

# Стохастическая динамика намагниченности в обменносвязанной слоистой структуре

А. М. Шутый, Д. И. Семенов

Ульяновский государственный университет, 432700 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 25 августа 2003 г.

Рассмотрены стохастические и автоколебательные режимы, устанавливающиеся под воздействием продольного высокочастотного магнитного поля в многослойной магнитной структуре с обменной антиферромагнитной связью. Построена бифуркационная диаграмма, выявляющая типы динамических состояний намагниченности, реализуемые в различных частотных интервалах. Для стохастических режимов построены диаграммы Пуанкаре.

PACS: 75.70.-i

1. Для практического использования многослойных магнитосвязанных структур во многих случаях определяющим являются устойчивость и достижимые амплитуды магнитных колебаний, наличие в магнитной подсистеме статических и динамических бистабильных состояний [1–3]. Существенными оказываются также особенности процессов самоорганизации намагниченности, проходящих под влиянием внешних полей в подобных структурах, которые являются хорошим объектом для изучения различных нелинейных динамических режимов, стохастических колебаний и синергетических процессов. Однако в имеющихся работах, как правило, рассматриваются существенно упрощенные модели [4, 5], что далеко не всегда адекватно отражает нелинейную динамику реальных структур. В настоящей работе исследуются особенности стохастических колебаний магнитных моментов и условия возникновения автоколебательных режимов в обменносвязанных пленочных наноструктурах. Их статические и динамические свойства во многом определяются характером связи магнитных моментов соседних слоев. Данная связь обусловлена сильным косвенным обменным взаимодействием и, в зависимости от толщины немагнитной прослойки, может приводить к ферромагнитному, антиферромагнитному либо неколлинеарному упорядочению магнитных моментов соседних слоев [6, 7]. Возможность реализации разнообразных равновесных состояний и нелинейных динамических режимов наиболее предпочтительным делает антиферромагнитный тип связи, который в настоящей работе и обсуждается.

2. Рассмотрим структуру, состоящую из достаточно большого числа ( $n \gg 1$ ) идентичных слоев магнитного металла, разделенных немагнитными про-

слойками, отвечающими антиферромагнитному типу исходной упорядоченности магнитных моментов соседних слоев. В этом случае вся совокупность магнитных слоев разбивается на две подсистемы ( $j = 1, 2$ ) с идентичным поведением магнитных моментов слоев каждой из подсистем. В соответствии с данными эксперимента для структур подобного типа [8] считаем, что магнитная анизотропия слоев складывается из одноосной наведенной анизотропии типа “легкая ось” и кристаллографической кубической анизотропии, причем кристаллографические оси [100] и [010] лежат в плоскости слоев, а ось легкого намагничивания наведенной анизотропии ориентирована перпендикулярно слоям. В этом случае свободная энергия системы в расчете на единицу площади определяется выражением

$$E = d \frac{n}{2} \sum_{j=1,2} \left[ -\mathbf{H}\mathbf{M}_j + \frac{K_1}{4} (\sin^2 2\psi_j + \cos^4 \psi_j \sin^2 2\varphi_j) + (K_u - 2\pi M^2) \cos^2 \psi_j \right] + Jn \frac{\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2}{M^2}, \quad (1)$$

где  $d$  – толщина магнитных слоев,  $\mathbf{M}_j$  – намагниченность слоев  $j$ -ой подсистемы,  $J$  – константа билинейной обменной связи магнитных моментов ближайших слоев, зависящая в общем случае от толщины, материала и структурных характеристик прослойки,  $K_1$ ,  $K_u$  – константы кубической и ростовой анизотропии,  $\mathbf{H}$  – статическое подмагничивающее поле,  $\varphi_j$  – отсчитываемый от оси [100] азимутальный угол, определяющий плоскостную ориентацию магнитного момента,  $\psi_j$  – угол выхода вектора  $\mathbf{M}_j$  из плоскости пленки. С учетом больших размагничивающих полей для структур с металлическими магнитными слоями ( $4\pi M \gg 2K_u/M, JM$ ) в случае плоскостного подмагничивающего поля  $\mathbf{H}$  магнитные моменты лежат в

плоскости слоев, поэтому равновесные углы  $\psi_{0j} = 0$ . Для определения равновесных азимутальных углов  $\varphi_{0j}(H)$  используем условия равновесия  $\partial E/\partial \varphi_j = 0$  и  $\partial^2 E/\partial \varphi_j^2 > 0$ , приводящие с учетом (1) к системе уравнений

$$2HM \sin(\varphi_{0j} - \varphi_H) + K_1 \sin 4\varphi_{0j} - 2\bar{J} \sin(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) = 0, \quad (2)$$

$$HM \cos(\varphi_{0j} - \varphi_H) + 2K_1 \cos 4\varphi_{0j} - \bar{J} \cos(\varphi_{0j} - \varphi_{03-j}) > 0,$$

где  $\varphi_H$  – отсчитываемый от оси [100] угол, определяющий плоскостное направление поля  $\mathbf{H}$ ;  $\bar{J} = 2J/d$ .

Уравнения движения для векторов намагниченности каждого из слоев в сферической системе координат запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_j M d \cos \psi_j &= \gamma \frac{\partial E}{\partial \psi_j} + \frac{\lambda}{M \cos \psi_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}, \\ \dot{\psi}_j M d &= \frac{\lambda}{M} \frac{\partial E}{\partial \psi_j} - \gamma \frac{1}{\cos \psi_j} \frac{\partial E}{\partial \varphi_j}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\lambda$  – параметры затухания. При численном анализе будем использовать параметры, отвечающие параметрам реальной структуры  $(\text{Fe/Cr})_n$ . Для слоев железа намагниченность  $M = 1620$  Гс, константы анизотропии  $K_1 = 4.6 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_2 = 1.5 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>3</sup>,  $K_u = 2.06 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>, толщина  $d = 21.2 \cdot 10^{-8}$  см,  $\lambda = 5 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$  (Э · с)<sup>-1</sup>; параметры слоев хрома явно в (1) не входят, но они определяют величину константы связи  $J$  [9]. Для исследуемых пленок амплитуда колебаний полярного угла всегда значительно меньше, чем азимутального.

3. Анализ условий равновесия (2) показывает, что в представленных системах изменение величины подмагничивающего поля сопровождается петлями ориентационного гистерезиса и связанными с ними состояниями бистабильности. На рис.1 приведены зависимости равновесных азимутальных углов магнитного момента первой (непрерывные кривые) и второй (пунктирные кривые) подсистем магнитных слоев от величины подмагничивающего поля, полученные для констант связи  $J = 0.1, 0.17, 0.24$  эрг/см<sup>2</sup> (кривые 1–3). При начальной ориентации магнитных моментов  $\varphi_{0j} = \pm \pi/2$  и ориентации подмагничивающего поля  $\varphi_H = 0$  в интервале значений  $0 < H \leq H_a$  равновесной является неколлинеарная ориентация магнитных моментов соседних слоев. Увеличение поля приводит к уменьшению угла между векторами намагниченности соседних пленок

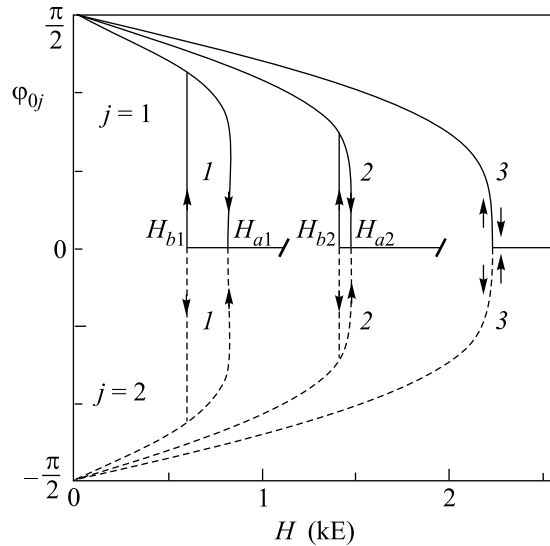


Рис.1. Полевые зависимости равновесных азимутальных углов магнитного момента структуры при  $J = 0.1, 0.17, 0.24$  эрг/см<sup>2</sup> (кривые 1–3)

$\Delta \varphi_0 = \varphi_{01} - \varphi_{02}$ . При достижении полем критического значения  $H_a$  этот угол достигает минимальной величины

$$\Delta \varphi_0 = 2\varphi_a = 2 \arccos \sqrt{\frac{\bar{J} + K_1}{6K_1}}, \quad (6)$$

уменьшающейся с ростом константы связи, после чего происходит фазовый переход, в результате которого устанавливается коллинеарная и сонаправленная с полем ориентация магнитных моментов. При уменьшении подмагничивающего поля от значений  $H > H_a$  состояние с сонаправленной ориентацией магнитных моментов пленок сохраняется вплоть до значений поля  $H_b$ . При  $H = H_b$  происходит обратный фазовый переход, сопровождающийся ориентационным расхождением векторов  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  и скачкообразным достижением ими углов  $\varphi_{01}(H_b) = -\varphi_{02}(H_b)$ . Дальнейшее уменьшение подмагничивающего поля приводит к плавному увеличению угла между намагниченностями, и при  $H = 0$  он вновь становится равным  $\pi$ . Таким образом, при малых константах связи имеет место ориентационная петля гистерезиса с границами:

$$H_a = \frac{4}{3M} \sqrt{\frac{\bar{J} + K_1}{6K_1}} (\bar{J} + K_1), \quad H_b = \frac{2}{M} (\bar{J} - K_1). \quad (7)$$

С увеличением константы связи петля гистерезиса сужается и при  $J > J_{ab}$ , где величина  $J_{ab}$  определяется из равенства  $H_b = H_a$ , отсутствует.

4. В плане реализации различных динамических режимов особенно интересны системы с узкими пет-

лями гистерезиса. При значениях  $H$ , отвечающих середине петли гистерезиса, под воздействием продольного высокочастотного поля ( $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ ), имеющего амплитуду, близкую к ширине петли ( $h \geq H_a - H_b$ ), в системе магнитных моментов слоев развиваются различные высокоамплитудные автоколебательные и стохастические режимы. Наиболее полную картину динамических режимов в рассматриваемой структуре в широком частотном диапазоне можно получить из бифуркационной диаграммы. На рис.2 для константы обменной связи  $J = 0.24 \text{ эрг/см}^2$ , близкой

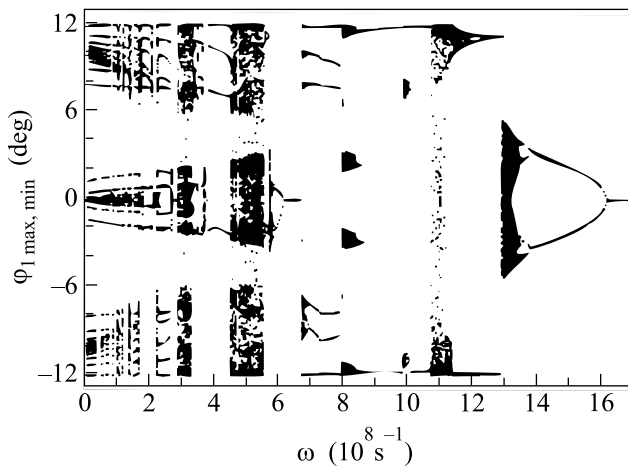


Рис.2. Бифуркационная диаграмма частотной зависимости максимальных и минимальных значений угла  $\varphi_1$  структуры с узкой петлей гистерезиса ( $H_a - H_b \approx 0.144 \text{ Э}$ );  $J = 0.24 \text{ эрг/см}^2$ ,  $H = 2227.4 \text{ Э}$ ,  $h = 0.2 \text{ Э}$

к значению  $J_{ab} \approx 0.244 \text{ эрг/см}^2$ , подмагничивающего поля  $H = 2227.4 \text{ Э}$  и амплитуды переменного поля  $h = 0.2 \text{ Э}$  ( $H_a - H_b \approx 0.144 \text{ Э}$ ) при нулевых исходных значениях азимутальных углов магнитных моментов приведена бифуркационная диаграмма, по оси абсцисс которой отложена частота переменного поля, а по оси ординат - максимальные и минимальные значения угла магнитного момента одной из подсистем слоев. Колебания магнитных моментов двух подсистем всегда находятся в противофазе, при этом как в регулярных, так и в стохастических режимах с большой точностью выполняется равенство  $\varphi_2(t) = -\varphi_1(t)$ .

Единственной точке с нулевой координатой по оси ординат при этом соответствует отсутствие колебаний, двум точкам - колебательный режим с одним максимумом и одним минимумом, большому счетному числу точек соответствует более сложное колебание, а множеству близко расположенных точек - стохастическая динамика магнитных моментов. Из рисунка видно, что при изменении частоты преобра-

зование одних регулярных колебательных режимов в другие, как правило, осуществляется через прохождение частотных интервалов, отвечающих стохастической динамике магнитных моментов. Среди регулярных режимов есть как симметричные, так и несимметричные. Если следить по диаграмме со стороны больших частот, то видно, что вначале система оказывается невосприимчивой к воздействию переменного поля. Затем, после бифуркации Хопфа [10] возникает предельный цикл с увеличивающейся при уменьшении частоты амплитудой. Далее, после каскада удвоения периода колебаний система приходит к стохастическому поведению. Когда амплитуда стохастических колебаний становится достаточно большой, магнитные моменты входят в зону притяжения аттрактора, представляющего собой высокоамплитудный предельный цикл, что приводит к новой бифуркации и установлению автоколебательного режима.

Высокоамплитудные колебания могут установиться и при больших частотах, но в случае другой начальной ориентации магнитных моментов. То есть в некотором частотном диапазоне имеет место динамическая бистабильность. Амплитуда автоколебательного режима слабо зависит от частоты переменного поля и во всех случаях значительно больше разности между углами магнитных моментов в петле гистерезиса ( $\varphi_a \approx 6^\circ$ ). Зависимость амплитуды колебаний от величины  $h$  имеет место, но она не велика. Так, увеличение  $h$  в пять раз приводит к увеличению амплитуды угла  $\varphi_1$  только на одну треть.

При уменьшении частоты регулярные колебания снова переходят в стохастические. На рис.3 представлены фазовые портреты динамики магнитных моментов первой подсистемы слоев при частотах переменного поля  $\omega = (12.5, 11.3) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  (а), (б), отвечающих регулярной и стохастической динамике. На вставках показаны соответствующие временные зависимости  $\varphi_1(t)$ . При достаточно малом удалении от частот, отвечающих регулярной динамике, амплитуда колебаний оказывается заключенной в определенном интервале углов, что приводит к "размыванию" границы фазовой траектории предельного цикла. С дальнейшим уменьшением частоты стохастичность становится более выраженной и аттрактор колебаний утолщается. На частоте  $\omega = 11 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  аттрактор охватывает весь диапазон колебаний угла магнитного момента, а стохастический режим имеет "ламинарные" фазы, перемежающиеся всплесками "турбулентности" [11] и характеризующиеся некоторым угловым интервалом разброса ампли-

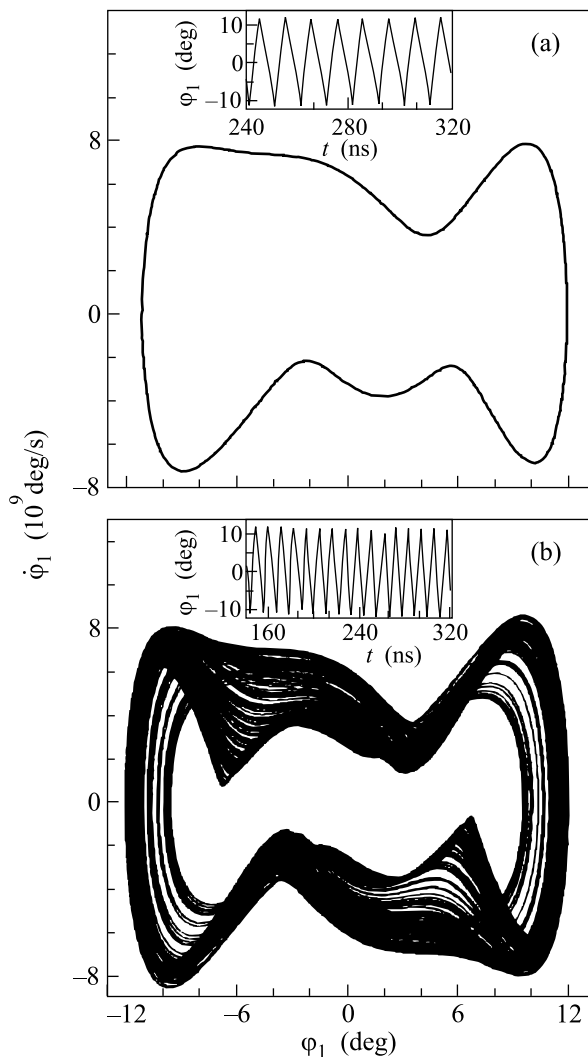


Рис.3. Фазовые траектории регулярного и стохастического (а) и динамического (б) режимов; на вставках – зависимости  $\varphi_1(t)$

туды колебаний. Странный аттрактор (б), соответствующий стохастической динамике, имеет участки сильного сжатия или складок и участки расширения. Это обуславливает чувствительность фазовых траекторий к начальным условиям. Расстояние между двумя близко расположенными фазовыми траекториями вначале увеличивается в среднем по экспоненциальному закону  $\delta = \delta_0 \exp(\zeta t)$ , где  $\zeta$  – наибольший коэффициент Ляпунова (равный тангенсу угла наклона прямой, аппроксимирующей расхождение фазовых траекторий). Как показал численный анализ, для рассматриваемого случая  $\zeta \approx 6.2 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ . После расхождения до масштабов аттрактора расстояние между фазовыми траекториями начинает колебаться около значения, определяемого размером самого аттрактора.

Для наглядности сложные фазовые траектории удобно представлять в виде множества точек, полученных через временные интервалы, равные периоду переменного поля (в случае многих регулярных колебаний это дает диаграмму Пуанкаре). На рис.4 на плоскости  $(\varphi_1, \dot{\varphi}_1)$  дано дискретное по времени

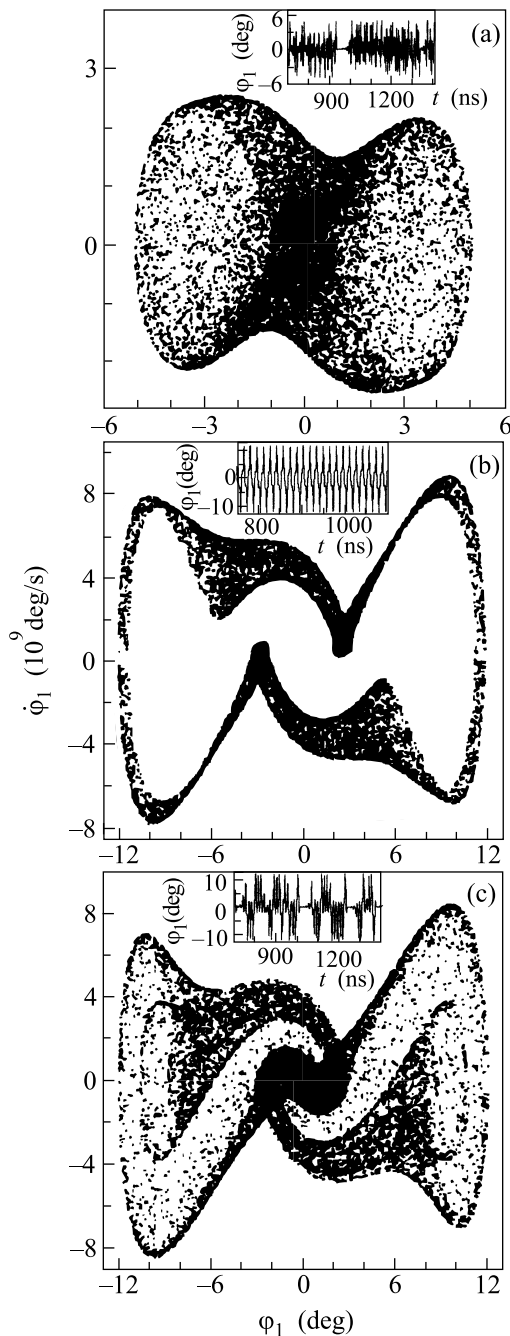


Рис.4. Дискретное по времени (с шагом  $\Delta t = 2\pi/\omega$ ) представление фазовых траекторий магнитного момента при  $\omega = (13.1, 8.2, 5.0) \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$  (а), (б), (с); на вставках – зависимости  $\varphi_1(t)$

представление фазовых портретов динамики магнитного момента при частотах переменного поля  $\omega = (13.1, 8.2, 5.0) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  (а), (б), (с); на вставках приведены соответствующие зависимости  $\varphi_1(t)$ . В случае (а) стохастическая динамика развилась в результате каскада удвоения периода и после обратного каскада [11], отвечающего слиянию “шумовых” интервалов угла  $\varphi_1$ , поэтому стохастичность охватывает весь угловой диапазон колебаний магнитного момента. В случае же (б) стохастичность проявляется лишь в некотором интервале угла магнитного момента. Динамический режим вблизи частоты  $\omega = 5.0 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  (с) возникает через перемежаемость, однако “ламинарные” фазы (высокоамплитудные колебания угла либо в положительной, либо в отрицательной полуплоскости) составляют только несколькими периодами. Фазовый портрет этого режима представляет собой объединение двух воронкообразных аттракторов, переход между которыми осуществляется в области малых азимутальных углов. Коэффициенты Ляпунова, соответствующие приведенным стохастическим режимам (а), (б), (с), имеют следующие значения:  $\zeta \approx (1.6, 0.8, 1.2) \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ .

В случае малых частот  $\omega \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$  (см. рис.2) имеют место регулярные динамические режимы, характеризующиеся наличием временных интервалов с нулевым значением угла и быстрыми осцилляциями, связанными с перемагничиванием. На одних частотах реализуются несимметричные режимы с периодом колебаний, равным периоду переменного поля, на других – симметричный режим, при котором происходит чередование знака высокоамплитудных колебаний угла магнитного момента и период которого поэтому оказывается удвоенным.

Из проведенного анализа следует, что в исследуемой структуре с антиферромагнитным типом связи при определенных параметрах магнитной подсисте-

мы и величине подмагничивающего поля под воздействием продольного переменного магнитного поля в зависимости от частоты последнего устанавливаются различные типы стохастических и высокоамплитудных режимов. Многообразие возможных динамических режимов делает подобные структуры весьма ценными как для практических целей, так и для экспериментального изучения нелинейных колебаний.

Работа поддержана грантом Министерства образования России # PD02-1.2-72.

1. В. В. Устинов, М. М. Кирилова, И. В. Лобов и др., *ЖЭТФ* **109**, 477 (1996).
2. V. V. Kostyuchenko and A. K. Zvezdin, *Phys. Rev.* **B57**, 5951 (1998).
3. Д. И. Семенцов, А. М. Шутый, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 287 (2002).
4. Ф. В. Лисовский, О. П. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 643 (1998).
5. Ф. В. Лисовский, О. П. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 546 (2001).
6. A. Scheeyer, J. F. Ankner, Th. Zeidler et al., *Phys. Rev.* **B52**, 16066 (1995).
7. Г. С. Патрин, Н. В. Волков, В. П. Кононов, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 287 (1998).
8. М. А. Миляев, Л. Н. Ромашев, В. В. Устинов и др., В сб.: *Тезисы докладов XVIII международной школы-семинара “Новые магнитные материалы микроэлектроники”*, ч.1, М.: МГУ, 2002, с. 102.
9. Н. Г. Бебенин, В. В. Устинов, *ФММ* **84**, 29 (1997).
10. Г. Г. Малинецкий, А. Б. Потапов, *Современные проблемы нелинейной динамики*, М.: Едиториал УРСС, 2002.
11. П. Берже, И. Помо, К. Видаль, *Порядок в хаосе*, пер. с франц., М.: Мир, 1991. (Pierre Berge, Yves Pomeau, Christian Vidal, *L'Ordre dans le chaos*, Hermann, Editeurs des sciences et des arts.)