системы с нулевым суммарным магнитным моментом  $P = 0$ , диаграмма (*c*) — при исходном состоянии с  $P \approx 6.1$ . На рис. 4, *b, d* даны магнитные моменты системы в равновесных состояниях после динамических режимов (при выключении переменного поля), отвечающих диаграммам (*a, c*). На данных рисунках (*b, d*) дополнительно приведены ориентации входящих в систему диполей при  $P = 0$  и  $P \approx 6.1$  соответственно. Из рисунка видно, что для обоих исходных статических состояний после релаксации динамики состояние с  $P \approx 6.1$  устанавливается в области малых частот воздействующего переменного поля ( $\Omega \approx 0.05-0.15$ ), а состояние с нулевым суммарным магнитным моментом — в области больших полей ( $\Omega > 0.4$ ). Полученный результат также позволяет осуществлять циклическое перемагничивание



**Рис. 4.** Диаграммы для системы *B*: зависимость экстремумов магнитного момента системы от частоты ориентированного по *y* поля с  $f_0 = 7$  при исходных состояниях с  $P = 0$  (*a*) и  $P \approx 6.1$  (*c*); равновесные магнитные моменты системы (*b, d*) после релаксации соответствующих режимов; ориентации диполей системы при  $P = 0$  и  $P \approx 6.1$  (*b, d*).

дипольной системы за счет изменения частоты временно воздействующего переменного поля.

На рис. 5 показано несколько циклов динамического перемагничивания системы *B*: при нулевом равновесном магнитном моменте системы включается переменное поле с  $f_0 = 7$  и частотой  $\Omega = 0.10$ , после выключения

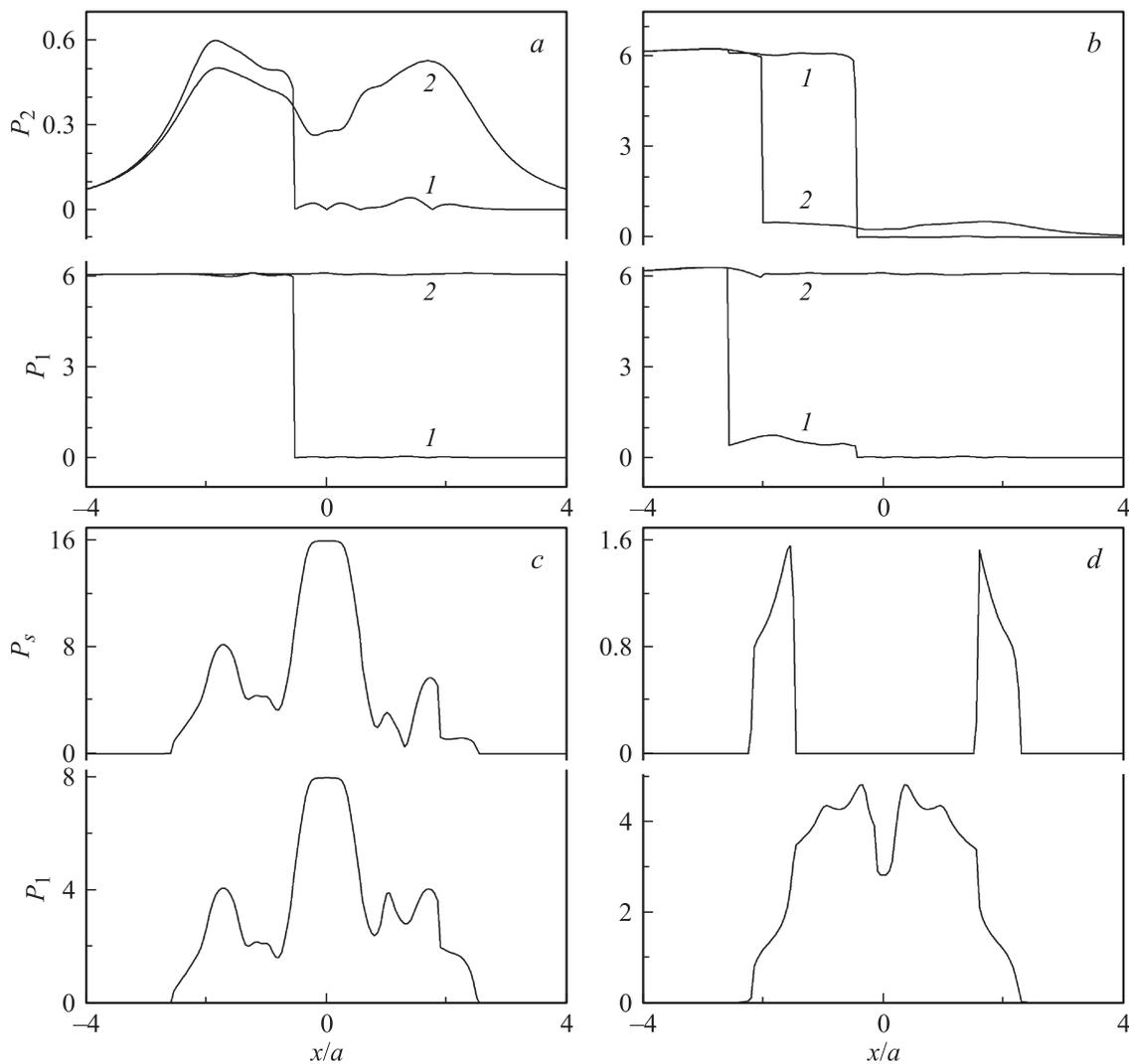


**Рис. 5.** Динамическое перемагничивание системы *B* за счет включения магнитного поля с  $f_0 = 7$ , частота которого  $\Omega = 0.10$  при исходных состояниях с нулевым суммарным магнитным моментом и  $\Omega = 0.45$  при равновесных состояниях с  $P \approx 6.1$ .

которого устанавливается состояние с  $P \approx 6.1$ ; далее включением поля с той же амплитудой и частотой  $\Omega = 0.45$  система выводится на динамический режим, после которого она выходит в первоначальную конфигурацию с нулевым суммарным магнитным моментом. Из рисунка также видно, что динамика рассматриваемой системы состоит из двух этапов: вначале возбуждается неустойчивый колебательный режим, переходящий во второй режим, из которого уже система при отключении поля приходит к заданной равновесной конфигурации ориентации диполей.

### Взаимодействие двух кольцеобразных систем

При перемагничивании кластеров важным является вопрос их взаимодействия. В случае расстояния между кластерами более величины  $2a - 3a$  намагнитченности систем практически не изменяются; когда же взаимодействие становится сильным (при малом расстоянии между ними — менее  $2a$ ), для обоих кластеров устанавливается более устойчивая конфигурация (аттрактор, имеющий большой бассейн притяжения). На рис. 6 показаны суммарные магнитные моменты двух кольцеобразных (*B*) взаимодействующих структур при отсутствии переменного магнитного поля в зависимости от изменяющегося расстояния между ними по направлению



**Рис. 6.** Магнитные моменты двух взаимодействующих кольцеобразных систем  $B$  ( $P_{1,2}$ ) и их суммарный магнитный момент ( $P_s$ ) в зависимости от расстояния между ними (по оси  $x$ ) при различных начальных конфигурациях систем и расстоянии между ними по оси  $z$ :  $z/a = 0.8, 0.9$  (кривые 1 и 2;  $a, b$ ),  $z/a = 0.25, 0.5$  ( $c, d$ ).

оси  $x$  (координата нормирована на размерный параметр системы); при этом системы по оси  $z$  разнесены на расстояние:  $z/a = 0.8, 0.9$  ( $a, b$  — кривые 1 и 2),  $z/a = 0.25, 0.5$  ( $c, d$ ). В случае ( $a, b$ ) кольцеобразные системы повернуты в плоскости  $xu$  друг относительно друга на угол  $\pi/4$ , в случае ( $c, d$ ) — ориентация систем одинакова. Из рисунка,  $a$  видно, что для исходной конфигурации первой системы с  $P_1 \approx 6.1$  и второй системы с  $P_2 = 0$  при их сближении происходит возмущение магнитных моментов, приводящее в случае малых расстояний между системами ( $z/a \leq 0.8$ ) к изменению конфигурации первой системы на состояние с  $P_2 \approx 0$ . Последующее удаление систем оставляет их в состоянии с  $P_{1,2} = 0$ . То же происходит, когда у обеих систем исходная конфигурация с  $P_{1,2} \approx 6.1$  ( $b$ ). В этом случае при достаточно больших расстояниях между системами их конфигурация не изменяется, а при малых расстояниях ( $z/a \leq 0.8$ ) взаимодействие систем приводит к

их перемагничиванию и установлению конфигурации с  $P_{1,2} = 0$ . В промежуточном случае, когда  $z/a = 0.9$ , осуществляется перемагничивание только одной из систем. При взаимодействии одинаково ориентированных в плоскости систем с  $P_{1,2} \approx 6.1$  имеет место аналогичное их перемагничивание.

Сближение двух систем с исходными магнитными моментами  $P_{1,2} = 0$  ( $c, d$ ) приводит к возмущению их конфигурации, но не вызывает перемагничивания. При этом в случае малого расстояния  $z/a < 0.4$  их магнитные моменты в возмущенном состоянии, как правило, оказываются сонаправленными ( $c$ ), в результате имеет место большой суммарный магнитный момент двух систем  $P_s = |\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2|$ . При достаточно большом расстоянии  $z/a \geq 0.4$  магнитный момент системы  $P_s$  только в малых областях параметра  $x/a$  отличен от нуля ( $d$ ), а в других случаях (когда расположение систем близко к расположению друг над другом) индуцированные маг-

нитные моменты каждой из систем равны по модулю и противоположно направлены, в результате чего  $P_s \approx 0$ . Таким образом, при взаимодействии рассматриваемых кольцеобразных дипольных систем может осуществляться только их переход из конфигурации с  $P_{1,2} \approx 6.1$  в конфигурацию с нулевым магнитным моментом.

## Заключение

Проведенный анализ двух различных систем магнитных диполей, для которых реализуется бистабильность равновесных состояний, показал возможность их динамического перемагничивания за счет возбуждения определенных колебательных режимов, релаксирующих к заданным равновесным конфигурациям систем. При этом циклическое перемагничивание может быть осуществлено последовательным изменением частоты включаемого переменного магнитного поля. Важной особенностью рассмотренной кольцеобразной системы диполей является наличие равновесного состояния с нулевым суммарным магнитным моментом. В результате вышеуказанным способом — приложением переменного поля определенной частоты — можно получать как статическое намагничивание систем (или формируемых из них сред), так и их размагничивание. Анализ взаимодействия двух дипольных кластеров, выполненный на примере кольцеобразных структур, показал, что их магнитные моменты практически не изменяются при расстоянии между системами, большем одного–двух их размеров. В случае расстояния между системами, близкого к их размеру, возникает перемагничивание систем и установление более устойчивой конфигурации. В частности, при взаимодействии рассматриваемых кольцеобразных структур, в каком бы исходном состоянии они не находились, для обеих систем устанавливается равновесная конфигурация с нулевым магнитным моментом.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и образованию в рамках федеральных целевых программ „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы“ и „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы“, соглашение № 14.В37.21.0772.

## Список литературы

- [1] Смирнов Б.М. // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 366–373.
- [2] Макаров Г.Н. // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 337–376.
- [3] Филиппов Б.Н., Корзуни Л.Г. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. Вып. 2. С. 372–387.
- [4] Кандаурова Г.С., Осадченко В.Х., Пашико А.Г. // ФТТ. Т. 47. Вып. 10. С. 1806–1812.
- [5] Семенов Д.И., Шутый А.М. // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 831–857.
- [6] Шутый А.М. // ЖЭТФ. 2009. Т. 135. Вып. 5. С. 1009–1010.
- [7] Гладких Д.В., Диканский Ю.И. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 8. С. 13–18.
- [8] Лахтина Е.В., Пиеничников А.Ф. // Коллоидный журнал. 2006. Т. 68. № 3. С. 327–337.
- [9] Lecommandoux S., Sandre O., Chécot F., Rodriguez-Hernandez J., Perzynski R. // Advanced Materials. 2005. Vol. 17. N 6. P. 712–718.
- [10] Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V. // JMMM. 2000. Vol. 213. P. 357–369.
- [11] Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. // Phys. Rev. E. Vol. 64. N. 4. P. 041 405-0.1-12.
- [12] Pshenichnikov A.F., Lebedev A.V. // J. Chemical Physics. 2005. Vol. 121. N 11. P. 5455–5467.
- [13] Губин С.П., Кокиаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. // Успехи химии. 2005. Т. 74. № 6. С.539–574.
- [14] Лисовский Ф.В., Поляков О.Л. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. Вып. 9. С. 546–550.
- [15] Шутый А.М. // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. Вып. 2. С. 277–286.
- [16] Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. // Основы теории сложных систем. Ижевск: НИЦ „РХД“, 2008. 620 с.