

Трикладная Делнейная Динамика



100 лет

кривой Коха

Helge von Koch. Sur une courbe continue sans tangente, obtenue par une construction géométrique élémentaire.

Arkiv för Matematik 1 (1904) 681 - 704



ИЗДАНИЕ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА



ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

Ю.В. Гуллев, академик РАН, Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

ЗАМ. ГЛАВНОГО РЕДАКТОРА

Д.И. Трубецков, член-корреспондент РАН, Саратовский государственный университет
Д.А. Усанов, академик МАНВШ, Саратовский государственный университет

ОТВЕТСТВЕННЫЙ СЕКРЕТАРЬ

Б.П. Безручко, профессор, Саратовский государственный университет, ведущий научный сотрудник, СО ИРЭ РАН

ЧЛЕНЫ РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ

В.С. Анищенко, профессор, Саратовский государственный университет
А.С. Дмитриев, ведущий научный сотрудник, Институт радиотехники и электроники РАН, Москва
С.П. Кузнецов, профессор, ведущий научный сотрудник, СО ИРЭ РАН
П.С. Ланда, профессор, Московский государственный университет
Г.Г. Малинецкий, профессор, заместитель директора, Институт прикладной математики РАН, Москва
Ю.М. Романовский, профессор, Московский государственный университет
О.В. Руденко, член-корреспондент РАН, Московский государственный университет
Э.Е. Сон, профессор, Московский физико-технический институт, Долгопрудный
В.В. Тучин, профессор, Саратовский государственный университет
В.Д. Шалфеев, член-корреспондент Академии инженерных наук РФ, Нижегородский государственный университет
В. К. Юлатов, старший научный сотрудник, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
В.Г. Яхно, ведущий научный сотрудник, Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

ПРИКЛАДНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА

научно-технический журнал

издается с 1993 года

Выходит 6 раз в год

Том 12, № 1-2, 2004, Саратов

СО Д Е Р Ж А Н И Е

ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН

- Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Клокотов Д.В., Левин Ю.И.* Нелинейный резонанс и переход к хаосу в резонансных СВЧ автоколебательных системах с запаздывающей обратной связью 3
- Брюханов Ю.А.* Колебания в цифровых рекурсивных фильтрах первого порядка с представлением чисел в дополнительном коде с округлением . . 10
- Быков В.И., Добронев Б.С.* Прогноз нелинейной динамики в кинетической области на основе методов интервального анализа 18
- Думский Д.В., Климова О.А., Павлов А.Н.* Обусловленные стрессом изменения динамики артериального кровяного давления белых крыс 26
- Дудко Г.М., Малюгина М.А., Шаравский Ю.П.* Самомодуляция дипольно-обменных магнитостатических волн в нормально намагниченной связанной ферромагнитной структуре 40

ДЕТЕРМИНИРОВАННЫЙ ХАОС

- Короновский А.А., Ремпен И.С., Храмов А.Е.* Численное исследование управления хаотической динамикой в распределенной активной среде 51

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА И ГУМАНИТАРНЫЕ НАУКИ

- Пойзнер Б.Н.* Харизма: репликация восприятия 80
- Анисимова С.А.* Нелинейные модели теории рефлексивного управления . . 96

ЖУРНАЛ В ЖУРНАЛЕ

*Материалы Международного симпозиума
«Фундаментальные проблемы физики нелинейных волн»
6-12 сентября, 2003, Нижний Новгород, Россия*

- Yazawa T., Kiyono K., Tanaka K., Katsuyama T.* Нейродинамический контроль сердечного ритма коллового лобстера, «*Panulirus Japonicus*» 114
- Гулицкий К., Шемер Л., Кит Э.* Однонаправленная волна высокой крутизны: эксперимент и моделирование 122
- Сысолятин А.А., Богатырев В.А., Муравьев С.В.* Сжатие оптических солитонов в световодах с уменьшающейся по длине дисперсией 133
- Езерский А.Б., Полухина О.Е., Броссар Ж., Маран Ф., Мутбази И.* Динамика солитонов, возбуждаемых в резонаторах на поверхности мелкой воды: теория и эксперимент 138
- Матросов В.В., Касаткин Д.В.* Особенности динамики трех каскадно связанных генераторов с фазовым управлением 159

КНИЖНОЕ ОБОЗРЕНИЕ

- Трубецков Д.И.* Введение в синергетику. Хаос и структуры 169

- КОНФЕРЕНЦИИ. СЕМИНАРЫ. СИМПОЗИУМЫ. ШКОЛЫ 175

DEPARTMENT OF EDUCATION OF RUSSIAN FEDERATION
Izvestiya VUZ
APPLIED NONLINEAR DYNAMICS

scientific-technical journal
published since 1993

Published 6 times a year

Vol.12, № 1-2, 2004, Saratov

CONTENTS

APPLIED PROBLEMS OF NONLINEAR OSCILLATION AND WAVE THEORY

- Nonlinear resonance and transition to chaos in resonance microwave auto-oscillation systems with delayed feedback. *B.S. Dmitriev, Yu.D. Zharkov, D.V. Klokotov, Yu.I. Levin* 3
- Oscillations in the first-order digital recursive filters with representations of numbers in additional code with round-off. *Yu.A. Bryuhanov* 10
- The forecast of nonlinear dynamics in kinetic region by interval analysis methods. *V.I. Bykov, B.S. Dobronets* 18
- Stress-induced changes of the arterial blood pressure dynamics in white rats. *D.V. Dumsky, O.A. Klimova, A.N. Pavlov* 26
- Self-modulation of dipole-exchange magnetostatic waves in coupled ferromagnetic structure with perpendicular magnetization. *G.M. Dudko, M.A. Malugina, Yu.P. Sharaevsky* 40

DETERMINISTIC CHAOS

- Numerical study of chaotic dynamics control in distributed active medium. *A.A. Koronovsky, I.S. Rempen, A.E. Hramov* 51

NONLINEAR DYNAMICS AND HUMANITIES

- Charisma: replication of reception. *B.N. Poizner* 80
- Nonlinear models of reflexive control theory. *S.A. Anisimova* 96

JOURNAL IN JOURNAL

Materials of the International Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics», 6-12 September, 2003, Nizhny Novgorod, Russia

- Neurodynamical control of heartbeat in spiny lobster, *Panulirus Japonicus*. *T. Yazawa, K. Kiyono, K. Tanaka, T. Katsuyama* 114
- Steep unidirectional waves: experiments and modeling. *K. Goulitski, L. Shemer, E. Kit* 122
- Soliton compression in dispersion decreasing fibers. *A.A. Sysoliatin, V.A. Bogatyryov, S.V. Muraviev* 133
- Dynamics of solitons excited in resonators on the surface of shallow water: theory and experiment. *A.B. Ezersky, O.E. Polukhina, J. Brossar, F. Marain, I. Mutabazi* 138
- Particularities of dynamics of three cascade-coupled phase-locked loops. *V.V. Matrosov, D.V. Kasatkin* 159

BOOKS REVIEW

- Trubetskov D.I.* Introduction to synergetics. Chaos and structures 169

- CONFERENCES. MEETINGS. SYMPOSIUMS. SCIENTIFIC SCHOOLS . . . 175



НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНС И ПЕРЕХОД К ХАОСУ В РЕЗОНАНСНЫХ СВЧ АУТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Б.С. Дмитриев, Ю.Д. Жарков, Д.В. Клокотов, Ю.И. Левин

В резонансных СВЧ автоколебательных системах с запаздывающей обратной связью экспериментально исследовано явление нелинейного резонанса. Возникновение регулярной автомодуляции с увеличением глубины обратной связи наблюдается прежде всего вблизи высокочастотной границы нелинейного резонанса. Переход к хаосу происходит как через последовательность бифуркаций удвоения периода автомодуляции, так и путем жесткого перехода из режима регулярной автомодуляции.

Введение

Автоколебательные системы с запаздыванием демонстрируют сложную, в том числе и хаотическую, динамику. Они могут быть использованы в качестве источников шумоподобных сигналов с управляемыми параметрами, имеющих разнообразное применение. Важным вопросом для этих систем является изучение механизмов перехода от простых одночастотных колебаний к хаотическим. Эти механизмы и их связь с нелинейным резонансом ранее экспериментально были исследованы на автоколебательной системе с запаздыванием в виде ЛБВ, выход которой соединен с входом [1]. Для резонансных СВЧ автогенераторов явление нелинейного резонанса и его связь с механизмами перехода к хаосу прежде не рассматривались. Суть нелинейного резонанса, как известно, состоит в том, что в нелинейной системе вследствие неизохронности условия резонанса с изменением амплитуды изменяются. Из-за этого динамика нелинейной системы может оказаться чрезвычайно сложной [2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований явления нелинейного резонанса и механизмов перехода от простых периодических колебаний к хаотическим для резонансного автогенератора с запаздывающей обратной связью на многорезонаторном клистроне.

Схема установки и результаты экспериментальных исследований

В качестве объекта исследования применялся пятирезонаторный клистрон среднего уровня мощности десятисантиметрового диапазона. В клистроне

использованы двухззорные объемные резонаторы, работающие на противофазном виде колебаний. Выходной резонатор клистрона соединен с входным коаксиальной линией обратной связи (ОС). В цепь ОС, начиная от выходного резонатора, последовательно, через направленные ответвители включены: измеритель мощности; детекторы для наблюдения на экране осциллографов огибающей сигнала и двумерной проекции фазовых портретов колебательных процессов; анализатор спектра для исследования полного спектра сигналов в широкой полосе частот; электронный цифровой частотомер для измерения частоты простых периодических колебаний; поляризационный аттенуатор для изменения глубины ОС в автогенераторе. Схема установки приведена на рис. 1.

Установка позволяла идентифицировать колебательные режимы по спектру, фазовому портрету и огибающей генерируемого сигнала. Длина внешней части линии ОС могла плавно меняться в ходе эксперимента с помощью фазовращателя в достаточно широких пределах.

Переменными параметрами при исследовании нелинейного резонанса в рассматриваемой автоколебательной системе являлись: частота автоколебаний, регулируемая либо за счет длины L внешней части линии ОС, либо за счет ускоряющего напряжения клистрона U_0 , и глубина ОС [3].

Клистронный автогенератор с кольцевой системой ОС обладает дискретным набором собственных мод, для которых полный набег фазы гармонического сигнала по линии ОС кратен 2π [4]. Эти моды для резонансного автогенератора отличаются значениями ускоряющего напряжения в соответствии с соотношением

$$\beta_e l + \beta L + \psi = 2\pi n.$$

Здесь $\beta_e = \omega_0 / v_0$ - постоянная распространения электронного потока, ω_0 - собственная частота резонаторов, v_0 - скорость электронов; l - расстояние между первым и последним резонаторами; βL - сдвиг фаз гармонического сигнала во

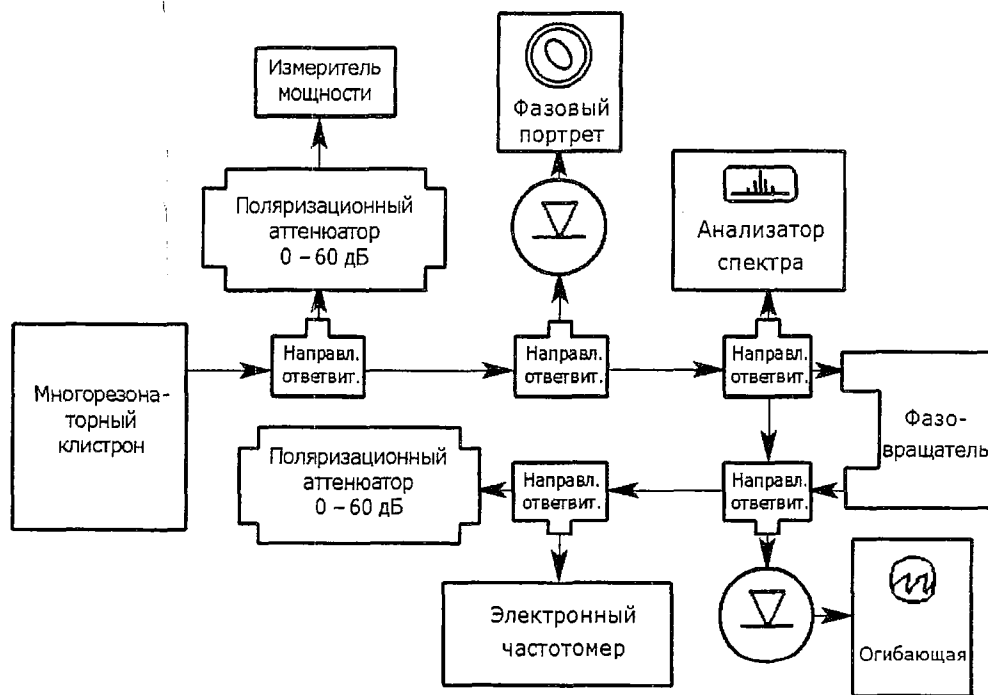


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

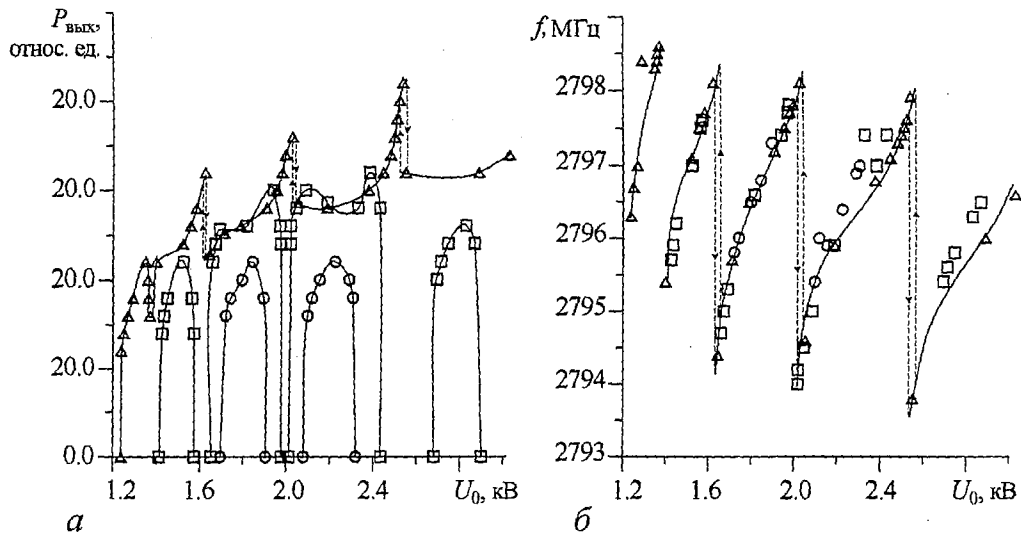


Рис. 2. Изменение мощности (а) и частоты (б) для различных токов пучка, мА: \circ - 6.0, \square - 8.0, \triangle - 12.0

внешней цепи линии ОС, β - постоянная распространения электромагнитной волны во внешней цепи линии ОС; ψ - сдвиг фаз из-за расстройки промежуточных резонаторов клистрона; n - целое число. Каждой моде соответствует своя область колебаний клистронного автогенератора, в пределах которой меняется мощность и частота колебаний. На рис. 2 представлены изменения мощности и частоты колебаний автогенераторного клистрона для различных токов пучка при варьировании ускоряющего напряжения. С ростом тока пучка области колебаний расширяются и деформируются. На зависимостях появляются характерные пики, в которых достигается максимум мощности. Плавное изменение частоты гармонических колебаний в пределах каждой зоны осуществлялось либо за счет изменения ускоряющего напряжения, либо за счет изменения длины внешней части цепи ОС, причем оба эти способа вариации частоты, по существу, эквивалентны. В самом деле, если из фазового условия самовозбуждения найти производную dL/dU_0 при $\omega_0 = \text{const}$, то получим для выбранного клистрона своеобразный инвариант

$$dL/dU_0 = 250l/(\epsilon U_0^3)^{1/2}, \text{ м/В.}$$

Здесь ϵ - диэлектрическая постоянная заполнения коаксиальной линии ОС. На рис. 3 приведены теоретическая кривая и экспериментальные точки зависимости dL/dU_0 от ускоряющего напряжения. Как видно, экспериментальные данные хорошо согласуются с теорией. Для исследования нелинейного резонанса были использованы оба описанных выше способа.

Автогенераторным методом была исследована амплитудная характеристика клистронного автогенератора. Построенная в двойном логарифмическом масштабе зависимость выходной мощности клистрона от

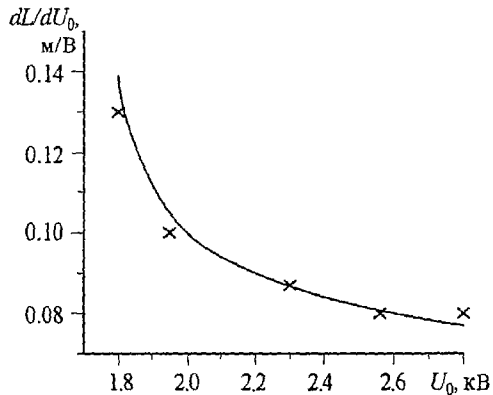


Рис. 3. Зависимость dL/dU_0 от ускоряющего напряжения

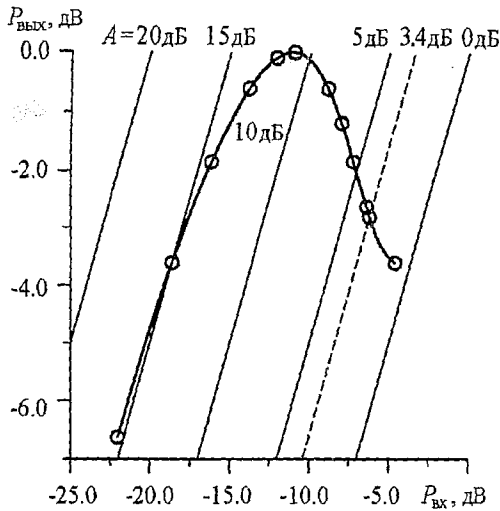


Рис. 4. Амплитудная характеристика клистронного автогенератора. Пунктирной линией отмечено значение глубины обратной связи, соответствующее возникновению автомодуляции

и приводит в конечном итоге к явлению автомодуляции и хаотизации колебаний [5].

В экспериментах исследовались зависимости амплитуды стационарных колебаний от их частоты - резонансные кривые - при различной глубине ОС. При глубине ОС, соответствующей восходящему участку амплитудной характеристики, с увеличением глубины ОС (уменьшением $A_{дБ}$) амплитуда стационарных колебаний возрастает - резонансные кривые поднимаются, частотный диапазон их расширяется, а резонансная частота заметно смещается в область более высоких частот, причем характерно, что резонансные кривые круче спадают со стороны высоких частот (рис. 5, а). При глубине ОС, соответствующей падающему участку АХ, увеличение глубины ОС приводит к тому, что резонансные кривые опускаются, и наблюдается опрокидывание резонансного пика в сторону высоких частот (рис. 5, б). На этом участке кривой происходило скачкообразное изменение амплитуды и частоты колебаний к их значениям на низкочастотном крае. На рис. 5, б эти точки обозначены затемненными символами. В области скачка наблюдаются явно выраженные гистерезисные явления при прямом и обратном ходе изменения частоты. Все эти эффекты, как известно, характерны для явления нелинейного резонанса [2]. При дальнейшем увеличении глубины ОС сначала на высокочастотном крае резонансной кривой возникает периодическая автомодуляция, переходящая затем в хаотическую во всей полосе частот (рис. 5, в). Эти участки обозначены пунктиром. Следует отметить, что в зависимости от режима работы клистрона переход к хаосу происходил как через последовательность бифуркаций удвоения периода автомодуляции, так и путем жестких переходов из режима регулярной автомодуляции [4].

Описанный характер поведения резонансных кривых наблюдался для различных способов изменения частоты автоколебаний: как за счет изменения длины линии ОС, так и за счет изменения ускоряющего напряжения.

Следует заметить, что поведение резонансных кривых автогенератора на многорезонаторном клистроне с запаздывающей ОС подобно поведению резонансных кривых автогенератора на ЛБВ [1], но с тем существенным отличием, что сдвиг резонансных кривых и их опрокидывание в случае ЛБВ происходили в сторону меньших частот, в области меньших частот возникала и модуляционная неустойчивость.

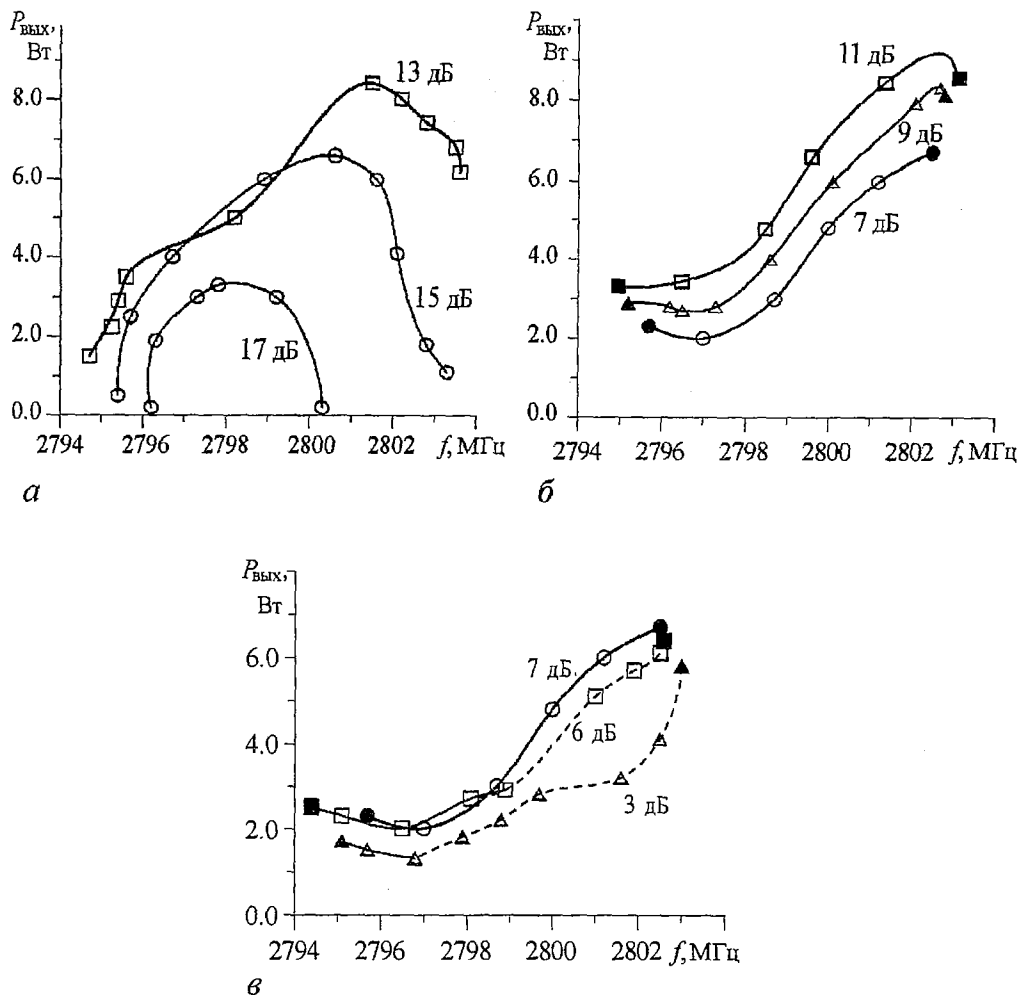


Рис. 5. Резонансные кривые для различных значений A , дБ

Заключение

Экспериментально показано, что в резонансных СВЧ автогенераторах с запаздыванием переход от одночастотных колебаний к модуляционной неустойчивости и хаотическим колебаниям сопровождается явлением нелинейного резонанса. Обнаружено, что с увеличением глубины обратной связи амплитуда стационарных колебаний сначала возрастает, частотный диапазон расширяется, резонансная частота смещается в область высоких частот, наблюдается опрокидывание резонансных кривых и гистерезисные явления. Все это непосредственно предшествует возникновению модуляционной неустойчивости и широкополосным хаотическим колебаниям. Таким образом, показано, что нелинейный резонанс является своеобразным предвестником появления сложной динамики и хаоса в резонансных СВЧ автоколебательных системах с запаздывающей обратной связью.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект 03-02-16269) и программы «Университеты России - Фундаментальные Исследования» (проект 01.01.021).

Библиографический список

1. Калинин В.И., Залогин Н.Н., Кислов В.Я. Нелинейный резонанс и стохастичность в автоколебательной системе с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 1983. № 10. С. 2001.
2. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
3. Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Рыскин Н.М., Шигаев А.М. Теоретическое и экспериментальное исследование хаотических колебаний клистронного автогенератора с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 2001. Т 46, № 3. С. 1.
4. Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Клокотов Д.В., Рыскин Н.М. Экспериментальное исследование сложной динамики в многорезонаторном клистронном автогенераторе с запаздывающей обратной связью // ЖТФ. 2003. Т. 73. С. 105.
5. Кузнецов С.П. Сложная динамика генераторов с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25, № 12. С. 1410.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 14.03.03
после доработки 13.05.03

NONLINEAR RESONANCE AND TRANSITION TO CHAOS IN RESONANCE MICROWAVE AUTOOSCILLATION SYSTEMS WITH DELAYED FEEDBACK

B.S. Dmitriev, Yu.D. Zharkov, D.V. Klokov, Yu.I. Levin

The experimental study of nonlinear resonance phenomenon in microwave delayed feedback systems is carried out. With increase of the amount of feedback the autooscillations are observed first of all near the high-frequency border of nonlinear resonance. The transition to chaos happens both after a number of period-doubling bifurcations and after hard transition from autooscillation mode.



Дмитриев Борис Савельевич родился в Саратове (1937), окончил физический факультет Саратовского Государственного Университета (1959), защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1967). В настоящее время является профессором кафедры нелинейной физики СГУ. Ведет курсы общей физики (механика, молекулярная физика и термодинамика, электродинамика). Область научных интересов - микроволновая электроника и радиофизика. Опубликовал более 120 научных и научно-методических работ и учебных пособий



Жарков Юрий Дмитриевич родился в селе Терса Еланского района Волгоградской области (1931). Окончил физический факультет СГУ (1953). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1961) и доктора (1987) в области радиофизики и электроники СВЧ. В настоящее время - профессор кафедры электроники, колебаний и волн СГУ. Область научных интересов - физическое моделирование процессов взаимодействия потоков заряженных частиц с СВЧ-полями; исследование сложной динамики в СВЧ-генераторах с запаздывающей обратной связью. Опубликовал свыше 100 работ, среди них несколько учебных пособий, 20 изобретений.

Клокотов Дмитрий Вячеславович родился в Саратове (1979). Окончил факультет нелинейных процессов СГУ (2001). В настоящее время - аспирант кафедры нелинейной физики. Область научных интересов - нелинейная динамика, динамический хаос в СВЧ-генераторах с запаздывающей обратной связью. Опубликовал 8 научных статей.



Левин Юрий Иванович родился в Саратове (1942), окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1965), защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1974). В настоящее время является профессором кафедры нелинейной физики СГУ, деканом факультета нелинейных процессов. Автор более 100 научных статей, научно-методических пособий и руководств.

E-mail: levin@cas.ssu.runnet.ru



КОЛЕБАНИЯ В ЦИФРОВЫХ РЕКУРСИВНЫХ ФИЛЬТРАХ ПЕРВОГО ПОРЯДКА С ПРЕДСТАВЛЕНИЕМ ЧИСЕЛ В ДОПОЛНИТЕЛЬНОМ КОДЕ С ОКРУГЛЕНИЕМ

Ю.А. Брюханов

Исследованы процессы в цифровых фильтрах нижних и верхних частот с произвольным числом уровней квантования. Числа представляются в дополнительном коде, а результаты суммирования округляются. Сумматор имеет характеристику с насыщением. Методом точечных отображений исследованы автономный режим и колебания при постоянном внешнем воздействии. Получены выражения для расчета наиболее вероятных режимов.

Цифровые рекурсивные фильтры первого порядка используются для выделения сигналов нижних или верхних частот [1]. Процессы в таких фильтрах зависят от количества двоичных разрядов M , способа представления чисел и характеризуются определенными ошибками квантования. Если последовательность ошибок квантования является совокупностью выборок стационарного случайного процесса, если она не коррелирована с последовательностью точных значений сигнала, а сами значения ошибки не коррелированы между собой (представляя собой белый шум) и при этом распределение вероятностей ошибки равномерно во всем диапазоне ошибок квантования, то исследование процессов в фильтрах может быть осуществлено с помощью линейной статистической модели ошибок [2]. Эти условия нарушаются при малом числе разрядов (и связанным с ним числе уровней квантования $L=2^{M+1}$), а также при воздействии, например, постоянного или синусоидального сигнала, дискретизированного с частотой, рационально кратной частоте синусоиды. Нарушение условий влечет за собой необходимость рассмотрения цифрового фильтра как существенно нелинейной колебательной системы.

Полагаем, что в фильтре использована целочисленная арифметика с фиксированной запятой, сумматор имеет характеристику с насыщением, в отличие от [3] использовано также распространенное на практике [2] представление чисел в дополнительном коде с округлением результатов сложения чисел.

Цель работы - исследование автономного режима и колебаний при постоянном внешнем воздействии A .

При использовании целочисленной арифметики шаг квантования равен единице, A - целое число, характеристика квантователя (сумматора) с округлением в дополнительном коде и насыщением определяется функцией

$$f(\varphi) = \begin{cases} [\varphi + 1/2] & \text{при } 0 \leq \varphi < N_1 - 1/2, \\ N_1 & \text{при } \varphi \geq N_1 - 1/2, \\ [\varphi + 1/2 - N] - N & \text{при } -N + 1/2 \leq \varphi < 0, \\ -N & \text{при } \varphi < -N + 1/2, \end{cases}$$

где $[\cdot]$ - целая часть числа, $N_1 = N - 1$, $N = L/2$. Участки характеристики при $\varphi \geq 0$, соответствующие значениям $[\varphi + 1/2]$, обозначим $0, I, II, \dots, N_1$, а участки при $\varphi < 0$, соответствующие значениям $[\varphi + 1/2 - N] - N$, обозначим $0, -I, -II, \dots, -N$. Имеем в виду, что вследствие квантования в системе первого порядка возможны L состояний.

В общем случае движения в цифровых фильтрах первого порядка описываются нелинейным разностным уравнением

$$x(n+1) = f(ax(n) + u(n)),$$

где $x(n+1)$ - реакция фильтра, a - параметр фильтра, $u(n)$ - входное воздействие. Заметим, что зависимость функции f от числа уровней квантования L обуславливает зависимость вида разностного уравнения от этого числа, а вместе с тем и от количества двоичных разрядов M . Введем функцию $y(n) = x(n+1)$. Процессы исследуем на плоскости состояний (x, y) методом точечных отображений с использованием диаграммы Ламерея, представляющей собой совокупность графиков биссектрисы $y=x$ и функции последования [4]. Задача исследования движений сводится к нахождению последовательности точечных отображений F отрезка $x \in [-N, N_1]$ в себя. Как и в [3], плоскость состояний разобьем на области соответственно участкам характеристики квантователя (сумматора), обозначив их, как и соответствующие участки.

В нелинейной системе в зависимости от начального состояния $x(0)$ возможны различные установившиеся движения. Поскольку все L возможных начальных состояний равновероятны, введем понятие вероятности P установившегося движения B в виде $P(B) = m/L$, где m - количество начальных состояний, соответствующих этому движению. Параметр фильтра a выбираем в области устойчивости без учета эффектов квантования, то есть $0 < |a| < 1$.

Свободные колебания ($u(n)=0$)

При этом граница областей $[\varphi + 1/2 \operatorname{sign} \varphi]$, $[\varphi + 1/2 \operatorname{sign} \varphi] + \operatorname{sign} \varphi$ на плоскости состояний определяется зависимостью $x = ([\varphi + 1/2 \operatorname{sign} \varphi] + 1/2 \operatorname{sign} \varphi) / a$. Сама граница при $\varphi \geq 0$ принадлежит области $[\varphi + 1/2] + 1$, а при $\varphi < 0$ - области $[\varphi - 1/2]$. Функция последования имеет вид $y = f(ax)$. В зависимости от знака и величины параметра a графики функций последования и биссектрисы могут пересекаться в одной или нескольких точках.

Пусть $a > 0$, в этом случае цепь является фильтром нижних частот (ФНЧ). В качестве примера рассмотрим случай $L=12$, $a=4/5$. Плоскость состояний с обозначенными на ней областями, соответствующими участкам характеристики квантователя (сумматора), и диаграмма Ламерея показаны на рис. 1. Здесь график функции последования пересекается с

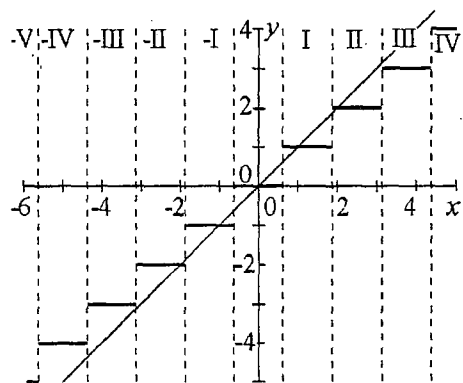


Рис. 1. Диаграмма Ламерея автономного фильтра нижних частот при $L=12$, $a=4/5$

биссектрисой при $[x] \in [-2; 2]$. Поэтому при старте из точки 0 в цепи сохраняется состояние покоя. Ниже это обозначено $T=0$. При старте из точек $x=\pm 1$ в цепи возникают паразитные колебания с периодом $T=1$ и амплитудой $X=\pm 1$, соответственно. Ниже это обозначено $T=1(\pm 1)$. При движении из точек $[x] \in [2; 5]$ и из точек $[x] \in [-2; -6]$ в цепи устанавливаются колебания соответственно $T=1(\pm 2)$. Поэтому вероятность колебаний $T=1(2)$ равна $1/3$. Ниже это обозначено $P(2)=1/3$. Вероятности других возможных паразитных движений равны $P(0)=P(\pm 1)=1/12$, $P(-2)=5/12$. Следует отметить, что интервал установившихся значений $X \in [-2; 2]$ составляет так называемую мертвую зону цифрового фильтра [2]. Рассмотрение движений при $a \in (0; 1)$ позволяет построить бифуркационную и вероятностную диаграммы. Последняя показана на рис. 2, а.

Исследование колебаний для ряда значений L позволило установить следующие закономерности для наиболее вероятных значений величины X . В общем случае произвольного L на выходе фильтра в установившемся режиме имеем наиболее вероятное паразитное движение $T=1(-X)$, где $-N < -X < 0$, если на диаграмме Ламерея точки $-X$ и $-X-1$ принадлежат области $-X$. Это означает выполнение условия

$$-X - 1/2 \leq -aX < -X + 1/2 \cap -X - 1/2 \leq a(-X-1) < -X + 1/2,$$

откуда следует $(X - 1/2)/X < a \leq (X + 1/2)/(X + 1)$. При $X=0$ с вероятностью $P=1$ выполняется условие $0 < a \leq 1/2$. В диапазоне значений $(N - 1/2)/N < a < 1$ имеем равновероятные движения $T=1(X)$, где $X \in [-N; N_1]$. Пользуясь этими закономерностями, для любого L можно найти зависимость $X(a)$.

Пусть $a < 0$, в этом случае цепь является фильтром верхних частот (ФВЧ). В качестве примера рассмотрим случай $L=12$, $a=-4/5$. При этом функция последования отличается от изображенной на рис. 1 только знаком. График ее пересекается с биссектрисой только в начале координат, что обуславливает сохранение состояния покоя при старте из точки $x=0$. Вместе с тем, при старте из точек $x=\pm 1$ в цепи возникают паразитные колебания с периодом $T=2$ и

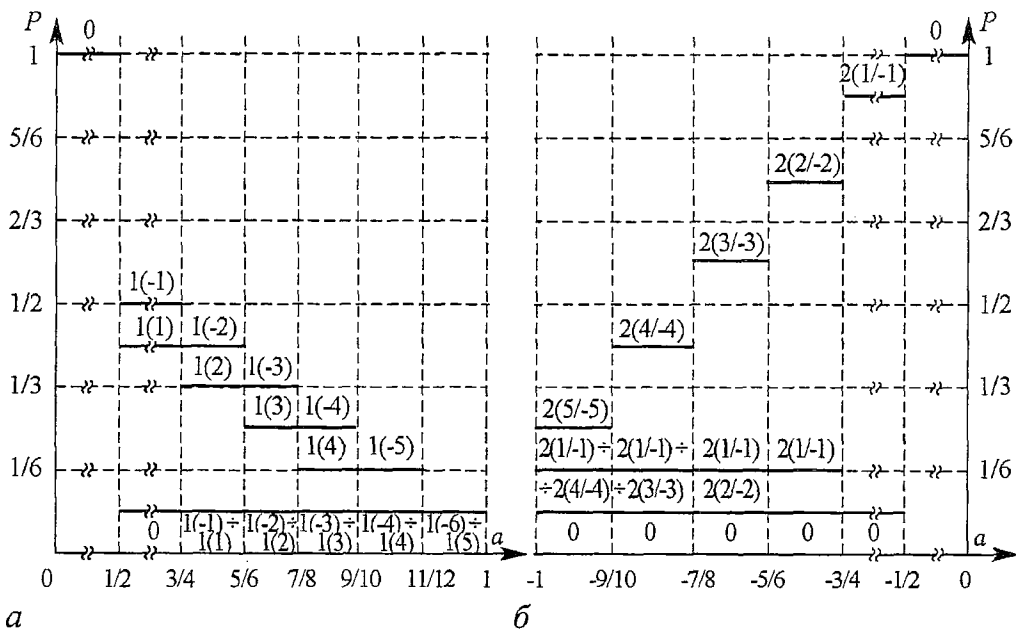


Рис. 2. Вероятностные диаграммы автономной цепи для $L=12$: а - фильтра нижних частот, б - фильтра верхних частот

мгновенными значениями $x \in \{1; -1\}$. Ниже это обозначено $T=2(1/-1)$. При движении из точек $[x] \in [-6; -2]$ и $[x] \in [2; 5]$ в цепи устанавливаются колебания $T=2(2/-2)$. Соответственно вероятности вышеуказанных движений составляют величины $P(0)=1/12$, $P(1/-1)=2/12$, $P(2/-2)=3/4$. И здесь интервал значений $X \in [-2; 2]$ составляет мертвую зону фильтра. Рассмотрение движений при $a \in (-1; 0)$ позволяет построить бифуркационную и вероятностную диаграммы. Последняя показана на рис. 2, б.

Исследование колебаний для ряда значений L позволило установить следующие закономерности. На выходе фильтра имеем $X=0$, если на диаграмме Ламерея точка $X=1$ принадлежит области 0. Откуда следует $-1/2 \leq a < 0$. Наиболее вероятным является установившееся паразитное движение $T=2(X/-X)$, где $0 < X < N_1$, если точки X и $X+1$ принадлежат области $-X$. Это означает выполнение условия

$$-(X+1/2) \leq aX < -(X-1/2) \cap -(X+1/2) \leq a(X+1) < -(X-1/2),$$

откуда следует

$$-(X+1/2)/(X+1) \leq a < -(X-1/2)/X.$$

При $-1 < a < -(N_1 - 1/2)/N_1$ имеем наиболее вероятное движение (с вероятностью $3/L$) $T=2(N_1/-N_1)$. Эти закономерности позволяют установить зависимость $X(a)$ для произвольного числа уровней квантования L .

Постоянное воздействие ($u(n)=A$)

При постоянном внешнем воздействии A функция последования имеет вид $y=f(ax+A)$, а график ее пересекает ось ординат в точке $y=A$, при этом $\varphi=A$. Граница областей $[\varphi + 1/2 \text{ sign} \varphi]$, $[\varphi + 1/2 \text{ sign} \varphi] + \text{sign} \varphi$ на плоскости состояний определяется зависимостью $x = ([\varphi + 1/2 \text{ sign} \varphi] + 1/2 \text{ sign} \varphi - A)/a$. Сама граница при $\varphi \geq 0$ принадлежит области $[\varphi + 1/2] + 1$, а при $\varphi < 0$ - области $[\varphi - 1/2]$. Рассмотрим случай $A > 0$.

Пусть $a > 0$. В качестве примера рассмотрим случай $A=1$. Диаграмма Ламерея для $L=12$, $a=4/5$ показана на рис. 3, а. Здесь график функции последования пересекается с биссектрисой при $[x] \in [3; 5]$. Следовательно, при старте из точек $[x] \in [-6; 3]$ в цепи устанавливается колебание $T=1(3)$. При старте из точек $x=4$ и $x=5$ имеем соответственно движения $T=1(4)$ и $T=1(5)$. Поэтому вероятности колебаний равны $P(3)=5/6$, $P(4)=P(5)=1/12$. Рассмотрение движений при $a \in (0; 1)$

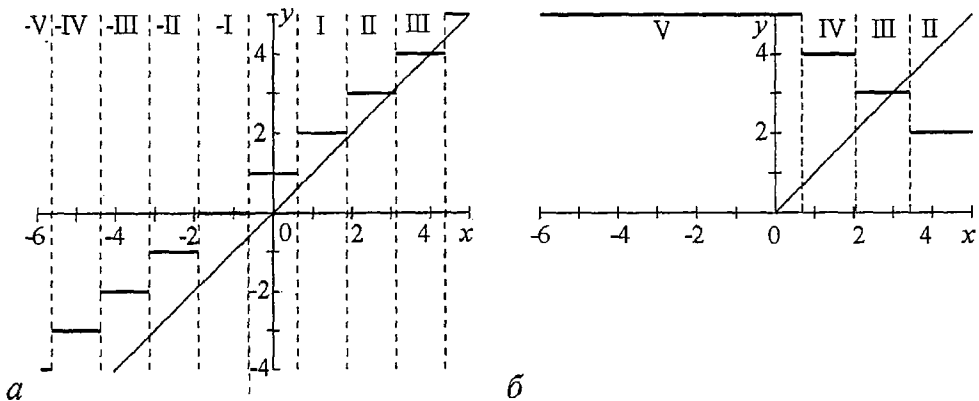


Рис. 3. Диаграммы Ламерея для $L=12$: а - фильтра нижних частот, $a=4/5$, $A=1$; б - фильтра верхних частот, $a=-8/11$, $A=5$

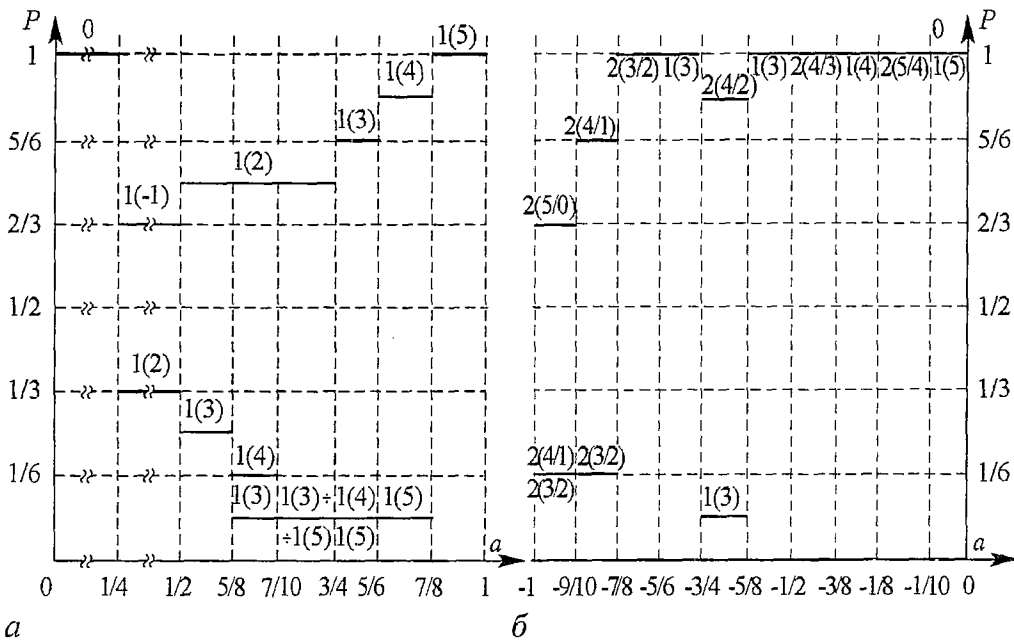


Рис. 4. Вероятностные диаграммы для $L=12$: а - фильтра нижних частот при $A=1$, б - фильтра верхних частот при $A=5$

позволяет построить бифуркационную и вероятностную диаграммы. Последняя показана на рис. 4, а.

Исследование колебаний для ряда значений L и A позволило установить следующие закономерности для наиболее вероятных установившихся значений величины x . В общем случае произвольного $0 < A < N_1$ на выходе фильтра имеем наиболее вероятное движение $T=1(X)$, где $A < X < N_1$, $A < N_1$, если на диаграмме Ламерея точки $X-1$ и X принадлежат области X . Это означает выполнение условия

$$X - 1/2 \leq aX + A < X + 1/2 \cap X - 1/2 \leq a(X-1) + A < X + 1/2,$$

откуда следует

$$(X - 1/2 - A)/(X - 1) \leq a < (X + 1/2 - A)/X.$$

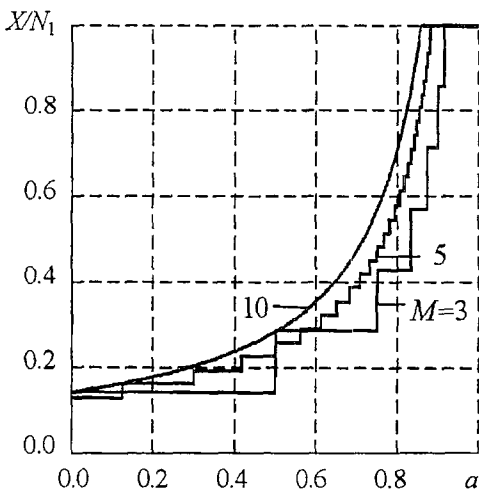


Рис. 5. Наиболее вероятные зависимости X/N_1 от величины параметра a для ФНЧ

При $X=A$ необходимо пользоваться выражением $0 < a < 1/(2A)$. В случае $X=N_1$ необходимо, чтобы точка N_1-1 принадлежала области N_1 , что означает $a \geq (N_1 - 1/2 - A)/(N_1 - 1)$, верхним значением этого диапазона является $a < 1$. При $A=N_1$, $a \in (0; 1)$ на выходе фильтра имеем единственное установившееся движение $T=1(N_1)$.

Полученные закономерности позволяют найти зависимость $X(a)$ для любых L и A . Эту зависимость можно сравнить с идеальной при $L=\infty$, которая установлена в [5]. В качестве примера на рис. 5 приведены графики нормированной функции $X(a)/N_1$ для трех значений числа разрядов M , при этом, когда $M=3$, имеем $A=1$.

Пусть $a < 0$. В качестве примера рассмотрим случай $A = 5$. Диаграмма Ламерея для $L = 12$, $a = -8/11$ показана на рис. 3, б. Здесь график функции последования пересекается с биссектрисой в единственной точке при $x = 3$. Это обуславливает возникновение колебаний $T = 1(3)$ при старте из точки $x = 3$. Вместе с тем, при старте из точек $[x] \in [-6; 2]$, $x \in \{4; 5\}$ в цепи устанавливается паразитное колебание $T = 2(4/2)$. Соответственно вероятности этих движений равны $P(3) = 1/12$, $P(4/2) = 11/12$. Рассмотрение движений при $a \in (-1; 0)$ позволяет построить бифуркационную и вероятностную диаграммы. Последняя показана на рис. 4, б.

Исследование колебаний для ряда значений L и A позволило установить следующие закономерности для наиболее вероятных установившихся значений X . В общем случае произвольного $1 < A \leq N_1$ на выходе ФВЧ имеем $T = 1(X)$, где $1 < X \leq A$, если точки $X-1$ и X принадлежат области X или если точки X и $X+1$ принадлежат области X . Это означает выполнение условия

$$X - 1/2 \leq aX + A < X + 1/2 \cap X - 1/2 \leq a(X-1) + A < X + 1/2$$

или

$$X - 1/2 \leq aX + A < X + 1/2 \cap X - 1/2 \leq a(X+1) + A < X + 1/2.$$

Откуда следует

$$(X - 1/2 - A)/X \leq a < (X + 1/2 - A)/(X - 1) \quad (1)$$

или

$$(X - 1/2 - A)/(X + 1) \leq a < (X + 1/2 - A)/X. \quad (2)$$

При $X = 1$ следует пользоваться выражением (2). В случае $A = 1$ единственным колебанием с периодом $T = 1$ является $T = 1(1)$ при условии

$$-1/2 \leq a < 0. \quad (3)$$

Левая граница этого диапазона обусловлена принадлежностью точки $X = 1$ области I. Другим по сравнению с определяемыми из (1)-(3) областям параметра $a < 0$ соответствуют наиболее вероятные паразитные колебания с периодом $T = 2$. Эти закономерности позволяют установить зависимость $X(a)$ для произвольных L и A . Эту зависимость можно сравнить с идеальной при $L = \infty$, которая рассчитывается с помощью методики, разработанной в [5].

Рассмотрим случай $A < 0$. Воспользовавшись методикой, описанной выше, получаем следующие закономерности для наиболее вероятных установившихся колебаний при произвольных L и A .

Пусть $a > 0$. В случае входного воздействия $-N_1 \leq A < -1$ на выходе ФНЧ имеем $T = 1(X)$, где $-N_1 \leq X \leq A$, если точки X и $X+1$ принадлежат области X . Это означает выполнение условия

$$X - 1/2 \leq aX + A < X + 1/2 \cap X - 1/2 \leq a(X+1) + A < X + 1/2,$$

откуда следует

$$(X + 1/2 - A)/(X + 1) < a \leq (X - 1/2 - A)/X. \quad (4)$$

В диапазоне входного воздействия $-N_1 \leq A \leq -1$ на выходе фильтра имеем $T = 1(-N)$, если точка $-N_1$ на диаграмме Ламерея принадлежит области $-N$, это означает $a > (-N + 1/2 - A)/-N_1$, верхним значением этого диапазона является $a < 1$. При воздействии $A = -1$ на выходе фильтра имеем $T = 1(-1)$, если точка $X = -1$ принадлежит области $-I$, это означает $0 < a \leq 1/2$. При том же воздействии имеем $T = 1(X)$, где $-N_1 \leq X < -1$, если точки X и $X+1$ принадлежат области X . Это означает выполнение условия (4), где $A = -1$. В случае $A = -N$ $a \in (0; 1)$ на выходе фильтра имеем единственное установившееся колебание $T = 1(-N)$.

Пусть $a < 0$. В случае входного воздействия $-N \leq A < -1$ на выходе ФВЧ имеем $T=1(X)$, где $A \leq X < -1$, если на диаграмме Ламерея точки X и $X-1$ принадлежат области X или точки X и $X+1$ принадлежат области X . Результирующие соотношения получаем из (1), (2) путем замены знаков \geq и $<$ на \leq и $>$, соответственно. В том же диапазоне входного воздействия на выходе фильтра имеем $T=1(-1)$, если выполняется условие (1) с вышеуказанной заменой знаков неравенств. В случае $A=-1$ единственным колебанием с периодом $T=1$ является $T=1(-1)$ при условии $-1/2 < a < 0$. Левая граница этого диапазона обусловлена принадлежностью точки $X=-1$ области $-I$. Другим по сравнению с определенными выше областям параметра $a < 0$ соответствуют наиболее вероятные паразитные колебания с периодом $T=2$.

Теоретические результаты подтверждены компьютерным моделированием. Полученные закономерности нетрудно распространить на случай, когда переменные представляются в форме чисел с выравниванием слева (то есть в виде дробных чисел). Для этого достаточно ввести новую переменную $\underline{x} = xq$, где $q = 1/N$ - шаг квантования.

Заключение

Исследованы свободные колебания и колебания при постоянном входном воздействии в цифровых рекурсивных фильтрах нижних и верхних частот первого порядка, использующих арифметику с фиксированной запятой. Числа представляются в дополнительном коде, результаты суммирования округляются, а сумматор имеет характеристику с насыщением. Процессы в фильтрах характеризуются диаграммами Ламерея и вероятностными диаграммами. Полученные выражения позволяют рассчитывать наиболее вероятные режимы фильтров при произвольном числе уровней квантования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 02-02-17500.

Библиографический список

1. Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. М.: Мир, 1978.
2. Каппелини В., Константинодис А. Дж., Эмилиан П. Цифровые фильтры и их применение. М.: Энергоатомиздат, 1983.
3. Брюханов Ю.А. Колебания в цифровых рекурсивных фильтрах первого порядка с усечением по модулю результатов сложения // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 10. С.1208.
4. Бутенин Н.В., Неймарк Ю.И., Фуфаев Н.А. Введение в теорию нелинейных колебаний. М.: Наука, 1987.
5. Брюханов Ю.А. Колебания в нелинейных рекурсивных цифровых цепях первого порядка при постоянном внешнем воздействии // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т.7, №4. С. 29.

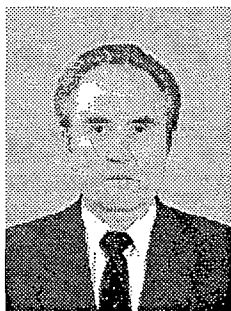
Ярославский государственный
университет

Поступила в редакцию 16.04.03
после доработки 16.10.03

OSCILLATIONS IN THE FIRST-ORDER DIGITAL RECURSIVE FILTERS WITH REPRESENTATIONS OF NUMBERS IN ADDITIONAL CODE WITH ROUND-OFF

Yu.A. Bryuhanov

Processes in low-pass and high-pass filters with an arbitrary number of quantization levels are investigated. Numbers are represented in additional code and the results of adding are rounded. Adder have the characteristic with saturation. Using dot mappings method, the autonomous regime and oscillations under constant external influence are considered. Expressions for calculating the most probable operating modes are obtained.



Брюханов Юрий Александрович - родился в Красноярске (1941), окончил Красноярский политехнический институт (1967) и аспирантуру Воронежского государственного университета (1970). С 1971 года работает в Ярославском государственном университете, в настоящее время заведует кафедрой динамики электронных систем. Защитил кандидатскую диссертацию (1971) и докторскую диссертацию (1989) в области применения теории колебаний в задачах радиофизики и электроники. Область научных интересов - нелинейная динамика электронных систем дискретного времени. Автор монографии «Управление динамическим режимом колебательных систем» и более 180 статей. Заслуженный деятель науки РФ.



ПРОГНОЗ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ В КИНЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ НА ОСНОВЕ МЕТОДОВ ИНТЕРВАЛЬНОГО АНАЛИЗА

В.И. Быков, Б.С. Добронец

Впервые методы интервального анализа динамических систем предлагается использовать с целью прогноза динамики нелинейных процессов в кинетической области. Для уравнений химической кинетики поставлена задача интервального анализа их решений при вариациях кинетических параметров и начальных данных. Выделены классы механизмов химических реакций, для которых могут быть получены точные двусторонние оценки решений. Приведена серия нелинейных примеров, которые характеризуются множественностью стационарных состояний и автоколебаниями и для которых выделены особенности прогноза динамики реакций в кинетической области на больших интервалах времени.

Введение

Успехи нелинейной динамики позволяют по-новому подойти к проблеме прогноза поведения сложных систем, предсказания катастроф, оценки рисков аварий технических объектов [1-3]. Оказывается, что для систем, поведение которых адекватно описывается детерминированными моделями, существуют режимы, имеющие весьма ограниченные временные рамки точного прогноза. Локальная неустойчивость их фазовых траекторий при значениях параметров, близких к бифуркационным, делает проблему прогноза поведения нелинейной динамической системы путем ее интегрирования «в лоб» на больших интервалах времени неразрешимой. Аналогичные задачи возникают при моделировании сложных нелинейных реакций в кинетической области [4-8]. Варьирование параметров модели и ее начальных данных приводит к неопределенности поведения системы во времени. Умение дать по возможности точные оценки динамики процесса является важной научной и прикладной проблемой. Один из способов ее решения дают методы, развиваемые в рамках интервального анализа [9-15].

В данной работе впервые методы интервального анализа динамических систем предлагается использовать с целью прогноза динамики нелинейных процессов в кинетической области. Для уравнений химической кинетики поставлена задача интервального анализа их решений при вариациях кинетических параметров и начальных данных. Выделены классы механизмов химических реакций, для которых могут быть получены точные двусторонние оценки решений. Приведена серия нелинейных примеров, которые характеризуются множественностью стационарных состояний и автоколебаниями и для которых выделены

особенности прогноза динамики реакций в кинетической области на больших интервалах времени.

Уравнения химической кинетики в общем виде можно записать как систему обыкновенных дифференциальных уравнений с параметрами

$$dx/dt = f(x, k, t), \quad x(0) = x^0, \quad t \in [0, t_k], \quad (1)$$

где x, x^0 - векторы текущих и начальных концентраций реагентов; f - вектор-функция кинетических зависимостей, которые строятся в соответствии с принятым механизмом химических превращений; k - вектор параметров, в качестве которых могут выступать, например, константы скоростей элементарных реакций; t, t_k - текущее и конечное время. Правые части системы (1) могут явно зависеть от времени, что отражает возможность управления процессом, например, за счет варьирования во времени температуры $T(t)$, так как некоторые k_i зависят от T :

$$k_i = k_i^0 \exp(-E_i/(RT)), \quad (2)$$

где k_i^0 - предэкспонента, E_i - энергия активации, R - универсальная газовая постоянная. В (1) предполагается возможность варьирования и других свободных параметров. Для (1) естественным образом возникает задача построения двусторонних оценок решения $x(t)$ при варьировании k и x^0 в некоторых заданных интервалах. Интервальными могут быть и сами функции правых частей f , что может отражать изменчивость структуры самой кинетической модели. Особенности уравнений химической кинетики являются их нелинейность и «жесткость», что предъявляет повышенные требования к алгоритмам численного интегрирования таких систем и затрудняет применение стандартных методов анализа чувствительности.

Схема двустороннего метода

Кратко опишем схему двустороннего метода анализа задачи (1) в интервальной постановке.

Первоначально интервальный анализ возник как средство автоматического контроля над ошибками округления, далее он развился в систему методов, учитывающих все ошибки, включая и ошибки численных методов. Применительно к задачам Коши для систем нелинейных дифференциальных уравнений в рамках двусторонних и интервальных методов используются несколько подходов, включая теоремы сравнения, дифференциальные неравенства и теорию операторов монотонного типа.

В данной работе мы будем опираться на достаточно простую оценку [16], которую можно отнести к области дифференциальных неравенств.

Рассмотрим две линейные системы обыкновенных дифференциальных уравнений

$$dx/dt = A(t)x + f(t), \quad x(0) = x^0, \quad t \in [0, t_k],$$

$$dz/dt = B(t)z + g(t), \quad z(0) = z^0, \quad t \in [0, t_k],$$

где $A=(a_{ij}(t)), B=(b_{ij}(t))$ - матрицы; $f(t), g(t)$ - вектор-функции. Причем выполнены следующие соотношения:

$$b_{ij}(t) \geq |a_{ij}(t)|, \quad i \neq j, \quad b_{ii}(t) \geq a_{ii}(t),$$

$$g(t) \geq |f(t)|, \quad z^0 \geq x^0.$$

Тогда справедлива мажоранта

$$z(t) \geq |x(t)|. \quad (3)$$

Таким образом, пусть нам известно некоторое приближенное решение s задачи (1). Запишем тождество

$$ds/dt = f(s, k, t) - \phi(s, t), \quad s(0) = x^0, \quad t \in [0, t_k],$$

где $\phi(s, t) = f(s, k, t) - s'$. Вычитая последнее тождество из уравнения (1), получаем уравнения для разности $\varepsilon = x - s$:

$$d\varepsilon/dt = F\varepsilon + \phi,$$

где $F = (F_{ij})$, $F_{ij} = \partial f_i(\xi, k, t) / \partial x_j$, ξ - функции из интервалов с концами x , s . Применим мажоранту (3) для оценки уклонения ε приближенного решения s от точного x . Следовательно, если известна оценка $z \geq |\varepsilon|$, то

$$s - z \leq x \leq s + z.$$

Для нахождения z мы будем использовать методы интервального анализа. Под *интервальным числом* a будем понимать вещественный отрезок $[a, \bar{a}]$, где $a \leq \bar{a}$. Множество интервальных чисел будем обозначать через R , $f(x): R \rightarrow R$ - интервальные функции. При $a = \bar{a} = a$ интервальное число будем отождествлять с вещественным числом a , следовательно $R \subset R$. В дальнейшем будем называть интервальные числа просто интервалами. *Шириной* a называется величина

$$\text{wid}(a) = \bar{a} - a,$$

серединой будем называть полусумму

$$\text{med}(a) = (a + \bar{a})/2.$$

Арифметические операции над интервальными числами введем следующим образом. Пусть $a, b \in R$, тогда положим

$$a * b = \{x * y \mid x \in a, y \in b\},$$

где знак (*) означает одну из операций +, -, ·, /. При делении интервал $b = [b, \bar{b}]$ не должен содержать ноль. Если $f(x)$ - непрерывная функция, то

$$f(x) = [\min_{x \in x} f(x), \max_{x \in x} f(x)]$$

определяет соответствующую ей интервальную функцию.

Пусть f_i являются представителями некоторых интервальных функций $f_i(x, k, t) \in f_i(x, k, t)$, так же как и начальные условия $x^0 \in x^0$ и параметры $k_i \in k_i$, где $x^0 = [x^0, \bar{x}^0]$, $k_i = [k_i, \bar{k}_i]$ - интервальные числа, f_i - интервальные функции [15]. Для построения двустороннего решения $x_i(t)$ сначала приближенно решим задачу (1) для конкретных представителей f , x^0 , k , то есть на разностной сетке ω_h с шагом h получим решение $x^h(t)$, $t \in \omega_h$. Проведем через точки x^h_i сплайны s_i . Далее рассмотрим две вспомогательные задачи [15]:

$$du/dt = Wu + w, \quad u(0) = 0, \quad (4)$$

и

$$dv/dt = Wv, \quad v(0) = z, \quad (5)$$

где векторы w и z имеют компоненты $w_i = 1$, $z_i = (x^0_i, \bar{x}^0_i)/2$; матрица W состоит из элементов

$$W_{ii} = \partial f_i(s, k, t) / \partial x_i, \quad i = 1, \dots, n,$$

$$W_{ij} = |\partial f_i(s, k, t) / \partial x_j|, \quad i \neq j, \quad i, j = 1, \dots, n,$$

$$s = (s_1, \dots, s_n).$$

Решим задачи (4), (5) на той же разностной сетке ω_h , затем аппроксимируем полученные решения u_i^h, v_i^h сплайнами $s_i^{(1)}, s_i^{(2)}$. Искомое двустороннее решение может быть представлено в виде

$$x_i = s_i + [-1, 1]s_i^{(2)} + \alpha s_i^{(1)}, \quad (6)$$

где $\alpha = [-\alpha, \alpha]$ - некоторая интервальная константа, ее величина может быть выбрана такой, чтобы обеспечить необходимые точные оценки точного решения (1). Двустороннее решение (6) можно уточнять, организовав специальным образом итерационный процесс уменьшения α . С уменьшением α двустороннее решение (6) будет иметь меньшую ширину. Описанная общая схема построения искомой трубки решений x_i достаточно трудоемка, однако в ряде случаев использование специфики задачи позволяет ее существенно упростить.

Рассмотрим частный случай модели (1):

$$dx/dt = W(t)x + \phi(t), \quad x(0) = x^0, \quad (7)$$

где матрица $W(t) = \{W_{ij}\}$, $i, j = 1, \dots, n$, вектор $\phi(t) = (\phi_1(t), \dots, \phi_n(t))$, причем известно, что

$$W_{ij} \in [\underline{W}_{ij}, \bar{W}_{ij}] \quad \text{и} \quad \underline{W}_{ij} \geq 0 \quad \text{при} \quad i \neq j, \quad i, j = 1, \dots, n, \quad (8)$$

$$\phi_i \in [\underline{\phi}_i, \bar{\phi}_i], \quad x_i^0 \in [\underline{x}_i^0, \bar{x}_i^0], \quad i = 1, \dots, n.$$

Для задачи (7), (8) границы двустороннего решения $x \in [\underline{x}(t), \bar{x}(t)]$ можно представить как решения следующих двух задач:

$$d\underline{x}/dt = \underline{W}(t)\underline{x} + \underline{\phi}(t), \quad \underline{x}(0) = \underline{x}^0, \quad (9)$$

$$d\bar{x}/dt = \bar{W}(t)\bar{x} + \bar{\phi}(t), \quad \bar{x}(0) = \bar{x}^0. \quad (10)$$

Этот прием построения двусторонних решений можно распространить и на системы нелинейных уравнений, якобиан которых удовлетворяет условию (8) [17]. Он позволяет оценивать границы двустороннего решения путем численного интегрирования двух задач (9), (10), которые по сложности сравнимы с (7).

Кинетические модели

Важным классом линейных кинетических моделей являются уравнения кинетики для сложных мономолекулярных реакций [5,6]

$$dx/dt = Kx, \quad x(0) = x^0, \quad (11)$$

где матрица K составлена из констант скоростей стадий k_{ij} и обладает тем свойством, что ее внедиагональные элементы неотрицательны [5]. В соответствии с (8) это позволяет достаточно просто построить двустороннее решение для задачи (11). Для этого (11) нужно дважды проинтегрировать с матрицами \underline{K}, \bar{K} , отвечающими нижним и верхним значениям интервалов $k_{ij} \in [\underline{k}_{ij}, \bar{k}_{ij}]$. Тогда $x_i(t) \in [\underline{x}_i(t), \bar{x}_i(t)]$.

Среди нелинейных схем превращений, для которых выполняется условие (8), таким свойством обладают механизмы без взаимодействия различных веществ [5]. Якобиан соответствующей кинетической модели (1) характеризуется неравенствами (8). Таким образом, отсутствие критических явлений в кинетической области для этих систем существенно упрощает и процедуру их интервального анализа.

Приведем несколько типичных примеров построения двусторонних оценок для линейных и нелинейных кинетических моделей.

Рассмотрим нестационарную кинетическую модель

$$\begin{aligned} dx_1/dt &= -k_1(T)x_1, \\ dx_2/dt &= k_1(T)x_1 - k_2x_2 \end{aligned} \quad (12)$$

с начальными условиями $x_1(0)=0.95$, $x_2(0)=0.05$ для последовательной схемы превращений $A \rightarrow B \rightarrow C$. Константы скоростей k_i от температуры T зависят аррениусовским образом [2]. Пусть $T=T(t)$ и известно, что

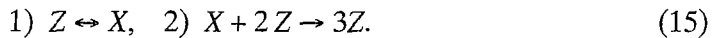
$$T_* \leq T(t) \leq T^*, \quad (13)$$

T_* , T^* - некоторые константы. Тогда, используя описанную выше технику интервального анализа, можно получить двустороннее решение x , содержащее все решения задачи (12) при варьировании температуры, удовлетворяющей неравенствам (13). На рис. 1 приведено поведение $x_2(t)$ при различных T и полученное двустороннее решение $x_2(t)$. Обратим внимание на то, что трубка решений $x_2(t)$ имеет существенно меняющуюся по t ширину. Наибольшую неопределенность прогноз динамики системы имеет в некоторой переходной области. В начале идет быстрое расширение двусторонней оценки, а при больших t идет ее сужение до нуля.

В качестве нелинейного примера приведем кинетическую модель [5]

$$dz/dt = -k_1z + k_{-1}(1-z) + k_2(1-z)z^2, \quad z(0) = z_0, \quad (14)$$

отвечающую автокаталитической схеме превращений



Модель (14) является простейшей, допускающей три стационарных состояния z_1 , z_2 , z_3 (например, при наборе параметров: $k_1=1/6$, $k_2=1$, $k_{-1}=10^{-3}$). Задача (14) решалась при различных интервальных начальных данных. Поведение двусторонних решений показано на рис. 2. Расчеты показывают, что интервальное решение имеет тенденцию к расширению, если интервал начальных значений содержит неустойчивое стационарное состояние z_2 . При этом интервальное расширение ограничивается устойчивыми стационарными состояниями z_1 , z_3 . Если же интервальные начальные данные не содержат z_2 , то двустороннее решение сужается и со временем стремится к одному из устойчивых стационарных состояний. Таким образом, локальная неустойчивость системы приводит к неопределенности прогноза ее динамики, если начальные данные варьируются в окрестности неустойчивого стационарного состояния. Прогноз точен, если он делается вне области неустойчивости системы.

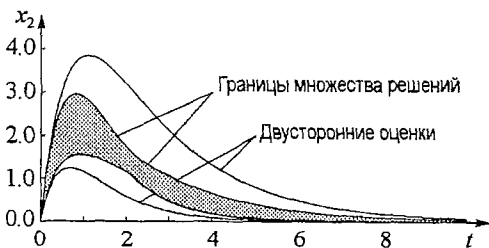


Рис. 1. Двустороннее решение модели (12), $k_1=[0.5,1]$, $k_2=[1.5,2]$

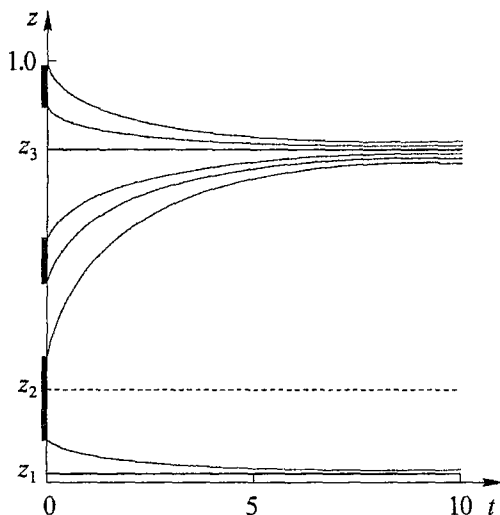


Рис. 2. Двусторонние решения модели (14) при различных начальных интервальных данных

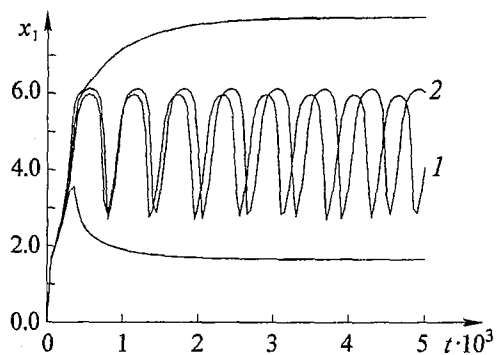


Рис. 3. Двустороннее решение модели (16); 1, 2 - частные решения

Наконец, рассмотрим кинетическую модель, которая является осциллятором [5],

$$\begin{aligned} dx/dt &= k_1(1-x-y) - k_{-1}x - k_2x(1-x-y)^2, \\ dy/dt &= k_3(1-x-y) - k_{-3}y, \end{aligned} \quad (16)$$

и отвечает схеме (15), дополненной буферной стадией 3) $Z \leftrightarrow Y$. При значениях параметров $k_1=0.12$, $k_{-1}=0.01$, $k_2=1$, $k_3=0.0032$, $k_{-3}=0.002$ система (16) имеет автоколебания. На рис. 3 приведены результаты построения двустороннего решения при варьировании k_1 . Расчеты показывают, что трубка решений сначала расширяется, охватывая с двух сторон незатухающие колебания, а затем достаточно близко к ним приближается.

Заключение

Таким образом, методы интервального анализа позволяют адекватно решать проблему прогноза динамики сложных нелинейных систем. Интервальная техника для динамических систем в настоящее время активно развивается, она может быть использована и для решения задач чувствительности, построения областей достижимости в задачах оптимального управления, апостериорных двусторонних оценок жестких систем, интервального анализа систем с распределенными параметрами. Наш опыт интервального анализа уравнений химической кинетики показывает, что достаточно точные оценки динамики системы и на этой основе прогноз ее поведения на больших временах вполне реалистичен. Понимание нелинейных и нестационарных особенностей детерминированных моделей в сочетании с методами интервального анализа являются залогом успешного прогноза поведения их решений.

Библиографический список

1. Капица С.П., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г. Синергетика и прогнозы будущего. 2-е изд. М.: Эдиториал УРСС, 2001. 288 с.

2. *Малинецкий Г.Г., Курдюмов С.П.* // Вестник Российской Академии наук. 2001. Т. 71, № 3. С. 210.
3. *Малинецкий Г.Г., Подлазов А.В.* // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1997. Т. 56, № 5. С. 32.
4. *Слинько М.Г.* Пленарные лекции конференций по химическим реакторам: «Химреактор-1» - «Химреактор-13». Новосибирск: ИК СО РАН, 1996. 180 с.
5. *Быков В.И.* Моделирование критических явлений в химической кинетике. М.: Наука, 1988. 264 с.
6. *Yablonskii G.S., Bykov V.I., Gorban A.N., Elokhin V.I.* Kinetic models of catalytic reactions. Amsterdam: Elsevier, 1991. 400 p.
7. *Горбань А.Н.* Обход равновесия. Уравнения химической кинетики и их термодинамический анализ. Новосибирск: Наука, 1984. 226 с.
8. *Горбань А.Н., Каганович Б.М., Филиппов С.П.* Термодинамические равновесия и экстремумы. Анализ областей достижимости и частичных равновесий в физико-химических и технических системах. Новосибирск: Наука, 2001. 296 с.
9. *Калмыков С.А., Шокин Ю.И., Юлдашев З.Х.* Методы интервального анализа. Новосибирск: Наука, 1986. 224 с.
10. *Черноустько Ф.Л.* Оценивание фазового состояния динамических систем. Метод эллипсоидов. М.: Наука, 1988. 320 с.
11. *Быков В.И., Добронейц Б.С.* // Численные методы механики сплошной среды. 1985. Т. 16, № 4. С.13.
12. *Быков В.И., Добронейц Б.С.* // Математические проблемы химической кинетики / Под. ред. К.И. Замараева, Г.С. Яблонского. Новосибирск: Наука, 1989. С.226.
13. *Добронейц Б.С.* // Математические методы в химической кинетике / Под. ред. В.И. Быкова. Новосибирск: Наука, 1990. С. 68.
14. *Добронейц Б.С.* Численное моделирование задач с неопределенностями в данных: Автореф. дис. ... д-ра физ-мат. наук. Красноярск: КГТУ, 1998. 36 с.
15. *Добронейц Б.С., Шайдуров В.В.* Двусторонние численные методы. Новосибирск: Наука, 1990. 208 с.
16. *Лозинский С.М.* // Докл. АН СССР. 1953. Т. 92, № 2. С. 225.
17. *Dobronets B.S.* On some two-sided methods for solving systems of ordinary differential equations // Interval Computations. 1992. № 1(3). P. 6.

*Вычислительный центр
Сибирского отделения РАН,
Красноярск*

*Поступила в редакцию 29.05.2003
после доработки 08.04.2004*

THE FORECAST OF NONLINEAR DYNAMICS IN KINETIC REGION BY INTERVAL ANALYSIS METHODS

V.I. Bykov, B.S. Dobronets

For the first time methods of the interval analysis of dynamic systems are offered to use with the purpose of forecast of dynamics of nonlinear processes in kinetic region. For the equations of chemical kinetic the problem of the interval analysis of their decisions at variations kinetic parameters and initial data is formulated. The classes of chemical reactions mechanisms are determined, for which the exact bilateral estimations of decisions can be received. A series of nonlinear examples with the multiplicity steady-

states and oscillations is given. The features of the forecast of the reactions dynamic in kinetic region are determined on the large intervals of time.



Быков Валерий Иванович - родился в Срегенске Читинской обл. (1945). Окончил Новосибирский государственный университет (1967). После окончания НГУ до 1977 года работал в Институте катализа СО РАН, где защитил кандидатскую диссертацию по методам оптимизации каталитических процессов (1973). С 1977 года работает в ВЦ СО РАН в Красноярске. В 1985 году в Институте химической физики РАН (Черноголовка, Московской обл.) защитил диссертацию на звание доктора физико-математических наук по моделированию критических явлений в кинетической области. С 1995 года зав. кафедрой моделирования и оптимизации систем КГТУ. Автор 9 монографий, 3 учебных пособий и более 200 статей в области математического моделирования физико-химических процессов. Член редакционного совета журнала «Физика горения и взрыва», редактор серии сборников научных работ по математическим проблемам химической кинетики и горения. Соросовский профессор (1997, 2000, 2001). Действительный член Международной академии наук высшей школы.

E-mail: bykov@fivt.krasn.ru



Добронец Борис Станиславович - родился в г. Шахты, Ростовской обл. (1954). Окончил Новосибирский государственный университет (1976). После окончания НГУ работает в ВЦ СО РАН Красноярска. Защитил диссертацию на звание кандидата физико-математических наук в ВЦ СО РАН (Новосибирск, 1985) и доктора физико-математических наук (1998) в области математического моделирования процессов с интервальными неопределенностями в данных. Соавтор монографии «Двусторонние численные методы». Опубликовал более 80 работ в области вычислительной математики. Член редакционной коллегии международного журнала «Reliable Computing».

E-mail: dobronec@fivt.krasn.ru



ОБУСЛОВЛЕННЫЕ СТРЕССОМ ИЗМЕНЕНИЯ ДИНАМИКИ АРТЕРИАЛЬНОГО КРОВЯНОГО ДАВЛЕНИЯ БЕЛЫХ КРЫС

Д.В. Думский, О.А. Климова, А.Н. Павлов

В работе предлагается подход к исследованию многомодовых режимов динамики биологических систем, основанный на количественном описании сложности временных зависимостей мгновенных частот различных ритмов. В экспериментах на белых крысах показывается, что стрессорные воздействия не приводят к существенным изменениям мер сложности эволюционной динамики в низкочастотной области спектра variability сердечного ритма. В то же время в высокочастотной области происходят изменения динамики, и обнаруживаются различия в реакциях на стресс у самок и самцов.

Введение

Типичной особенностью функционирования многих биологических систем является наличие многомодовой динамики: в сигналах, генерируемых такими системами, одновременно проявляются ритмы различной природы [1-3]. Например, в динамике сердечно-сосудистой системы человека иногда выделяют 5 характерных частот, обусловленных разными физиологическими механизмами [4]. Часть из них относится к области очень низких частот (менее 0.04 Гц), которую рассматривают только при анализе сигналов большой длительности. Более традиционными для исследования помимо самой частоты сердечных сокращений (ЧСС) (порядка 1 Гц) являются диапазон низких (0.04-0.15 Гц) и диапазон высоких частот (0.15-0.4 Гц) в спектре variability сердечного ритма. Существование характерных пиков в данных частотных диапазонах спектра часто объясняют влиянием симпатической и парасимпатической нервной системы, соответственно, хотя о физиологической природе ритмических компонент в низкочастотной области до сих пор ведутся дискуссии [3]. Ряд характерных частотных диапазонов выделяют в динамике артериального давления крови крыс: область очень низких частот (менее 0.25 Гц), область низких частот (НЧ) (0.25-0.75 Гц), а также область высоких частот (ВЧ) (0.75-3.0 Гц), в которой проявляется дыхательный ритм.

Наличие нескольких характерных пиков спектра, имеющих различную природу, порой может создавать проблемы в интерпретации результатов анализа экспериментальных данных. Например, если при исследовании сердечно-сосудистой системы по временным рядам (сигналам артериального давления крови, последовательностям RR-интервалов электрокардиограммы и т.д.)

проводится вычисление тех или иных мер сложности, то в результате получают величины, несущие информацию о некотором суммарном влиянии совокупности различных факторов на динамику сердца. Эти величины не всегда удается «увязать» с изменениями в структуре отдельных процессов, проявляющихся в вариабельности сердечного ритма. Во многих проводившихся исследованиях иллюстрировались изменения сложности динамики в тех или иных состояниях [5], но не проводился анализ того, с какими процессами в структуре вариабельности ритма сердца эти изменения связаны. В рамках данной работы акцентируется внимание на ином подходе к исследованию сложности многомодовых режимов динамики, заключающемся в отслеживании временной эволюции различных ритмических составляющих (мгновенных частот, соответствующих тому или иному ритму) и количественном описании сложности эволюционной динамики применительно к каждому ритму в отдельности.

Другой типичной особенностью многих процессов биологического происхождения является их неоднородность и нестационарность. В динамике сердечно-сосудистой системы нестационарность процессов следует рассматривать скорее как правило, чем как исключение: различные стрессы, всевозможные внешние воздействия, в простейшем случае даже простое изменение положения тела приводят к перестройке режима функционирования сердца, изменению частоты сердечных сокращений и других характеристик сердечной активности. Довольно часто при исследовании экспериментальных данных используется идеология анализа систем с медленно меняющимися параметрами: предполагается, что на небольших промежутках времени свойства процесса меняются незначительно, и его можно рассматривать как стационарный, применяя классический аппарат статистической обработки. Такой подход следует признать эффективным, если нестационарность ассоциируется с низкочастотной областью спектра по отношению к ритмам, представляющим интерес с точки зрения физиологии. Если же свойства процесса даже на коротких временных промежутках успевают существенно поменяться, то у исследователя есть два варианта дальнейших действий - либо отказываться от классических методов анализа временных рядов и ориентироваться на специальные методики [6-8], либо тщательно проводить предварительную обработку экспериментальных данных, выбирая для анализа только те участки, на которых сигналы можно считать приближенно стационарными. Но даже при условии осуществления такой предварительной обработки данных представляется целесообразным проводить анализ временных рядов с применением наиболее универсальных методов, эффективно работающих независимо от свойства стационарности данных. К числу таких универсальных инструментов относится вейвлет-анализ [8], хорошо зарекомендовавший себя при решении очень широкого круга задач [4,9,10].

В данной работе представлен подход, основанный на сочетании техники вейвлет-анализа, позволяющей определять мгновенные частоты ритмических составляющих многомодовых режимов динамики, с оценкой сложности эволюционной динамики в различных частотных диапазонах. Эксперименты на белых крысах показывают, что стрессорные влияния по-разному проявляют себя в НЧ- и ВЧ-областях спектра вариабельности сердечного ритма. На примере модели эмоционально-болевого стресса показано, что для самок во время стресса в основном не наблюдается заметных изменений сложности динамики ни в низкочастотной (0.25-0.75 Гц), ни в высокочастотной (0.75-3.0 Гц) областях по сравнению с состоянием покоя, тогда как для самцов сложность динамики чаще всего уменьшается в ВЧ-области, оставаясь неизменной в НЧ-области. Полученные результаты сравниваются с результатами стандартных методов анализа динамики сердечно-сосудистой системы.

Эксперименты

Одним из научных направлений в физиологии является изучение реакций живых организмов на стресс. Жизнь современного человека перенасыщена стрессорными ситуациями, которые приводят к срывам механизмов адаптации, проявляющимся, в частности, в росте числа сердечно-сосудистых заболеваний. Известно, что мужчины более, чем женщины, подвержены заболеваниям сердечно-сосудистой системы [11]. Мужчины также сильнее реагируют на стрессы [12], поэтому отдельное внимание уделяется исследованию половых особенностей реакций сердечно-сосудистой системы на разнообразные стрессорные воздействия. Наличие таких особенностей показано не только для людей, но и для животных (например, для белых крыс [13]). Исследования стрессорных реакций живых организмов неоднократно проводились с использованием различных критериев сложности. Однако в известных работах оценка сложности динамики проводилась «в целом», без привязки к конкретным процессам в структуре variability сердечного ритма. Мы предлагаем метод более детального анализа изменений структуры variability, который может быть применен в исследованиях динамики сердечно-сосудистой системы как людей, так и животных.

Эксперименты проводились на 16 белых беспородных крысах массой 200-250 г (8 самцов и 8 самок). Для измерения артериального давления животным были имплантированы внутрисосудистые катетеры под нембуталовым наркозом (45 мг/кг) в брюшную аорту через бедренную артерию. Непрерывная регистрация кровяного давления (КД) осуществлялась с помощью совместимого с компьютером многоканального измерительно-вычислительного комплекса PowerLab/400 ML401 и программного обеспечения Chart 4 (ADInstruments Ltd., Австралия). Частота дискретизации была выбрана 200 Гц. Через сутки после операции по имплантации катетеров у животных проводилась последовательная непрерывная регистрация сигналов КД в покое, при стрессе и в течение 60 минут после окончания стрессорного периода. В качестве стрессорного воздействия использовали модель эмоционально-болевого стресса, когда животное находилось в течение 60 минут в положении «лежа на спине». При этом животное клали спиной на дощечку и фиксировали лапки.

В процессе предварительной обработки полученные данные были поделены на 60-секундные фрагменты, сведены к нулевому среднему и подвержены фильтрации, позволившей устранить низкочастотный тренд. Использовался метод кусочно-линейной аппроксимации тренда [7]. Затем был осуществлен переход от сигналов КД к точечным процессам¹: последовательностям временных интервалов между моментами пересечения сигналом КД нулевого уровня в одном из направлений, например, снизу вверх (рис. 1, а). Полученные последовательности (рис. 1, б) представляют собой аналог RR-интервалов электрокардиограммы либо аналог *threshold-crossing intervals* [15]; именно эти последовательности анализировались нами для выявления изменений динамики КД, обусловленных стрессорным воздействием. Отметим, что из дальнейшего рассмотрения исключались фрагменты, содержащие различные сбои или не удовлетворяющие условию «почти стационарности» данных в течение выбранной длительности фрагментов (примерно 60 секунд). С этой целью в пределах длительности фрагмента проводилось разбиение точечного процесса на 10 частей, для каждой из которых оценивалось среднее значение и дисперсия. Выбирались фрагменты, для которых оцениваемые величины демонстрировали сравнительно небольшие флуктуации.

¹ Под точечным понимают процесс, в котором информация о динамике содержится в последовательности временных промежутков [14].

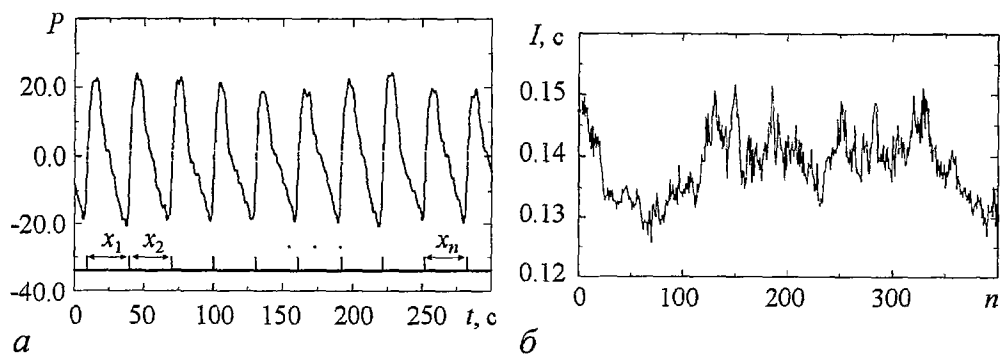


Рис. 1. *а* - Исходный сигнал кровяного давления после фильтрации и приведения к нулевому среднему значению. Внизу схематично показан переход к точечному процессу. *б* - Последовательность временных интервалов между моментами пересечения сигналом кровяного давления нулевого уровня. Данные моменты отмечены точками на рис. 1, *а*

Методы

Анализ динамики сердечно-сосудистой системы может проводиться на основе самых различных методов обработки временных рядов. При исследовании сердечного ритма наряду с ЧСС информативными характеристиками являются спектр мощности, функция распределения, энтропия (как мера сложности этих характеристик). При анализе variability сердечного ритма широко применяются методы, оперирующие с временной областью (подразделяемые на статистические и геометрические) либо с частотной областью (спектральный анализ). Целый ряд стандартов и рекомендаций для проведения численных исследований можно найти в обзоре [3]. Многие из стандартных характеристик демонстрируют высокую корреляцию, поэтому при работе с реальными данными предпочтение отдается относительно небольшому числу алгоритмов, хорошо зарекомендовавших себя при диагностике различных нарушений сердечно-сосудистой системы [3].

В последние годы при проведении спектрального анализа сигналов биологических систем все чаще применяется вейвлет-преобразование. Его преимущества по сравнению с классическим Фурье-преобразованием неоднократно обсуждались в печати [8,10]. Для сигнала $x(t)$ формулу непрерывного вейвлет-преобразования можно записать следующим образом:

$$W_x(a,b) = 1/a^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi^*((t-b)/a) dt. \quad (1)$$

Здесь ψ - базисная функция, которая в общем случае может иметь произвольную форму, но должна быть солитоноподобной, ограниченной и иметь нулевое среднее значение; $W_x(a,b)$ - вейвлет-коэффициенты; a - масштабный коэффициент; b - параметр сдвига. Детали преобразования (например, выбор ψ) определяются конкретной задачей. С точки зрения исследования спектрального состава анализируемого процесса, представляется предпочтительным выбор в качестве базисной функции вейвлета Морле, который позволяет обеспечивать хорошую частотную локализацию. Упрощенное выражение для этой функции можно записать следующим образом:

$$\psi(\tau) = \pi^{-1/4} \exp(-j2\pi f_0 \tau) \exp[-\tau^2/2], \quad (2)$$

где выбором f_0 осуществляется компромисс между локализацией вейвлета во временной и в частотной областях. В наших исследованиях $f_0=1$.

Наряду с нахождением коэффициентов $W_x(a,b)$ целесообразно проводить расчеты плотности энергии $E_x(a,b)=|W_x(a,b)|^2$. В результате получается поверхность в трехмерном пространстве $E_x(a,b)$ или $E_x(f,b)$, где f - частота ($f=f_0/a$). Сечения этой поверхности в фиксированный момент времени $b=t_0$ соответствуют локальному спектру энергии. Чтобы упростить визуализацию частотно-временного спектра $E_x(f,b)$, можно рассматривать динамику только максимумов $E_x(f,t_0)$, то есть «пиков» локального спектра. Рис. 2, а демонстрирует различные частотные компоненты, которые можно идентифицировать в сигнале КД (в данном случае мы не классифицируем их по амплитудам или энергиям).

Однако рис. 2, а не дает представления о доминирующих спектральных компонентах. Эта информация может быть получена из глобального спектра энергии вейвлет-преобразования (скалограммы), представляющего собой аналог сглаженного спектра мощности, рассчитанного на основе преобразования Фурье. Скалограмма приведена на рис. 2, б и показывает наличие четко различимого пика в окрестности 0.4 Гц, который вероятно обусловлен миогенной динамикой [4]. Его принято относить к НЧ-области спектра variability сердечного ритма

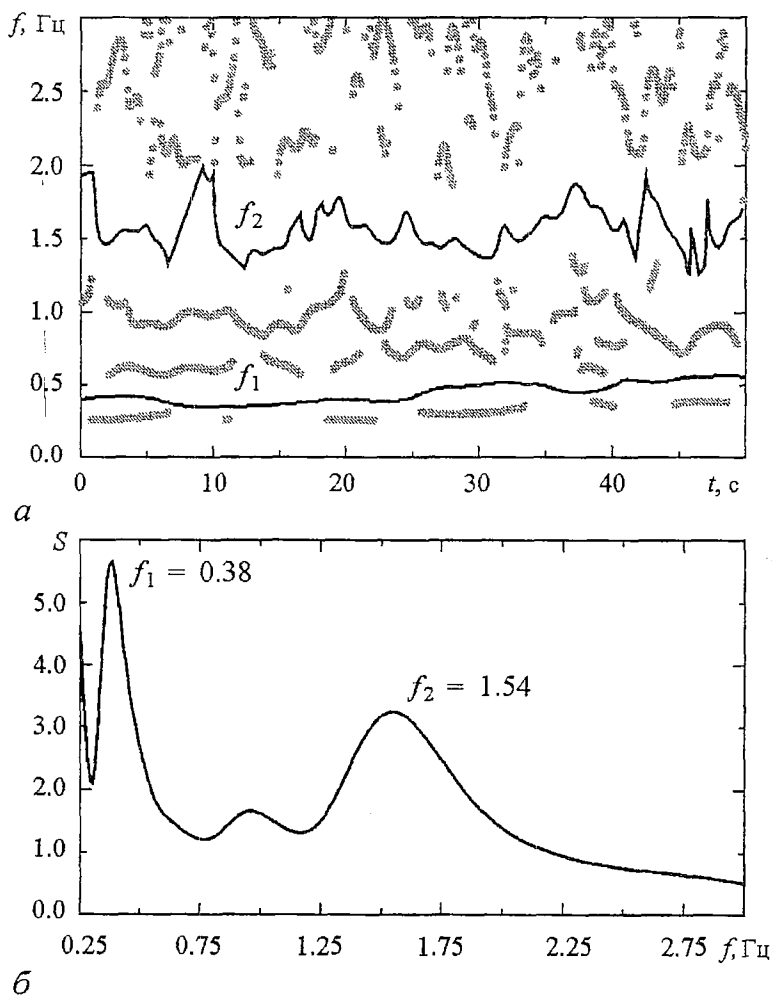


Рис. 2. а - Частотно-временной спектр (вейвлет-спектр). Точками показаны максимумы локальных энергетических спектров. Выделены характерные ритмы: в НЧ-области f_1 и в ВЧ-области f_2 . б - Глобальный энергетический спектр (скалограмма), дающий представление о доминирующих ритмических составляющих. По оси ординат выбраны произвольные единицы измерения

(0.25-0.75 Гц). Другой пик в районе 1.5 Гц соответствует частоте дыхания и относится к ВЧ-области (0.75-3.0 Гц).

Визуальный анализ эволюционной динамики, представленной на рис. 2, *a*, очень неудобен, особенно при обработке больших серий экспериментов. Для получения информации о сложности динамики желательно проводить оценку количественных критериев сложности. В нашей работе эта оценка осуществлялась следующим образом. Из двумерных спектров (см. рис. 2, *a*) выделялись временные зависимости мгновенных частот двух ритмов $f_1(t)$ и $f_2(t)$. Каждая из них рассматривалась как новый временной ряд, по которому строилась функция плотности распределения вероятностей $p(f)$, а затем вычислялась энтропия распределения

$$H_p = - \sum_{k=1}^N p_k \ln p_k, \quad (3)$$

где N - число разбиений диапазона изменения мгновенной частоты, а p_k - вероятность того, что значение мгновенной частоты попадает в k интервал разбиения ширины Δ . По аналогии с работой [16], для каждого ритма $f_1(t)$ и $f_2(t)$ во всех экспериментальных данных использовалась одинаковая мера неопределенности Δ .

Наряду с количественным описанием сложности эволюционной динамики мгновенных частот ритмических составляющих может быть использован более простой подход, состоящий в оценке сложности функции спектральной плотности мощности (или скалограммы вейвлет-анализа). В этом случае в выбранном частотном диапазоне вместо функции плотности вероятностей в формуле энтропии (3) рассматривается зависимость $S(f)$. Предварительно проводится нормировка спектра с тем, чтобы площадь под кривой $S(f)$ в выбранном диапазоне равнялась единице. Рассчитанная таким способом энтропия по спектру H_s служит количественным критерием сложности (или регулярности) динамики: она максимальна для равномерного спектра и уменьшается при наличии четко различимых ритмических составляющих. Нами проводилась оценка H_s отдельно в диапазоне НЧ и в диапазоне ВЧ.

В дополнение к частотным диапазонам спектра вариабельности может быть проанализирована сложность динамики в области частоты сердечных сокращений и ее гармоник. Спектральный анализ в данной области можно провести по исходным сигналам КД без перехода к точечным процессам. Для этого может применяться как вейвлетный, так и классический спектральный анализ. Согласно результатам работы [4], в этом диапазоне спектры будут получаться качественно очень похожие, хотя вейвлетный спектр будет более гладким². В качестве альтернативы можно использовать процедуру аналитического расчета спектра - как спектра последовательности дельта-функций (или прямоугольных импульсов), соответствующих каждому моменту пересечения сигналом КД порогового уровня (см. рис. 1, *a*). Пример аналитического расчета спектра мощности представлен на рис. 3.

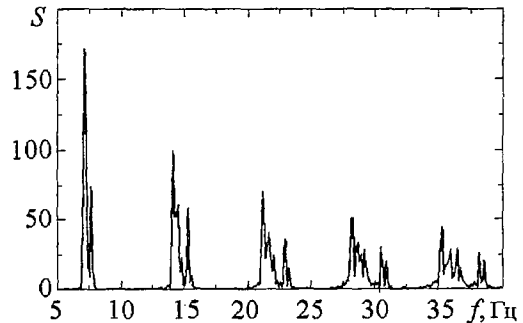


Рис. 3. Спектр мощности процесса, представленного на рис. 1, *a*

² Для исследования данного частотного диапазона с помощью вейвлетов нужно брать $f_0 > 1$.

Результаты

Проведенный анализ экспериментальных данных продемонстрировал различия в реакциях на стресс самок и самцов. В целом, изменения сложности динамики кровяного давления у самцов были более сильными, чем у самок; однако эти изменения происходили не во всех частотных диапазонах спектра variability сердечного ритма, а только лишь в высокочастотной области. Для наглядности мы выбрали две крысы (самку и самца), которые демонстрировали довольно характерные реакции на стрессорное воздействие. На примере этих крыс далее будут проиллюстрированы основные эффекты, обусловленные стрессом. Наряду с рисунками будут приведены статистические данные по всем экспериментам.

На рис. 4 представлены результаты анализа сложности эволюционной динамики в различных частотных областях. В данном случае проводилось выделение мгновенных частот характерных ритмов (по аналогии с рис. 2, а) и по

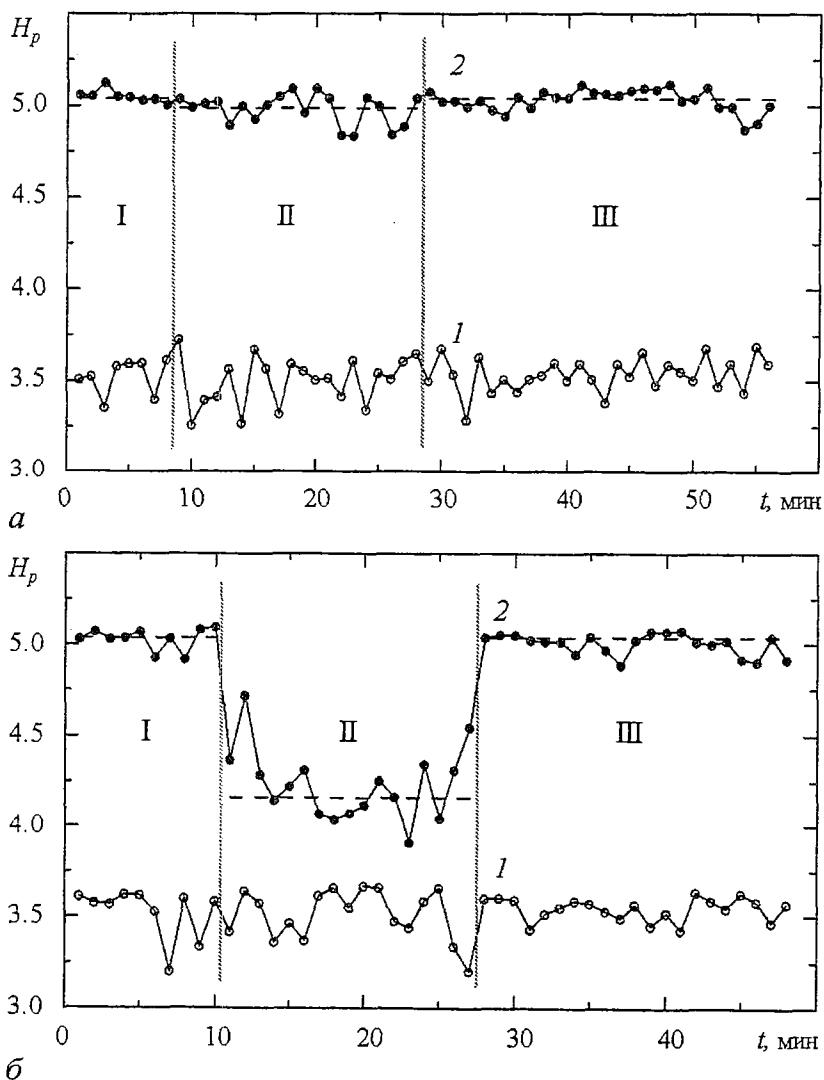


Рис. 4. Результаты расчета энтропии H_p , характеризующей сложность динамики мгновенных частот: 1 - f_1 , 2 - f_2 . Здесь и далее: I - период покоя, II - стресс, III - восстановительный период; а - результаты для самки, б - для самца

полученным временным зависимостям $f_1(t)$ и $f_2(t)$ рассчитывалась энтропия H_p для НЧ-области и для ВЧ-области, соответственно. Как видно из рис. 4, а, самка не демонстрировала заметных изменений сложности динамики КД при стрессе (область II) по сравнению с состоянием покоя (область I). Соответственно, никаких изменений не происходило после окончания стрессорного воздействия и начала восстановительного периода (переход II→III).

Иная ситуация наблюдается в реакции на стресс самца (рис. 4, б). Как и для самки, стресс не вызывает изменений энтропии, характеризующей низкочастотную эволюционную динамику - ритм $f_1(t)$. Однако четко видно уменьшение при стрессе сложности высокочастотного ритма $f_2(t)$ или, другими словами, переход к более регулярному ритму при стрессорном воздействии. Отметим, что не у всех крыс изменения H_p были настолько существенными. В целом, результаты исследования показали, что у 6 самцов из 8 уменьшение энтропии превышало 4%, тогда как у 7 самок из 8 изменения были менее 4%. Таким образом, если и есть различия в стрессорных реакциях у самок и самцов с точки зрения сложности динамики, то в структуре вариабельности сердечного ритма они проявляются только в ВЧ-области (0.75-3.0 Гц). Заметных изменений сложности в НЧ-области при стрессе не обнаружено.

Результаты расчета энтропии по спектру (скалограмме) достаточно хорошо согласуются с анализом эволюционной динамики мгновенных частот (рис. 5). У 6 самцов при стрессе наблюдалось уменьшение энтропии H_s , характеризующей высокочастотную область спектра вариабельности. У одного самца не было зафиксировано никаких изменений по сравнению с состоянием покоя, и еще у одного H_s увеличивалась во время стрессорного воздействия. По-прежнему не было зафиксировано заметных изменений сложности динамики в НЧ-диапазоне. Среди самок энтропия по спектру незначительно уменьшалась у 3 крыс, и не изменялась в среднем у остальных 5. Переход от стрессорного воздействия к состоянию покоя (то есть процесс восстановления), как правило, вызывал обратные изменения количественных характеристик: значения энтропии возвращались к тем величинам, которые были до стресса. Только у двух крыс не происходило восстановление после стресса до предстрессорного уровня (1 самка и 1 самец).

Обусловленные стрессом изменения наблюдаются не только в вариабельности, но и непосредственно в структуре сердечного ритма - область частоты сердечных сокращений и ее гармоник (см. рис. 3). Качественно похожие результаты были получены нами при расчете энтропии по спектру в диапазоне 5-10 Гц и при значительном расширении этого диапазона 5-40 Гц. Поэтому далее мы не будем рассматривать гармоники частоты сердечных сокращений, ограничившись областью спектра, включающей только основной пик (5-10 Гц). Количественный анализ сложности динамики в данной области демонстрирует уменьшение H_s как у самки (рис. 6, а), так и у самца (рис. 6, б), но во втором случае изменения являются более сильными. Анализ данных серии экспериментов показал, что при стрессе у всех 8 самцов и у 4 самок наблюдалось уменьшение энтропии H_s , характеризующей область ЧСС. После окончания стрессорного воздействия средний уровень H_s восстанавливался. У оставшихся 4 самок, напротив, энтропия увеличивалась при переходе *покой* → *стресс*.

В отличие от рассмотренных величин H_s и H_p , демонстрировавших разную реакцию на стресс у самок и самцов (в ВЧ-области спектра вариабельности), такой показатель как ЧСС характеризует однотипную реакцию у всех крыс, независимо от пола (рис. 7). Во время стрессорного воздействия ЧСС увеличивалась у 15 крыс, и только в одном случае не удалось достоверно

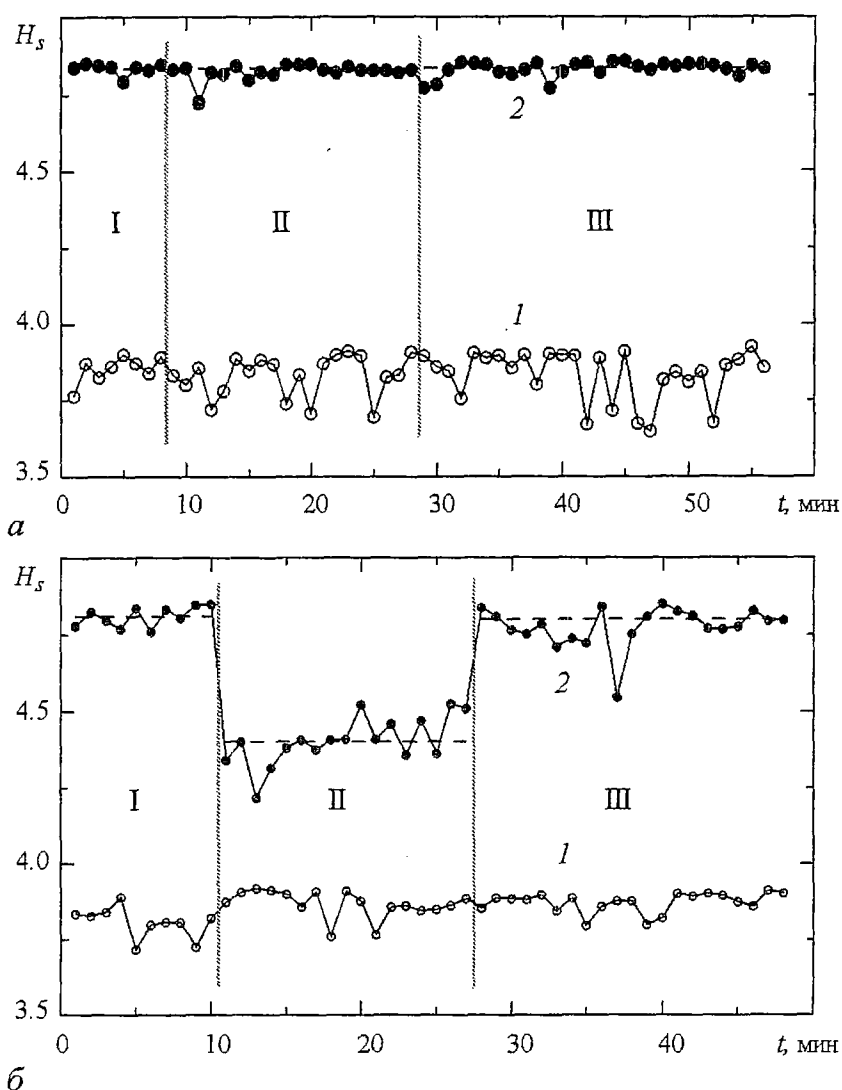


Рис. 5. Результаты расчета энтропии H_s по глобальному энергетическому спектру variability сердечного ритма в НЧ-области (1) и в ВЧ-области (2). Обозначения те же, что и на рис. 4

зафиксировать изменение данного показателя из-за сильных флуктуаций частоты сердечного ритма во времени.

Качественно похожие результаты наблюдались при расчете энергии колебаний (площади под частотной зависимостью функции спектральной плотности мощности, представленной на рис. 3). Проведенные оценки величины энергии E в диапазоне 5-10 Гц показали (рис. 8), что и у самок, и у самцов данная характеристика увеличивалась при стрессе (этот эффект наблюдался у 14 крыс из 16). Только в двух случаях энергия уменьшалась (1 самка и 1 самец). Еще для двух крыс не наблюдалось восстановления после стресса, то есть в течение времени проведения экспериментов значения E не возвращались к предстрессорным величинам (*период покоя*).

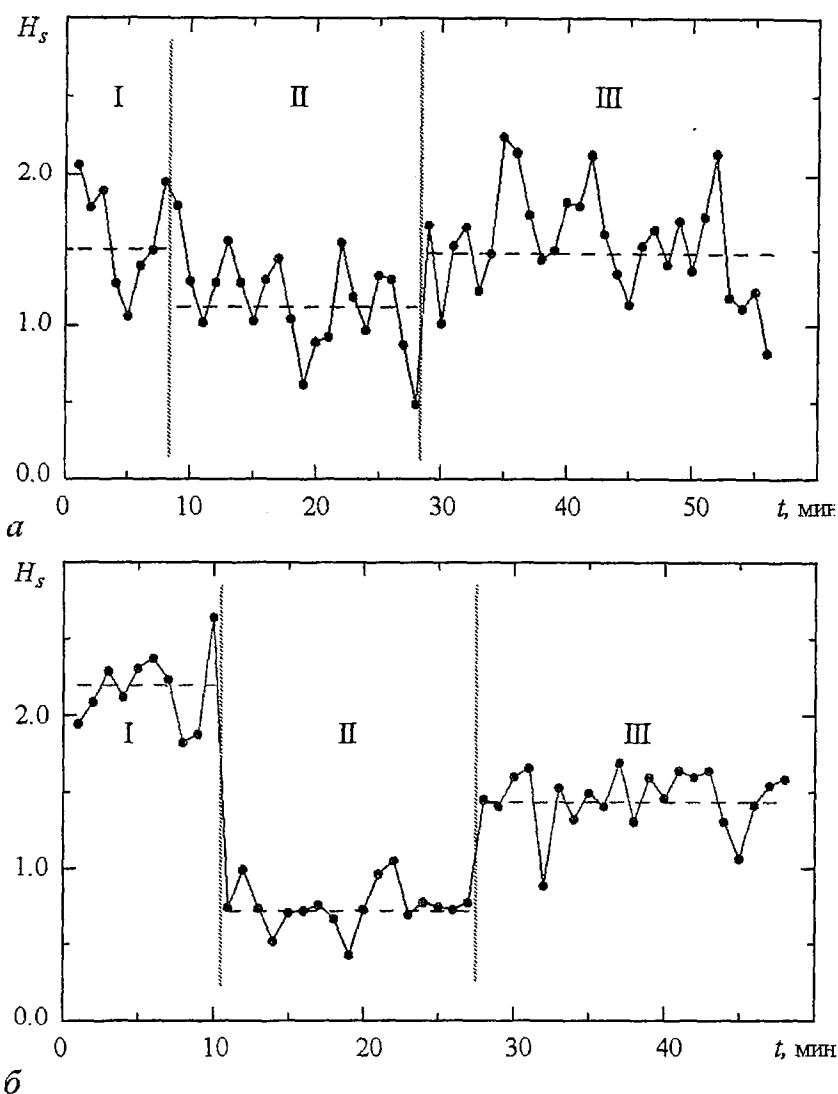


Рис. 6. Результаты расчета энтропии H_s по спектру мощности в диапазоне частот сердечных сокращений 5-10 Гц

Заключение

Основные результаты проведенного исследования состоят в следующем.

- Предложен подход к исследованию сложности многомодовых режимов динамики, предполагающий отслеживание временной эволюции различных ритмических составляющих на основе техники вейвлет-анализа и количественное описание сложности динамики применительно к каждому ритму в отдельности.

- В экспериментах на белых крысах показано, что стресс не приводит к заметным изменениям сложности динамики в НЧ-области спектра variability сердечного ритма. В то же время, в ВЧ-области обнаруживаются различия в реакциях у самок и самцов: самцы сильнее реагируют на стрессорное воздействие, чем самки, что проявляется в более существенном уменьшении количественных критериев сложности динамики кровяного давления по сравнению с состоянием покоя.

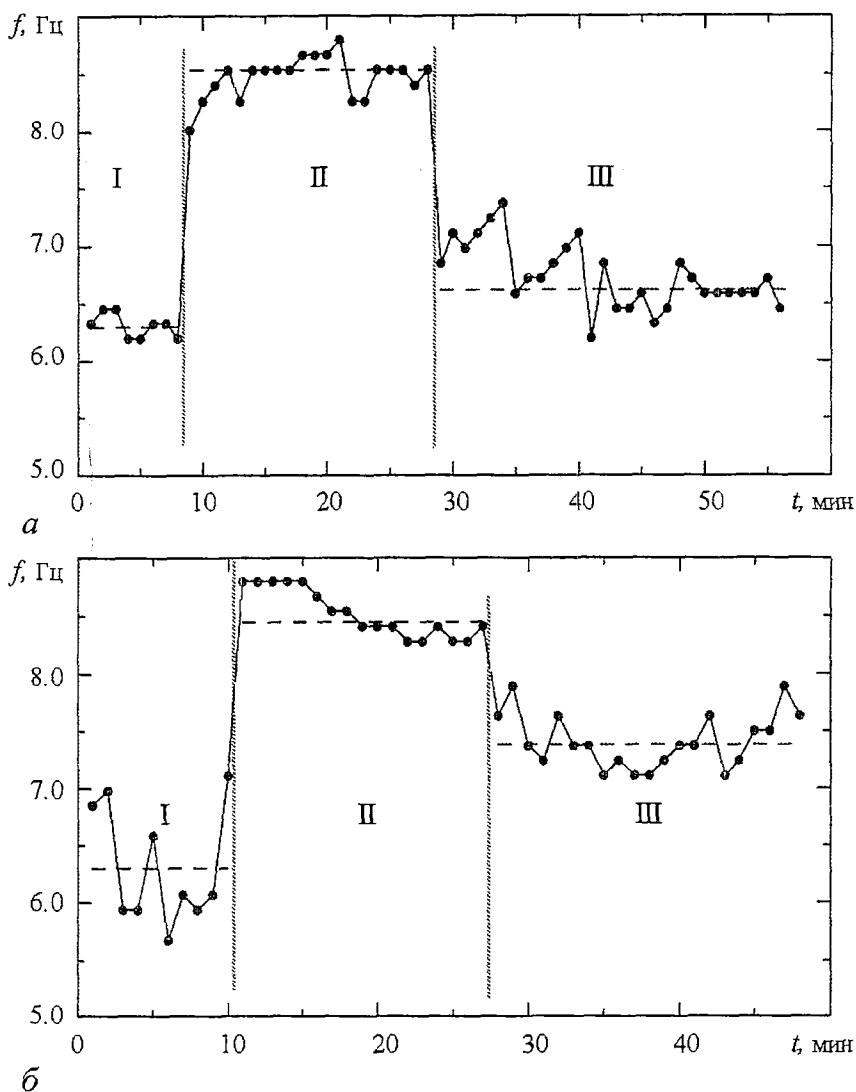


Рис. 7. Изменение частоты сердечных сокращений во время стресса и в процессе восстановления после окончания стрессорного воздействия

Уменьшение энтропии для самцов, по нашему мнению, свидетельствует о более регулярной динамике в ВЧ-области: дыхательный ритм становится более стабильным при стрессе. Если в обычном состоянии характерные ритмы могут немного «плавать», то при стрессе происходит некоторая стабилизация ритма дыхания, приводящая к уменьшению количественных критериев сложности динамики в ВЧ-области.

Проводимые исследования были поддержаны грантами CRDF (SR-006-X1) и РФФИ 04-02-16769, грантами Министерства Образования РФ и CRDF в рамках программы BRHE (2003 Post-Doctoral Fellowship Award Y1-P-06-06) и грантом Президента для молодых кандидатов наук (МК-2512.2004.2).

Библиографический список

1. Holstein-Rathlou N.-H., Wagner A.W. and Marsh D.J. Tubuloglomerular feedback dynamics and renal blood flow autoregulation in rats // Am. J. Physiol. 1991.

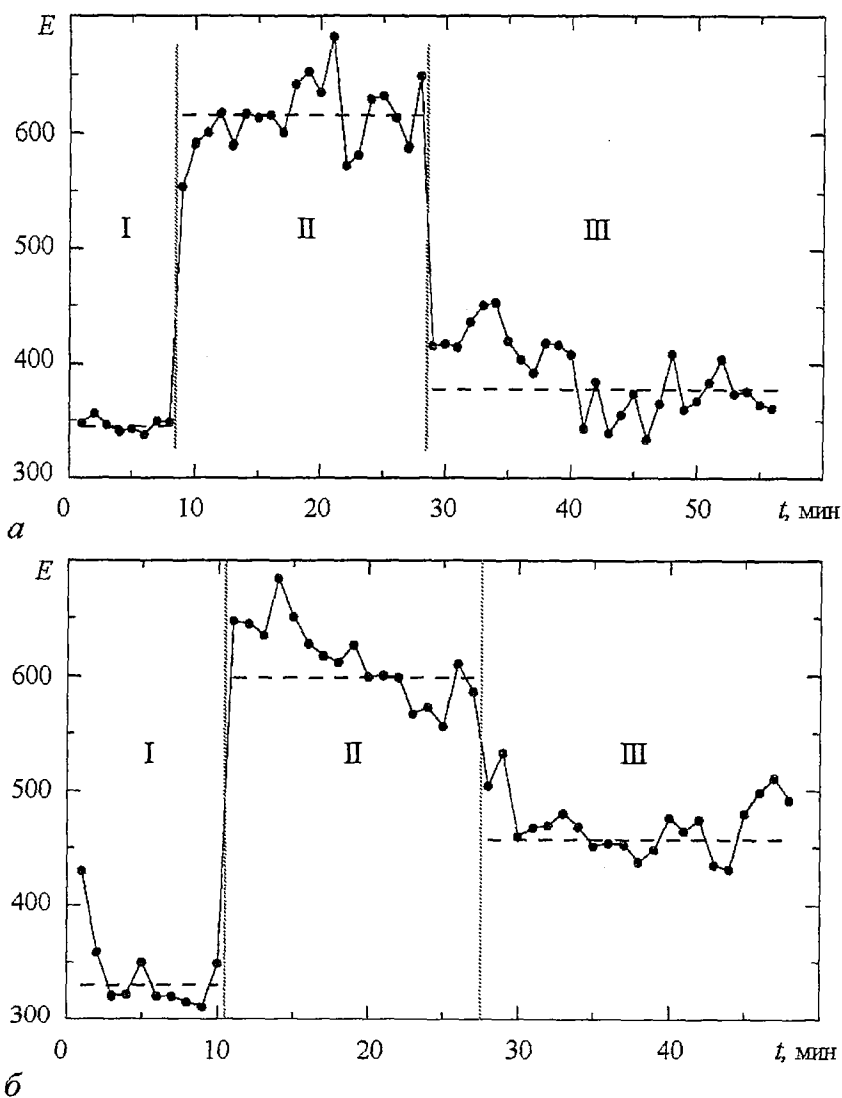


Рис. 8. Значения энергии колебаний (площадь под частотной зависимостью функции спектральной плотности мощности) в диапазоне частоты сердечных сокращений 5-10 Гц

Vol. 260. P. F53; *Chou K.H., Chen Yu-Ming, Mardarelis V.Z., Marsh D.J. and Holstein-Rathlou N.-H.* Detection of interaction between myogenic and TGF mechanisms using nonlinear analysis // *Am. J. Physiol.* 1994. Vol. 267. P. F160.

2. *Mosekilde E.* Topics in Nonlinear Dynamics: Applications to Physics, Biology and Economic Systems. World Scientific, Singapore, 1996.

3. Task Force of the European Society of Cardiology and the North American Society of Pacing and Electrophysiology. Heart Rate Variability. Standarts of Measurement, Physiological Interpretation, and Clinical Use // *Circulation.* 1996. Vol. 93, №. 5. P. 1043.

4. *Stefanovska A., Bracic M.* Physics of the human cardiovascular system // *Contemporary Physics.* 1999. Vol. 40, № 1. P. 31.

5. *Kurths J., Voss A., Sapanin P., Witt A., Kleiner H.J., Wessel N.* Quantitative analysis of heart rate variability // *Chaos.* 1995. Vol. 5, P. 88; *Anishchenko V.S., Sapanin P.I., Anishchenko T.G.* On the criterion of the relative degree of order of self-oscillating regimes. Illustration of Klimontovich's S-theorem // *Proc. SPIE.* 1994. Vol. 2098. P.130;

Anishchenko T.G., Saparin P.I., Igosheva N.B., Anishchenko V.S. Sex differences in human cardiovascular responses to external excitation // *Nuovo chimento*. 1995. Vol. 17D, № 7. P.699.

6. Muzy J.F., Bacry E., Arneodo A. Wavelets and multifractal formalism for singular signals: application to turbulence data // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 67. P. 3515; Ivanov P.Ch., Amaral L.A.N., Goldberger A.L., Havlin S., Rosenblum M.G., Struzik Z.R., Stanley H.E. Multifractality in human heartbeat dynamics // *Nature*. 1999. Vol. 399. P. 461.

7. Peng C.-K., Havlin S., Stanley H.E., Goldberger A.L. Quantification of scaling exponents and crossover phenomena in nonstationary heartbeat time series // *Chaos*. 1995. Vol. 5. P. 82.

8. Grossmann A., Morlet J. Decomposition of hardy functions into square integrable wavelets of constant shape // *S.I.A.M. J. Math. Anal.* 1984. Vol. 15. P. 723; Daubechies I. *Ten Lectures on Wavelets*. S.I.A.M., Philadelphia, 1992.

9. Столниц Э., ДеРоуз Т., Салезин Д. Вейвлеты в компьютерной графике. Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2002. 272 с.

10. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения / *Успехи физических наук*. 1996. Т. 166, № 11. с. 1145; Короновский А.А., Храмов А.Е. Непрерывный вейвлетный анализ. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2002. 216 с.

11. Stoney C., Davis M., Matthews K. Sex differences in physiological responses to stress and coronary heart disease: a causal link? // *Psychophysiol.* 1987. Vol. 24. P. 127.

12. Анищенко Т.Г., Игошева Н.Б., Хохлова О.Н. Нормированная энтропия в оценке особенностей реакций сердечно-сосудистой системы на стрессорные воздействия у особей разного пола // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 1997. Т. 5, №1. С. 81.

13. Климова О.А., Семенова М.А., Анищенко Т.Г., Игошева Н.Б. Нормированная энтропия в оценке кардиоваскулярных реакций на различные воздействия у особей разного пола // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2003. Т.11, № 2. С. 108.

14. Sauer T. Reconstruction of dynamical system from interspike intervals // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 72. P. 3911.

15. Racicot D.M., Longtin A. Interspike interval attractors from chaotically driven neuron models// *Physica D*. 1997. Vol. 104. P. 184.

16. Анищенко В.С., Игошева Н.Б., Павлов А.Н., Хованов И.А., Якушева Т. Сравнительный анализ методов классификации состояния сердечно-сосудистой системы при стрессе // *Биомедицинская радиоэлектроника*, 2000. № 2. С. 24.

Саратовский государственный
университет

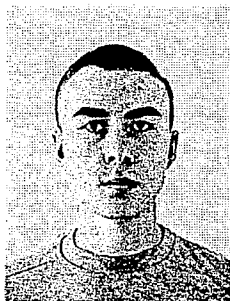
Поступила в редакцию 11.09.03
после доработки 13.01.04

STRESS-INDUCED CHANGES OF THE ARTERIAL BLOOD PRESSURE DYNAMICS IN WHITE RATS

D.V. Dumsky, O.A. Klimova, A.N. Pavlov

In this work an approach to study multimode regimes of dynamics of biological systems is proposed that is based on the quantitative description of complexity of instantaneous frequencies for different rhythms. In experiments on white rats it is shown that stress does not result in strong changes of complexity measures of evolutionary

dynamics in the low-frequency region of heart rate variability. However, changes of the dynamics in the high-frequency region take place and there are differences in reactions to stress in female and male rats.



Думский Дмитрий Викторович родился в Саратове (1979). Окончил Саратовский государственный университет по специальности «биофизика» (2001). В настоящее время является аспирантом кафедры радиофизики и нелинейной динамики СГУ. Область научных интересов: динамика биологических систем, анализ временных рядов. Соавтор 3 статей, опубликованных в отечественной и зарубежной печати.



Климова Оксана Анатольевна родилась в Кушке (1978), окончила биологический факультет СГУ (2000). Аспирантка кафедры радиофизики СГУ. Имеет 5 опубликованных работ. В настоящее время работает над кандидатской диссертацией. Занимается исследованием роли гормональных и генетических факторов в формировании половых особенностей кардиоваскулярной стресс-реактивности и стресс-устойчивости с привлечением традиционных физиологических и математических методов изучения сердечно-сосудистой системы.



Павлов Алексей Николаевич родился в Саратове (1973). Окончил физический факультет Саратовского университета по специальности радиофизика и электроника (1995). Защитил кандидатскую диссертацию (1998). В настоящее время работает доцентом на кафедре радиофизики и нелинейной динамики. Область научных интересов: анализ временных рядов. Автор и соавтор более 40 работ, опубликованных в отечественной и зарубежной печати.

E-mail: pavlov@chaos.ssu.runnet.ru



САМОМОДУЛЯЦИЯ ДИПОЛЬНО-ОБМЕННЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В НОРМАЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ СВЯЗАННОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ

Г.М. Дудко, М.А. Малюгина, Ю.П. Шараевский

В численном эксперименте, основанном на решении системы одномерных нелинейных нестационарных уравнений Шредингера, исследованы особенности развития эффекта самомодуляции магнитостатических волн в двухслойной ферромагнитной структуре при изменении связи между пленками. Проведена оценка влияния связи на групповые скорости, коэффициенты дисперсии и нелинейности волн с учетом обменного взаимодействия. Показано, что использование различных способов возбуждения связанной структуры и изменение величины связи между пленками дает возможность как регулировать частоту самомодуляции, так и наблюдать изменение характера волновой эволюции в направлении от порядка к хаосу и от хаоса к порядку.

Введение

Использование многослойных ферромагнитных структур в качестве волноводов магнитостатических волн (МСВ) вызывает интерес с точки зрения расширения возможностей управления дисперсионными и амплитудными характеристиками этих волн. Линейные волновые процессы в структурах подобного типа, представляющих собой связанные системы [1], изучены достаточно подробно (см., например, [2-6]).

Существенный интерес в последние годы представляет также изучение нелинейных волновых процессов в ферромагнитных пленках, включая связанные структуры [7-10]. Известно [2,7,8], что для прямых объемных МСВ (ПОМСВ), распространяющихся как в одиночной пленке, так и в многослойной нормально намагниченной структуре, выполняется условие, необходимое для возникновения модуляционной неустойчивости относительно продольных возмущений, так называемый критерий Лайтхилла [5,11]. В частности, при амплитуде волны больше некоторого порогового значения $\varphi_0^{кр}$ развитие неустойчивости может приводить к самомодуляции огибающей МСВ. Возможность самомодуляции огибающей дипольно-обменных магнитостатических волн в одиночных ферромагнитных пленках была ранее исследована как экспериментально [12], так и теоретически [13,14].

Целью данной работы явилось исследование влияния связи на нелинейные волновые процессы, сопровождающиеся развитием модуляционной неустой-

чивости ПОМСВ, при высоких уровнях входного сигнала в связанных ферромагнитных пленках.

1. Анализируемая модель и исходные соотношения

Рассматриваемая модель представляет собой структуру, состоящую из двух одинаковых ферромагнитных слоев (пленок) толщиной D с намагниченностью насыщения $4\pi M_0$, разделенных слоем диэлектрика толщиной d . Пленки считались однородными и изотропными с одноосной поверхностной анизотропией \mathcal{C} и параметром обмена Λ [6]. Структура расположена так, что ось z перпендикулярна поверхности слоев, а нижняя граница верхней пленки в структуре совпадает с плоскостью xy . Система считается бесконечной в направлении осей x и y , постоянное магнитное поле H_0 приложено вдоль оси z по нормали к поверхности слоев, что соответствует распространению в пленках вдоль оси x прямых объемных МСВ [2-7].

Расчет дисперсионных зависимостей ПОМСВ в рассматриваемой структуре проводился аналогично [4], исходя из совместного решения уравнений магнитостатики и уравнений Ландау - Лифшица в пленках. Однако в [4] анализировалась структура, состоящая из двух пленок с общей границей, а в данной работе для исследования влияния связи учитывалось, что между пленками имеется диэлектрический зазор толщиной d . В рассматриваемом случае электродинамические граничные условия при $z=D, 0, -d, -d-D$, ввиду непрерывности тангенциальных полей h_x и нормальных компонент магнитной индукции $b_z = h_z + 4\pi m_z$, примут вид

$$\begin{aligned} b_x^{(3)} &= b_x^{(1)}|_{z=D}, \\ b_x^{(1)} &= b_x^{(5)}|_{z=0}, \\ b_x^{(5)} &= b_x^{(2)}|_{z=-d}, \\ b_x^{(2)} &= b_x^{(4)}|_{z=-d-D}, \end{aligned}$$

где индексы 1 и 2 соответствуют верхней 1 и нижней 2 ферромагнитным пленкам, индексы 3, 4, 5 - диэлектрической среде над пленкой 1, под пленкой 2 и между ними, соответственно. ВЧ магнитные поля в областях $z>d$, $0<z<-d$, $z<-d-D$ запишутся в виде

$$\begin{aligned} h_x^{(3)} &= B^{(3)} \exp(-qz)T, & h_z^{(3)} &= ih_x^{(3)}|_{z>D}, \\ h_x^{(4)} &= -B^{(4)} \exp(qz)T, & h_z^{(4)} &= -ih_x^{(4)}|_{z<-d-D}, \\ h_x^{(5)} &= -B^{(5)} \exp(qz)T, & h_z^{(5)} &= -ih_x^{(5)}|_{-d<z<0}. \end{aligned}$$

Здесь q - волновое число, $T = \exp i(-qx - \omega t)$, $B^{(3),(4),(5)}$ - некоторые амплитуды высокочастотного магнитного поля. Обменные граничные условия учитывались в виде, характерном для нормальной одноосной поверхностной анизотропии [6].

Вид рассчитанных дисперсионных зависимостей, соответствующих двум модам дипольной ПОМСВ ($n=1,2$) для анализируемой структуры при различных значениях d представлен на рис. 1. Влияние обменного взаимодействия наиболее сильно проявляется для пленок малой толщины на частотах синхронизма дипольных и обменных волн в структуре и приводит к «расталкиванию» дисперсионных кривых в области вырождения. Так, на рисунке показаны области дипольно-обменных «щелей», соответствующих взаимодействию дипольных мод с обменными модами ($N=1,2,3$) при $d=10$ мкм (сплошные линии) и 50 мкм

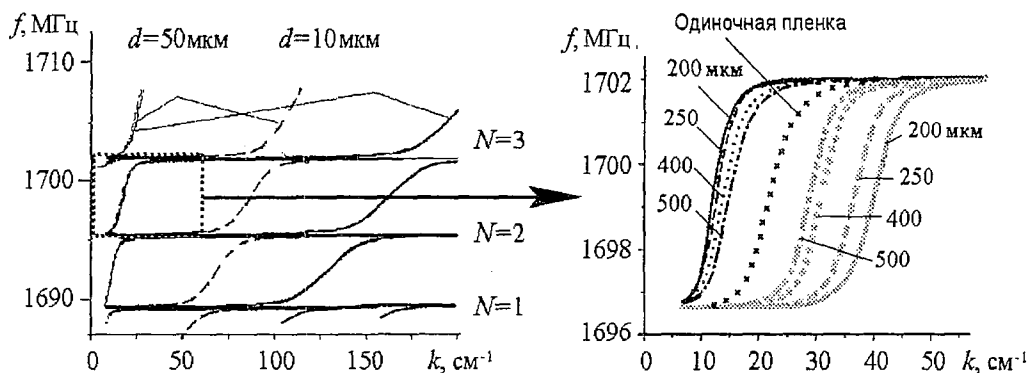


Рис. 1. Дисперсионные зависимости для дипольно-обменных ПОМСВ в связанной структуре; $D=5$ мкм, $\Lambda/\theta=10^5$ см $^{-1}$, $H_0=875$ Э, $4\pi M_0=1750$ Гс

(штриховые линии). На увеличенном фрагменте рис. 1 представлена область, соответствующая нижней ветви дипольно-обменной «щели» ($N=3$) при различных значениях толщины диэлектрического промежутка d . В исследуемой структуре дисперсионная кривая для каждой моды одиночной пленки (маркированная кривая на увеличенном фрагменте рис. 1) расщепляется на две, соответствующие двум нормальным модам связанной системы - быстрой (темные кривые) и медленной (светлые кривые). С ростом толщины диэлектрического промежутка влияние связи уменьшается и дисперсионные кривые для быстрой и медленной мод приближаются к дисперсионной зависимости для МСВ в одиночной пленке.

Продольные составляющие вектора намагниченности $M_z^{(1,2)}$ в каждом из ферромагнитных слоев можно представить в виде [7]: $M_z^{(1,2)} \approx M_0(1 - (M_x^{(1,2)2} + M_y^{(1,2)2}) / (2M_0^2))$, где $M_x^{(1,2)}$, $M_y^{(1,2)}$ - поперечные компоненты вектора намагниченности для соответствующих пленок, зависящие от амплитуд быстрой и медленной волн. С учетом того, что переменная намагниченность в каждой пленке зависит от $|k_{\sigma}|^2$ и $|\varphi_{\sigma}|^2$, нелинейные дисперсионные соотношения для нормальных волн в связанной системе запишем следующим образом:

$$G_{\sigma,m}(\omega, k_{\sigma,m}, |\varphi_{\sigma}|^2, |\varphi_m|^2) = 0. \quad (1)$$

Это система связанных дисперсионных соотношений, в которой связь осуществляется через нелинейные члены, пропорциональные $|k_{\sigma}|^2$ и $|\varphi_m|^2$.

В длинноволновом приближении ($k_{\sigma,m}D \ll 1$) с точностью до членов порядка $k_{\sigma,m}D$ и в предположении слабой нелинейности ($|k_{\sigma,m}|^2 \ll 1$) эволюция комплексных амплитуд нормальных волн в изучаемой структуре может быть описана системой связанных нелинейных уравнений Шредингера, которую с учетом диссипации в среде можно представить как

$$\begin{cases} j(\partial\varphi_{\sigma}/\partial t + V_{\sigma}\partial\varphi_{\sigma}/\partial x) + A_{\sigma}\partial^2\varphi_{\sigma}/\partial x^2 - B_{\sigma}(|\varphi_{\sigma}|^2 + |\varphi_m|^2)\varphi_{\sigma}/4 + j\alpha\varphi_{\sigma} = 0, \\ j(\partial\varphi_m/\partial t + V_m\partial\varphi_m/\partial x) + A_m\partial^2\varphi_m/\partial x^2 - B_m(|\varphi_{\sigma}|^2 + |\varphi_m|^2)\varphi_m/4 + j\alpha\varphi_m = 0. \end{cases} \quad (2)$$

В уравнениях (2) $V_{\sigma,m} = \partial\omega/\partial k_{\sigma,m}$ - групповые скорости нормальных волн в структуре; $A_{\sigma,m} = 1/2 \partial^2\omega/\partial k_{\sigma,m}^2$ - коэффициенты, характеризующие дисперсионное расплывание волн; $B_{\sigma,m} = \partial\omega/\partial |\varphi_{\sigma,m}|^2$ - коэффициенты нелинейности быстрой и медленной волн; $\alpha = 2\pi\gamma\Delta H$ - коэффициент диссипации, γ - гиромагнитная постоянная, ΔH - ширина кривой ферромагнитного резонанса. Аналогичная система волновых уравнений была записана в [15] для описания одновременного распространения двух поверхностных МСВ с различными частотами.

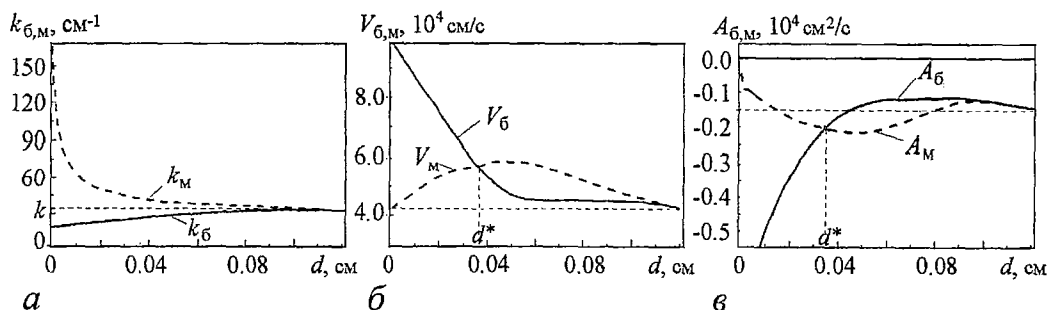


Рис. 2. Зависимость волновых чисел k , групповых скоростей V и коэффициентов дисперсии A нормальных волн от толщины диэлектрического промежутка d ; сплошные линии соответствуют быстрой волне, штриховые - медленной

Соответствующие зависимости для коэффициентов в уравнениях (2), полученные с использованием дисперсионных соотношений, показанных на рис. 1, для частоты $f=1701.8$ МГц при различных значениях d приведены на рис. 2: зависимости волновых чисел быстрой (k_b) и медленной (k_m) нормальных волн от d ; изменение групповых скоростей $V_{б,м}$; зависимость значений коэффициентов дисперсии $A_{б,м}$ нормальных волн от величины d . Отметим, что для выбранной рабочей частоты знак коэффициента дисперсии при варьировании d не меняется. Из рисунка следует, что можно выделить две основные области значений d с характерными отличиями в поведении коэффициентов $A_{б,м}$ и $V_{б,м}$. Граница между этими областями соответствует значению d^* . При $d < d^*$ получаем, что $V_m < V_b$ и $|A_m| < |A_b|$, а при $d > d^*$ имеет место обратная ситуация.

Можно показать, что для дипольных ПОМСВ значения коэффициентов нелинейности нормальных волн слабо зависят от величины d и практически совпадают со значением B в одиночной пленке. Учет обменных эффектов при распространении ПОМСВ в структуре приводит к значительному искажению дисперсионных характеристик волн, однако не может привести к существенному изменению коэффициента нелинейности, значение которого определяется намагниченностью структуры. В связи с этим будем считать, что коэффициент нелинейности для дипольно-обменных ПОМСВ равен коэффициенту нелинейности для дипольных волн и слабо зависит от величины связи в структуре, то есть $B_{б,м} = B \approx \omega_M$ [8].

2. Результаты расчетов

Численные расчеты проводились с использованием системы (2) для ЖИГ-пленок и значений параметров системы, которые можно реализовать в реальных схемах (в частности, $D=7$ мкм, $f=1701.78$ МГц, $H_0=875$ Э, $4\pi M_0=1750$ Гс, $\Delta H=0.1$ Э, $\Lambda/\theta=10^5 \text{ см}^{-1}$). Значения безразмерных амплитуд сигналов, подаваемых в каждую из пленок $\varphi_0^{(1,2)}$, выбирались в пределах $1 \cdot 10^{-2} \dots 8 \cdot 10^{-2}$.

Рассматривалось возбуждение структуры непрерывным сигналом. Для решения системы уравнений (2) задавались следующие начальные условия:

$$\begin{cases} \varphi_b(y,0) = \begin{cases} \varphi_{0b}, & y = 0, \\ 0, & 0 < y < L, \end{cases} \\ \varphi_m(y,0) = \begin{cases} \varphi_{0m}, & y = 0, \\ 0, & 0 < y < L, \end{cases} \end{cases} \quad (3)$$

и граничные условия:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left\{ \begin{array}{l} \varphi_6(0,t) = \varphi_{06}, \\ \varphi_6(0,t) = \varphi_{0м}, \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} \varphi_6(L,t) = 0, \\ \varphi_м(L,t) = 0, \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (4)$$

где $0 < t \leq t_{\text{набл}}$, $t_{\text{набл}}$ - время наблюдения, L - длина структуры.

Система (2) записана для нормальных волн в структуре, однако более наглядна эволюция во времени сигналов, распространяющихся непосредственно либо в пленке 1, либо в пленке 2. Комплексные амплитуды огибающих в каждой из линий в этом случае можно представить через $\varphi_{6,м}$ следующим образом:

$$\varphi^{(1,2)}(y,t) = (\varphi_6(y,t) \pm \varphi_м(y,t))/2. \quad (5)$$

Далее, в численном эксперименте мы рассмотрели поведение $\varphi_{6,м}$ и $\varphi^{(1,2)}$.

Отметим, что выражение (5), записанное для медленно меняющихся амплитуд $\varphi^{(1,2)}$, не учитывает эффект пространственных биений между нормальными модами структуры, связанный с разницей $\Delta k = |k_6 - k_м|$ волновых чисел этих мод. Поэтому поведение амплитуд $\varphi^{(1,2)}$ в физическом эксперименте и поведение, рассчитываемое с помощью уравнений (2), не будут качественно отличаться друг от друга лишь при больших $L_{\text{лин}} = \pi/(\Delta k)$ на расстояниях $l < L_{\text{лин}}$. В противном случае поведение амплитуд $\varphi^{(1,2)}$ в связанных пленках будет определяться сложной суперпозицией нелинейных эффектов, описываемых системой (2), и линейного эффекта пространственных биений вдоль длины распространения l .

Нелинейные эффекты самовоздействия проявляются на длинах l , больших некоторой характерной длины нелинейности L' [14], причем при рассматриваемых параметрах системы длина $L' = V/(B|\varphi|^2) \sim 10^{-2}$ см. Таким образом, поведение сигнала имеет смысл рассматривать на расстояниях l , находящихся в интервале значений $L' < l < L_{\text{лин}}$. Применительно к приведенным параметрам структуры, данное соотношение выполняется при значениях $d > 200$ мкм. Последнее условие соответствует $L_{\text{лин}} > 0.1$ см (см. значения k_6 и $k_м$ на рис. 2, а).

Синфазный и противофазный типы возбуждения. Рассмотрим случай возбуждения в структуре одной из нормальных волн: либо быстрой $\varphi_{06} \neq 0$, $\varphi_{0м} = 0$, либо медленной $\varphi_{0м} \neq 0$, $\varphi_{06} = 0$. Подобная ситуация может реализоваться, например, если в обе пленки подаются сигналы одинаковой амплитуды либо в фазе, $\varphi_0^{(1)} = \varphi_0^{(2)}$ - возбуждается быстрая волна, либо в противофазе, $\varphi_0^{(1)} = -\varphi_0^{(2)}$ - возбуждается медленная волна. При возбуждении одной из нормальных волн система уравнений (2) преобразуется к одному из несвязанных нелинейных уравнений вида

$$j(\partial\varphi_{6,м}/\partial t + V_{6,м} \partial\varphi_{6,м}/\partial x) + A_{6,м} \partial^2\varphi_{6,м}/\partial x^2 - B_{6,м} |\varphi_{6,м}|^2 \varphi_{6,м} / 2 + j\alpha\varphi_{6,м} = 0. \quad (6)$$

Из рис. 2, в видно, что при выбранном способе возбуждения системы действие связи приводит к изменению величины коэффициентов дисперсии по сравнению с одиночной пленкой, однако изменения знаков этих коэффициентов не происходит. Следовательно, критерий модуляционной неустойчивости (критерий Лайтхилла) [11], который для одиночного нелинейного уравнения Шредингера записывается как

$$\partial^2\omega/\partial k^2 \cdot \partial\omega/\partial|\varphi|^2 < 0, \quad (7)$$

выполняется и в случае возбуждения одной из нормальных волн ПОМСВ в связанной системе.

На рис. 3 показаны зависимости значения частоты самомодуляции F от параметра d при различных способах возбуждения структуры: синфазном (штриховая линия) и противофазном (пунктирная), полученные в результате решения уравнений (6) при амплитуде входного сигнала $\varphi_0=0.03$, близкой к пороговой. Видно, например, что при толщине диэлектрического промежутка $d=200$ мкм частота модуляции больше в случае синфазного возбуждения структуры: $F_6=4.8$ МГц, $F_M=2.5$ МГц. С изменением d возможно выравнивание частот модуляции при синфазном и противофазном возбуждении, например, $F_6=F_M$ при $d=400$ мкм, то есть близком к d^* значению, при котором $V_6=V_M$, $A_6=A_M$ (см. рис. 2, б, в). При $d=600$ мкм имеет место ситуация $F_6 < F_M$. При изменении d наблюдается также некоторое изменение порогового значения амплитуды входного сигнала $\varphi_0^{кр}$, необходимого для развития процессов самомодуляции. Однако данный эффект выражен слабо, отличие пороговых амплитуд достаточно мало, не более 0.1% от порогового значения амплитуды в одиночной пленке.

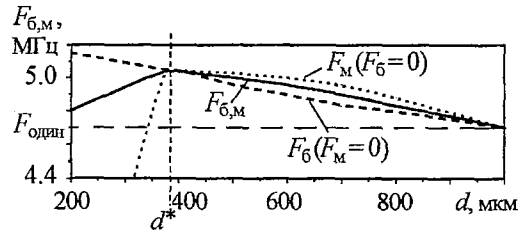


Рис. 3. Зависимость частоты модуляции F от параметра d при $\varphi_0=0.03$: возбуждение только быстрой волны (штриховая линия), только медленной волны (пунктирная линия) и возбуждение двух нормальных волн (сплошная линия)

При увеличении амплитуды сигнала происходит усложнение частотного спектра. На рис. 4 схематически показано изменение характера поведения сигнала при $\varphi_0=0.04$ в зависимости от расстояния между пленками d при синфазном (рис. 4, а) и противофазном (рис. 4, б) способах возбуждения. Видно, что при синфазном возбуждении и увеличении d наблюдается переход к хаотическому поведению амплитуды огибающей (спектр сигнала становится сплошным, наблюдается странный аттрактор в фазовом пространстве) после двух бифуркаций удвоения периода. В случае противофазного возбуждения структуры имеет место иная динамика поведения огибающей при изменении d . Увеличение d сначала

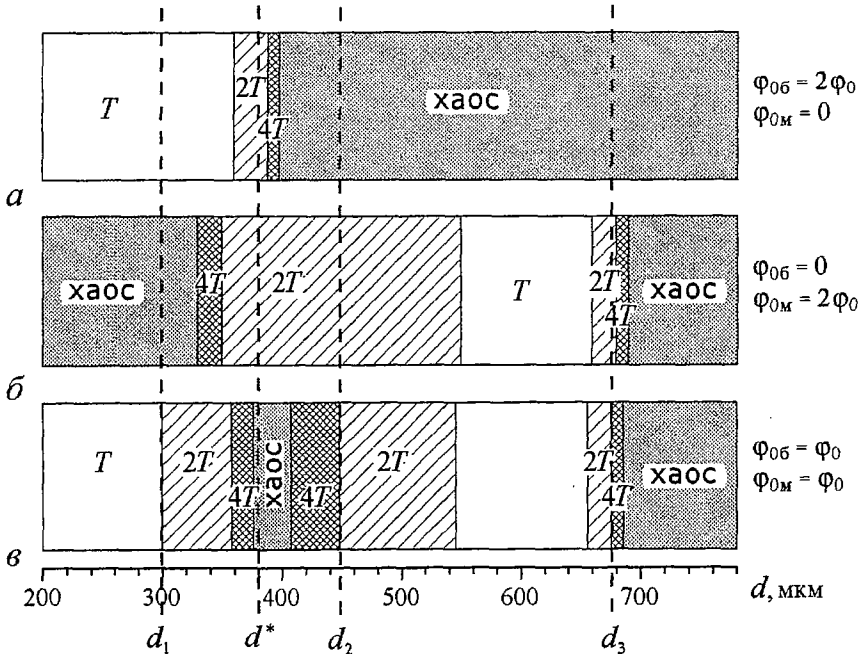


Рис. 4. Зависимость качественно различных режимов поведения огибающей от параметра d при $\varphi_0=0.04$: возбуждение только быстрой волны (а), только медленной волны (б) и возбуждение двух нормальных волн (в)

сопровождается переходом к периодической эволюции по пути «хаос - период $4T$ - период $2T$ - период T », а затем снова наблюдается переход к хаотическому поведению огибающей после двух бифуркаций удвоения периода. Отметим, что аналогичный сценарий перехода к хаосу наблюдался в одиночной пленке при тех же параметрах [11] с увеличением амплитуды входного сигнала.

Таким образом, возбуждая только быструю или только медленную волну, можно управлять развитием модуляционной неустойчивости в связанной структуре. Возможно также изменение частоты самомодуляции огибающей в зависимости от величины связи.

Возбуждение двух нормальных волн. Рассмотрим более общую ситуацию, связанную с возбуждением в системе двух нормальных волн. Такой способ возбуждения структуры можно реализовать, например, подавая сигнал только в одну из пленок структуры. Ниже приведены результаты численного решения системы связанных нелинейных уравнений (3) с учетом (4) и (5), относящиеся к случаю, когда $\varphi_{0б} = \varphi_{0м} = \varphi_0$. Частоты самомодуляции обеих нормальных волн в этом случае одинаковы ($F_{б,м} = F$). При амплитуде входного сигнала, близкой к пороговой, величина F лежит между значениями частот самомодуляции при возбуждении одной из нормальных волн, быстрой или медленной, как показано на рис.3 сплошной кривой. Видно, что при увеличении d до некоторого значения d^* частота в связанной системе будет расти, а затем при $d \rightarrow \infty$ убывать.

Изменение характера поведения сигнала при $\varphi_0 = 0.04$ в зависимости от расстояния между пленками d при возбуждении обеих нормальных волн показано на рис. 4, в. Видно, что при $d < d_1$ поведение амплитуды огибающей определяется поведением быстрой волны. В этом случае имеет место модуляция огибающей с периодом T , аналогично поведению сигнала при возбуждении только быстрой волны (см. рис. 4, а). Подобное поведение связано с тем, что если $d < d_1$, то $V_б > V_м$ и из-за влияния потерь амплитуда сигнала, соответствующая быстрой волне, больше амплитуды сигнала медленной волны при возбуждении обеих нормальных волн. Из-за разницы амплитуд нормальных волн определяющим в общей волновой эволюции оказывается поведение быстрой волны. При $d_2 < d < d_3$, так как $V_б < V_м$, поведение амплитуды огибающей при возбуждении двух нормальных волн определяется поведением медленной волны. При значениях d , близких к d^* (а именно, при $d_1 < d < d_2$), основные параметры нормальных волн близки (см. рис. 2), поэтому и амплитуды нормальных волн примерно равны. Так как параметры каждой из нормальных волн соответствуют своей частоте модуляции, а вклад в волновую эволюцию каждой из волн примерно одинаков (из-за близости амплитуд нормальных волн), наблюдается хаотизация огибающей. Хаотическое поведение перемежается узкими областями синхронизации вдоль оси d (данные области из-за мелкого масштаба не выделены на рис.4), соответствующими модуляции с частотой одной из нормальных волн, либо с некоторой кратной частотой. Аналогично можно объяснить поведение огибающей и при $d \rightarrow \infty$. Кроме того, при $d \rightarrow \infty$ начальный сигнал не перекачивается во вторую пленку, в результате амплитуда сигнала может превышать пороговое значение, необходимое для развития процессов самомодуляции в одиночной пленке. Например, амплитуда входного сигнала $\varphi_0 = 0.04$ уже соответствует хаотическому поведению огибающей.

Таким образом, можно сделать вывод, что при возбуждении двух нормальных волн в структуре возможно изменение характера волновой эволюции как в направлении «порядок - хаос», так и в направлении «хаос - порядок» при последовательном увеличении d .

Очевидно, что характер поведения огибающей зависит не только от значения связи (параметра d), но и от амплитуды входного сигнала. На рис. 5 представлена плоскость параметров «амплитуда входного сигнала - расстояние

между пленками» для $\varphi_0 > \varphi_0^{кр}$, отражающая различные режимы поведения амплитуды огибающей. При малых амплитудах входного сигнала (близких к $\varphi_0^{кр}$) вне зависимости от величины связи имеет место модуляция сигнала с периодом T . С увеличением амплитуды входного сигнала φ_0 и (или) с уменьшением связи (увеличением d) происходит переход к модуляции с периодом $2T$, $4T$ и затем к хаосу.

Проекция фазовых портретов, иллюстрирующие влияние расстояния между пленками d на развитие модуляционной неустойчивости в структуре, представлены на рис. 6. На

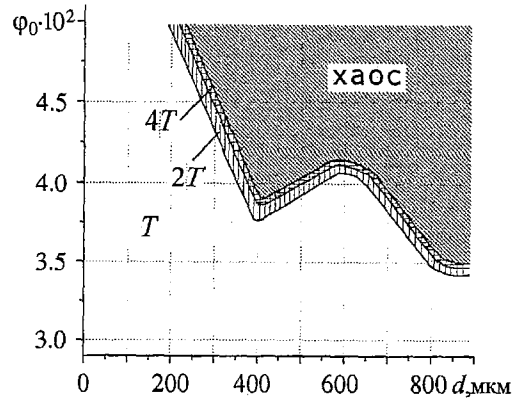


Рис. 5. Области качественно различных режимов поведения огибающей при возбуждении двух нормальных волн

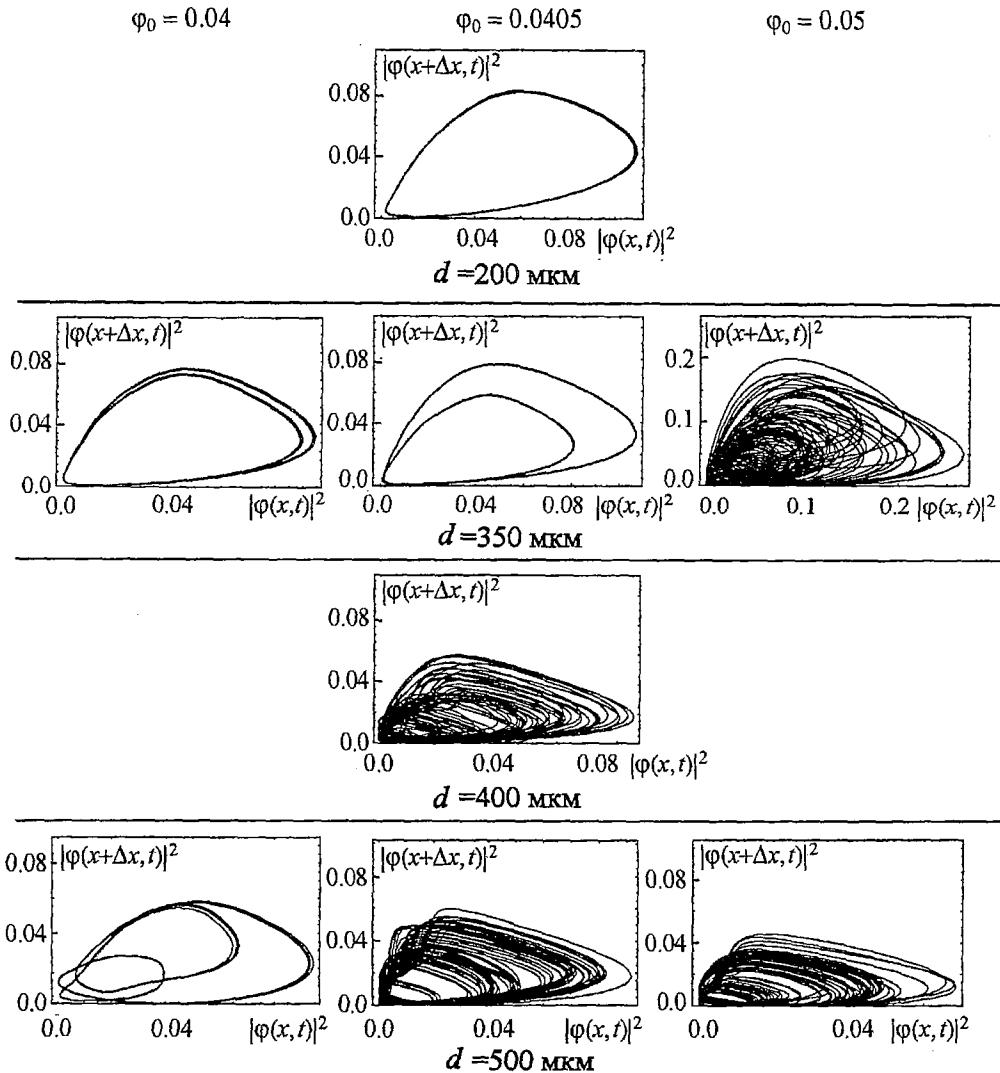


Рис. 6. Проекция фазовых портретов, иллюстрирующие влияние расстояния между пленками d на развитие модуляционной неустойчивости в структуре при различных амплитудах входного сигнала φ_0

данном рисунке показано, каким образом меняется характер волновой эволюции при движении вдоль следующих прямых плоскости параметров рис. 5: $\varphi_0=0.04$, $\varphi_0=0.0405$ и $\varphi_0=0.05$.

Выше анализировались процессы, наблюдающиеся на некотором фиксированном расстоянии x от входной антенны. Рассмотрим эволюцию сигнала вдоль направления распространения волны в каждой из двух пленок. Результаты моделирования, относящиеся к этому случаю, при фиксированной величине параметра d ($d=400$ мкм) и разных уровнях входного сигнала ($\varphi_0^{(1)}=0.03$ и $\varphi_0^{(1)}=0.024$ при $\varphi_0^{(2)}=0$), подаваемого в одну из пленок, показаны на рис. 7. Наличие связи приводит к нелинейной перекачке сигнала между линиями вдоль направления распространения волны (сплошные кривые соответствуют амплитуде сигнала в линии 1, штриховые - в линии 2). При подаче сигнала только в одну из пленок сигнал сначала практически поровну распределяется между пленками, а

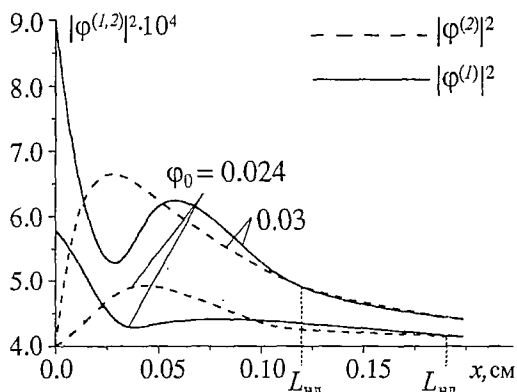


Рис. 7. Изменение квадрата модуля амплитуды огибающей в линиях $|\varphi^{(1,2)}|^2$ вдоль направления распространения x при различных амплитудах входного сигнала φ_0

затем уровень сигнала в каждой из пленок начинает балансировать около некоторого среднего значения, не убывая до нуля. Из-за влияния диссипации в процессе распространения волн их амплитуды уменьшаются, перекачка прекращается, а значения $\varphi^{(1,2)}$ стабилизируются. Из рис. 7 видно, что при $\varphi_0^{(1)}=0.03$ перераспределение (выравнивание) мощности сигнала между ферромагнитными слоями имеет место на расстоянии $L_{нл} \approx L_{линт} \approx 0.12$ см, а при $\varphi_0^{(1)}=0.024$ - на расстоянии $L_{нл} \approx 0.2$ см. При $\varphi_0 < \varphi_0^{кр}$ расстояние $L_{нл}$ превышает диссипативную длину L_d . В результате нелинейная перекачка мощности между линиями практически отсутствует.

Заключение

Выявлены основные особенности развития модуляционной неустойчивости дипольно-обменных ПОМСВ в связанной структуре, состоящей из двух ферромагнитных пленок. Проведена оценка влияния связи между слоями связанной структуры ферромагнетик - диэлектрик - ферромагнетик на дисперсионные характеристики каждой из нормальных волн, возбуждаемых в такой структуре. Результаты, представленные в работе, позволяют сделать следующие выводы.

- Использование различных способов возбуждения связанной структуры дает возможность регулировать частоту самомодуляции МСВ и наблюдать качественно различные режимы поведения огибающей МСВ при изменении расстояния между пленками.

- При возбуждении двух нормальных волн в структуре возможно изменение характера волновой эволюции в направлении как «порядок - хаос», так и «хаос - порядок» при последовательном изменении d . Изменение коэффициента связи в системе ферромагнетик - диэлектрик - ферромагнетик дает возможность наблюдать тот же сценарий перехода к хаосу, что и при увеличении амплитуды входного сигнала в одиночной линии.

• Нелинейная связь между пленками структуры проявляется в том, что сигнал при возбуждении одной из пленок делится между связанными пленками. Длина структуры, на которой имеет место деление сигнала, обратно пропорциональна амплитуде входного сигнала и зависит от расстояния между пленками.

Авторы выражают благодарность Ю.А.Филимонову за полезные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена в рамках программ Минобразования РФ «Университеты России» (грант № УР.01.01.052), Минобразования РФ и CRDF (BRHE, REC-006), а также при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 04-02-16296).

Библиографический список

1. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.:ИЛ, 1963. 351с.
2. Ваишковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. 1993, 316 с.
3. Зависляк И.В., Кондратюк В.А., Романюк В.О. Магнитостатические волны в двухслойных структурах с внутренним возбуждением // Укр.физ.журн. 1993. Т. 38, № 12. С. 1845.
4. Высоцкий С.Л., Казаков Г.Т., Маряхин А.В., Филимонов Ю.А. Объемные магнитостатические волны в обменно-связанных ферритовых пленках // ЖТФ. 1998. Т. 68, № 7. С. 97.
5. Веселов А.Г., Высоцкий С.Л., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. Поверхностные магнитостатические волны в двухслойной ферромагнитной структуре // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, №7. С. 851.
6. Hillebrands B. Calculation of spin waves in multilayered structures including interface anisotropies and exchange contributions // Phys. Rev. B. 1988. № 16. P. 9885.
7. Шараевский Ю.П., Малюгина М.А. Моделирование нелинейных процессов на магнитостатических волнах в связанных ферромагнитных структурах // Изв.вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2000. Т. 3, № 3. С. 59.
8. Звездин А.К., Попов А.Ф. К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, вып. 2. С. 606.
9. Xuan-Zhang Wang, Shu-Rong Xi. Nonlinear magnetostatic surface waves of magnetic multilayers: Effective medium theory // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 054415-1-054415-10.
10. Киндяк А.С., Киндяк В.В. Солитонные режимы распространения поверхностных магнитостатических волн в структуре магнетик - полупроводник // ФТТ. 1999. Т. 41, вып. 7. С. 1272.
11. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Наука, 1976. 622 с.
12. Дудко Г.М., Казаков Г.Т., Кожевников А.С., Филимонов Ю.А. Удвоение периода и хаос при четырехмагнотном распаде МСВ в пленках ЖИГ // ПЖТФ. 1987. Т. 13. С. 736.
13. Галишиников А.А., Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Влияние внешнего периодического воздействия на режим самомодуляции магнитостатических волн // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2001. Т. 9, № 4-5. С. 95.
14. Дудко Г.М., Филимонов Ю.А. Численное исследование явлений самовоздействия ограниченных пучков обратных объемных магнитостатических волн в ферромагнитных пленках // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7, № 2-3. С. 17.

SELF-MODULATION OF DIPOLE-EXCHANGE MAGNETOSTATIC WAVES IN COUPLED FERROMAGNETIC STRUCTURE WITH PERPENDICULAR MAGNETIZATION

G.M. Dudko, M.A. Malugina, Yu.P. Sharaevsky

The basic features of development of magnetostatic waves self-modulation processes in double-layer ferromagnetic structure are numerically studied in framework of system of the one-dimensional nonlinear nonstationary Schrödinger equations. The estimation of influence of coupling between films on group velocities, dispersion and nonlinearity coefficients was carried out taking into account the exchange interaction. The use of different types of excitations of coupled structure and change the value of coupling between films enables both to adjust frequency of MSW self-modulation, and to observe change of character of wave evolution in direction from order to chaos, and from chaos to order.



Дудко Галина Михайловна родилась в 1961 году в Свердловске. Окончила физический факультет Саратовского государственного университета по специальности «радиофизика». С 1983 по 2003 год работала в Саратовском отделении Института радиотехники и электроники РАН. В 2002 году защитила диссертацию по теме «Эффекты самовоздействия магнитостатических волн в ферромагнитных пленках» на соискание ученого звания кандидата физико-математических наук. С 2003 года старший научный сотрудник НПК «Прецизионное оборудование». Область научных интересов - нелинейные явления в магнитоупорядоченных средах, компьютерное моделирование. Автор и соавтор 14 научных статей

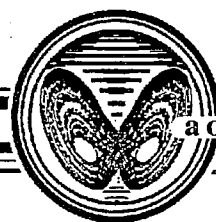


Малюгина Мария Александровна родилась в Саратове (1977), окончила Высший колледж прикладных наук Саратовского государственного университета (1999), защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук по теме «Нелинейные магнитостатические волны в связанных ферромагнитных структурах» (2004). Ассистент кафедры нелинейной физики СГУ. Область научных интересов - волновые явления в магнитных пленках. Имеет 15 публикации по данной тематике.



Шараевский Юрий Павлович родился в Николаевске-на-Амуре Хабаровского края (1942). Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой нелинейной физики СГУ. Работал в области электроники сверхвысоких частот, в настоящее время занимается исследованиями в области физики нелинейных волновых процессов в тонких магнитных пленках. Читает лекции по общему курсу физики, по курсу «Концепции современного естествознания» для студентов гуманитарных специальностей, спецкурс «Колебания и волны в нелинейных активных средах». Опубликовал более 120 научных и научно-методических работ, несколько учебных пособий и монографию в соавторстве со В.С.Стальмаховым и А.В.Вашковским «Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот» (Изд-во Сарат. ун-та, 1980).

E-mail:sharaevskyy@info.sgu.ru



ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРАВЛЕНИЯ ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКОЙ В РАСПРЕДЕЛЕННОЙ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

А.А. Короновский, И.С. Ремпен, А.Е. Храмов

Исследуется возможность управления сложной пространственно-временной динамикой в распределенной пучково-плазменной системе (диод Пирса в гидродинамическом приближении) на основе идей управления хаосом для систем с малым числом степеней свободы. В контексте вышеобозначенной проблемы проводится анализ неустойчивых периодических пространственно-временных состояний хаотической динамики распределенной автоколебательной системы, аналогичных неустойчивым периодическим орбитам хаотических динамических систем с малым числом степеней свободы, а также предполагается методика расчета характеристики, имеющей смысл максимальной ляпуновской экспоненты применительно к распределенной автоколебательной системе.

Введение

Хорошо известно, что простые нелинейные динамические системы (то есть системы, описываемые относительно простыми математическими моделями, формулируемыми в виде дискретных отображений или обыкновенных дифференциальных уравнений) могут демонстрировать весьма сложную динамику. Такое поведение простых систем, известное как динамический или детерминированный хаос, обнаруживается во многих задачах математической физики, химии, биологии, экологии и даже экономики и социальных наук [1-3]. Предсказать долговременное (в течение больших времен эволюции) поведение систем, демонстрирующих хаотическую динамику, не представляется возможным. Кроме того, наличие хаотической динамики в той или иной динамической системе может стать серьезным препятствием при решении ряда задач, когда требуется устойчивое поведение системы во времени или пространстве. Одним из способов подавления хаотической динамики с сохранением важных особенностей поведения системы и возможностью предсказания ее динамики на любых интервалах времени в будущем является использование схем управления хаосом с помощью различных типов обратной связи. В идеальном случае обратная связь должна представлять собой очень слабое возмущение динамики системы (то есть сигнал в цепи обратной связи должен быть сравним с уровнем шумов), так чтобы интересующие нас особенности поведения систем были сохранены.

Уже в ставшей классической работе E. Ott, C. Grebogy, J. Yorke [4] было

показано, что неустойчивые периодические орбиты, составляющие «скелет» хаотического аттрактора динамической системы с малым числом степеней свободы [5-10], могут быть использованы для управления динамикой нелинейной системы, причем стабилизация неустойчивой периодической орбиты требует весьма малого возмущения поведения системы. В работе [4] предложен алгоритм управления, который определяет методику изменения управляющего параметра p хаотической системы. Управление параметром осуществляется тогда, когда фазовая траектория системы проходит через выбранное сечение Пуанкаре (в некоторой точке x), чтобы направить ее к стабилизируемой неустойчивой орбите, которая соответствует неустойчивой неподвижной точке x_0 в сечении Пуанкаре. Величина и знак необходимого для стабилизации изменения параметра Δp_n на n -м прохождении системы через сечение Пуанкаре, которое может рассматриваться как сигнал некоторой обратной связи, определяется из линейной теории, когда текущее состояние системы x_n находится в окрестности неподвижной точки x_0 [11]:

$$\Delta p_n = (\lambda_n / (\lambda_n - 1)) \Delta x_n f'_n / ((\partial x_0 / \partial p) f'_n). \quad (1)$$

Здесь λ_n и f'_n - собственное значение и сопряженный собственный вектор неустойчивого многообразия неустойчивой неподвижной точки x_0 , $\Delta x_n = x_n - x_0$ - отклонение траектории x системы от неустойчивой периодической орбиты.

Дискретная коррекция (1) управляющего параметра, пропорциональная величине Δx производится только тогда, когда фазовая траектория пересекает выбранное сечение Пуанкаре, и до тех пор, пока необходимо поддерживать нахождение системы на неустойчивой периодической орбите, то есть пока $x \approx x_0$. Последнее связано с тем, что присутствующие шумы уводят систему от неустойчивой периодической орбиты, что требует компенсации подобного ухода в течение всего времени стабилизации. Как было показано в ряде работ (см., например, [12-15]), алгоритм E. Ott, C. Grebogy, J. Yorke достаточно груб к наличию шумов и неточным сведениям о динамической системе (последнее, например, имеет место в эксперименте) и может быть применен к системам с конечным, но большим числом степеней свободы [16].

Однако алгоритм E. Ott, C. Grebogy, J. Yorke весьма проблематично применить к управлению хаотической динамикой высокочастотных распределенных пучково-плазменных систем, так как он требует точного определения состояния системы и затем резкого изменения параметров системы в момент прохождения сечения Пуанкаре по всей длине пространственно-распределенной хаотической системы¹. В этом случае более перспективно применение алгоритма стабилизации неустойчивых периодических орбит хаотических систем с малым числом степеней свободы, впервые предложенного К. Ругас в работе [18]. В этом случае используется *непрерывная* [19], а не дискретная (1) резкоизменяющаяся обратная связь, что делает такую схему более подходящей для управления высокочастотной пространственно-временной хаотической динамикой. Классическая схема К. Ругас [18] предполагает синхронизацию системы с ее сдвинутым на один период орбиты в прошлое состоянием посредством непрерывного изменения доступного управляющего параметра, равного по величине $\varepsilon(t) = \gamma \xi(t) - \xi(t-T)$, где $\xi(t)$ - анализируемая переменная системы, γ - коэффициент обратной связи и T -

¹ Здесь можно сослаться на единственную известную авторам теоретическую работу по управлению хаосом с помощью алгоритма E. Ott, C. Grebogy, J. Yorke в распределенной сверхвысокочастотной пучковой системе с виртуальным катодом [17]. Из знакомства с работой становится понятно, что практическая реализация подобной схемы применительно к распределенной ВЧ электронной активной системе весьма затруднительна.

период стабилизируемой неустойчивой периодической орбиты. В случае, когда стабилизация неустойчивой орбиты произошла, сигнал обратной связи $\epsilon(t)$ сравним с уровнем шумов в системе. Важно то, что вся требуемая для стабилизации орбиты информация, исключая информацию о периоде T неустойчивой орбиты и необходимом коэффициенте обратной связи γ , содержится в измеряемом временном ряде $\xi(t)$, то есть определяется автоматически в реальном времени. Применение подобной схемы управления хаосом с непрерывной обратной связью теоретически и экспериментально анализировалась применительно к управлению хаосом в различных физических системах и моделях [19-22], включая лазерную физику [23-25], модели геофизических процессов [26] и процессов типа «реакция-диффузия» [27].

Отметим, что подобная схема с непрерывной обратной связью использовалась для управления пространственно-временным хаосом в распределенных колебательных системах (см., например: работы [27-29], посвященные стабилизации двумерных структур в $2D$ распределенной хаотической системе, описываемой уравнениями в частных производных; работы [30-32], в которых изучалось управление хаосом в решетках связанных отображений; работы, посвященные анализу таких эталонных уравнений, как комплексное уравнение Гинзбурга - Ландау в нелинейной динамике [33,34] или уравнение Свифта - Хогенберга в лазерной физике [35,36]). Среди подобных исследований особо отметим работы [27,34]. Так, в работе S. Boccaletti и др. [34] исследовалась задача об управлении пространственно-временным хаосом в модели Гинзбурга - Ландау с помощью большого (но конечного) числа малых локальных возмущений. Подобная техника позволила как стабилизировать неустойчивые структуры хаотической пространственно-временной динамики, так и синхронизовать два хаотических состояния. В работе G. Franceschini и др. [27] рассматривалось управление хаотической генерацией импульсов в модели глобально связанных реакционно-диффузионных систем, используемых для описания процессов динамики переноса заряда в бистабильном полупроводнике. Сигнал непрерывной обратной связи, воздействующий на систему, предполагается в математической модели, рассматриваемой в работе [27], пространственно однородным, то есть возмущение, вносимое в каждую точку пространства, одинаково. Последнее делает реализацию подобной схемы управления хаосом на практике достаточно затруднительной.

В данной работе мы рассматриваем методику управления хаосом в распределенной автоколебательной системе на основе схемы с непрерывной обратной связью и простой технической реализацией, связанной с подачей сигнала обратной связи на одну из границ распределенной системы. В качестве исследуемой системы рассматривается простая пучково-плазменная система - диод Пирса [37,38], которая широко используется в физике плазмы в качестве модели, позволяющей проанализировать различные типы неустойчивостей в пространственно-ограниченных плазменных системах [39-42]. С точки зрения нелинейной теории колебаний и волн, теории самоорганизации, диод Пирса является одной из простейших моделей электронной турбулентности [38,43]. Он представляет собой две бесконечных плоских параллельных сетки, пронизываемые моноэнергетическим на входе электронным потоком, причем потенциал сеток, ограничивающих систему, поддерживается постоянным и одинаковым. Плотность заряда и скорость электронного потока на входе в систему поддерживаются постоянными. Пространство между сетками равномерно заполнено нейтрализующим фоном неподвижных ионов с плотностью положительного заряда, равной плотности пространственного заряда инжектируемого электронного потока. Теоретический анализ и вычислительный эксперимент

показывают, что в диоде Пирса наблюдаются различные нелинейные феномены, включая детерминированный хаос, классические сценарии переходов к хаотической динамике, процессы образования и взаимодействия структур [38,44-49].

Заметим, что применение методов управления хаосом к распределенной автоколебательной системе, обладающей бесконечным числом степеней свободы, затрагивает ряд вопросов, большинство из которых в настоящее время недостаточно изучены. Среди наиболее важных следует выделить вопросы существования в распределенной системе неустойчивых периодических состояний, аналогичных неустойчивым циклам в сосредоточенных системах; возможность их выделения по анализу временных реализаций, снимаемых в отдельных точках пространства исследуемой распределенной активной среды. Поэтому в данной работе мы затрагиваем эти проблемы.

Структура работы следующая. В разделе 1 обсуждается возможность описания нелинейных процессов в диоде Пирса в рамках гидродинамического подхода, пределы применимости гидродинамической теории, а также кратко схема численного интегрирования исходной системы гидродинамических уравнений. В разделе 2 из анализа пространственно-временных данных динамики электронного потока в диоде Пирса, найденных в результате численного моделирования, выделяются неустойчивые пространственно-временные состояния хаотической динамики и обсуждается проблема посещения распределенной системой подобных «особых» состояний. Методика расчета такой важной характеристики нелинейных динамических систем, как максимальная ляпуновская экспонента применительно к распределенной системе представлена в разделе 4. В нем также определяются максимальные ляпуновские экспоненты для каждого из неустойчивых периодических состояний с помощью предложенного в этом разделе метода. В разделе 5 рассматривается стабилизация неустойчивого состояния неоднородного равновесия с помощью непрерывной обратной связи. В последнем разделе 6 обсуждаются проблемы стабилизации неустойчивых периодических пространственно-временных состояний хаотической динамики, выделенных в разделе 2, с помощью различных типов обратной связи.

2. Основные уравнения и схема численного моделирования

Нелинейные процессы в диоде Пирса в рамках гидродинамического приближения описываются самосогласованной системой уравнений движения, непрерывности и уравнением Пуассона [38, Лекция 4]

$$\partial v / \partial t + v \partial v / \partial x = -E, \quad (2)$$

$$\partial \rho / \partial t + v \partial \rho / \partial x + \rho \partial v / \partial x = 0, \quad (3)$$

$$\partial^2 \varphi / \partial x^2 = \alpha^2 (\rho - 1) \quad (4)$$

с граничными условиями

$$v(0,t) = 1, \quad \rho(0,t) = 1, \quad \varphi(0,t) = \varphi(1,t) = 0, \quad (5)$$

где электрическое поле E в уравнении движения (2) определяется следующим образом:

$$E = -\partial \varphi / \partial x. \quad (6)$$

В уравнениях (2)-(6) использованы безразмерные переменные потенциала поля пространственного заряда φ , плотности ρ , скорости v электронной жидкости,

пространственной координаты x и времени t , которые связаны с соответствующими размерными переменными соотношениями

$$\begin{aligned} \varphi' &= (v_0^2/\eta)\varphi, & E' &= (v_0^2/(L\eta))E, & \rho' &= \rho_0\rho, \\ v' &= v_0v, & x' &= Lx, & t' &= (L/v_0)t, \end{aligned} \quad (7)$$

где штрихом обозначены размерные величины, η - удельный заряд электрона, v_0 и ρ_0 - статические (невозмущенные) скорость и плотность электронной жидкости, L - длина пролетного промежутка.

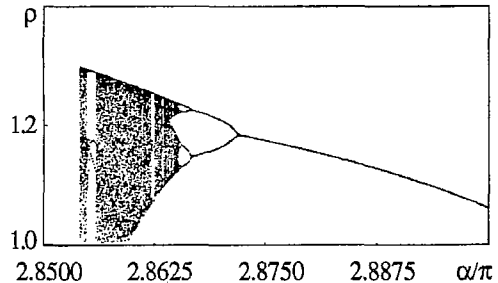
Основным параметром, определяющим динамику электронного пучка в плоском пролетном промежутке, является безразмерный параметр Пирса, который представляет собой невозмущенный угол пролета электрона по плазменной частоте ω_p ,

$$\alpha = \omega_p L / v_0, \quad (8)$$

где $\omega_p = (\eta\rho_0/\epsilon_0)^{1/2}$, ϵ_0 - диэлектрическая постоянная.

Устойчивое состояние электронной жидкости в пролетном промежутке с нейтрализующим ионным фоном, как было впервые показано Пирсом [37], теряет устойчивость при $\alpha > \pi$, в результате чего в системе формируется виртуальный катод. Вместе с тем, в узком диапазоне параметра Пирса в окрестности $\alpha \sim 3\pi$ рост неустойчивости подавляется нелинейностью в системе, и в пролетном промежутке со сверхкритическим током наблюдается режим полного прохождения потока. В последнем случае существует возможность описания системы в рамках гидродинамического подхода [38, Лекция 4].

Исследования, представленные в работах [38,44-46,50], показали, что в узкой области значений α , соответствующих динамике электронного потока без отражений, система демонстрирует хаотические колебания. Возникновению хаотической динамики предшествует последовательность бифуркаций удвоения периода при уменьшении параметра Пирса в диапазоне $\alpha \in (2.855\pi, 3.0\pi)$. Сценарий перехода к хаосу в гидродинамической модели диода Пирса иллюстрирует рис. 1, на котором представлена бифуркационная диаграмма колебаний плотности пространственного заряда ρ в сечении системы $x=0.2$. При уменьшении параметра α от 2.88π до 2.86π рассматриваемая модель демонстрирует переход от регулярной динамики к хаотической через каскад удвоений периода, завершающийся установлением слабохаотических колебаний с четко выраженным временным масштабом (так называемый режим ленточного хаоса) [38,45,51,52]. С дальнейшим уменьшением величины управляющего параметра α происходит перестройка хаотических колебаний в системе. Колебания существенно усложняются: исчезает четко выделенный временной масштаб колебаний, усложняется спектральный состав колебаний электронного потока (режим спирального хаоса). Отметим также, что в работах [49,51,52] рассматривается проблема подавления хаотической динамики и установления периодических колебаний с использованием обычной цепи обратной связи, без привлечения специфических методов управления хаосом с помощью дискретной или непрерывной обратной связи.



Линеаризуя исходную систему гидродинамических уравнений (2)-(5), легко получить дисперсионное уравне-

Рис. 1. Бифуркационная диаграмма колебаний плотности пространственного заряда в диоде Пирса в точке $x=0.2$

ние, описывающее эволюцию малых возмущений в диоде Пирса, в следующем виде:

$$(\alpha\varpi - k)^2 = \alpha^2, \quad (9)$$

$$\frac{[(\varpi^2 + 1)\sin\alpha + 2j\varpi\cos\alpha] + \alpha\varpi^4 - \alpha\varpi^2 - 2j\varpi}{(\varpi^2 - 1)} \exp[j\alpha\varpi] = 0, \quad (10)$$

где $\varpi = \omega/\omega_p$.

Отметим, что уравнения (2)-(5) описывают динамику холодной электронной плазмы (то есть в электронном потоке не учитываются столкновения и диффузия). Для обобщения уравнений при наличии столкновений и диффузии уравнение движения следует переписать в виде (см., например, [38, Лекция 3])

$$\partial v/\partial t + v\partial v/\partial x = -E - \nu v + (v_T^2/\rho)\partial\rho/\partial x, \quad (11)$$

где ν - нормированная частота столкновений ($\nu = (v_0/L)\nu'$), v_T - нормированная средняя квадратичная тепловая скорость ($v_T = v'_T/v_0$); штрихами, как и выше, обозначены размерные величины. Величина средней квадратичной тепловой скорости определяется соотношением

$$v'_T = (kT_e/m_e)^{1/2}, \quad (12)$$

где k - постоянная Больцмана, m_e - масса электрона и T_e - температура электронной плазмы, которая полагается изотермической.

Пренебрегая столкновениями в электронном потоке, дисперсионное соотношение (9) для электронного потока с учетом диффузии можно получить в виде

$$(\alpha^0\varpi - k)^2 = (\alpha^0)^2 + k^2(\alpha^0)^2/\alpha_T^2, \quad (13)$$

а уравнение (10) останется формально неизменным при замене $\alpha \rightarrow \alpha^0$, где

$$\alpha^0 = \omega_p L/\nu, \quad \alpha_T = \omega_p L/v_T, \quad (14)$$

$v_{ст}^2 = v_0^2 + v_T^2$ - статическая скорость электронного потока с учетом диффузии. Параметр Пирса для системы с диффузией с учетом соотношений (14) и (12) в предположении $v_T \ll v_0$ можно приблизительно записать как

$$\alpha^0 = \omega_p L/v_0(1 - 1/2 kT_e/(m_e v_0^2)), \quad (15)$$

то есть эффективный параметр Пирса с ростом температуры T_e электронов уменьшается. Последнее связано с ростом статической скорости $v_{ст}$ электронного потока с увеличением T_e .

Из соотношения (15) следует, что гидродинамическая теория диода Пирса для электронного потока без диффузии, рассматриваемая в данной работе, справедлива при следующем условии, накладываемом на температуру электронной плазмы:

$$T_e \ll 2m_e v_0^2/k \approx 10^7 \div 10^8 \text{ К для } v_0 \approx 0.1 \text{ с.} \quad (16)$$

Последнее обычно выполняется, что делает корректным изучение нестационарных процессов в диоде Пирса с использованием приближения холодной электронной плазмы.

Для численного решения исходной нелинейной системы гидродинамических уравнений (2)-(5) использовалась одношаговая явная двухслойная по времени схема с разностями против потока [38,53]. Введем функции плотности, скорости и потенциала, заданные в дискретном времени и в дискретном пространстве. Для этого зададим шаг во времени Δt и шаг пространственной сетки $\Delta x = 1/N$, где N -

число узлов пространственной сетки. Тогда уравнения движения (2) и непрерывности (3) аппроксимируются следующими своими конечно-разностными аналогами (см. подробнее [38, Лекция 4]):

$$(v_j^{n+1}-v_j^n)/\Delta t + v_{j-1}^n(v_j^n-v_{j-1}^n)/\Delta x = -(\varphi_j^n-\varphi_{j-1}^n)/\Delta x. \quad (17)$$

$$(\rho_j^{n+1}-\rho_j^n)/\Delta t + v_{j-1}^n(\rho_j^n-\rho_{j-1}^n)/\Delta x + \rho_{j-1}^n(v_j^n-v_{j-1}^n)/\Delta x = 0. \quad (18)$$

Несложно показать, что при выполнении следующего условия, записанного в нашей нормировке (7) как

$$\Delta t \leq \Delta x, \quad (19)$$

накладываемого на шаги по времени и координате, разностная схема (17)-(19) устойчива. Второе условие, накладываемое на шаги пространственно-временной сетки, определяется тем, что шаг пространственной сетки должен выбираться много меньше характерного пространственного масштаба возмущения λ :

$$\Delta x \ll \lambda. \quad (20)$$

В случае «горячей» электронной плазмы шаг пространственной сетки должен выбираться в соответствии с Дебаевской длиной волны D :

$$\Delta x \ll 1/D = \omega_p/v_T. \quad (21)$$

Уравнение Пуассона (4) также записывается в конечно-разностном виде:

$$(\varphi_{j+1}-2\varphi_j+\varphi_{j-1})/\Delta x^2 = \alpha^2(\rho_j-1), \quad j = 1, \dots, N-1, \quad \varphi_0 = \varphi_N = 0. \quad (22)$$

Соотношение (22) представляет собой систему линейных алгебраических уравнений, которые решаются стандартными методами линейной алгебры. В данной работе использовался метод прогонки, подробно описанный применительно к одномерному уравнению Пуассона в монографиях [53,54]. При численном моделировании использовались следующие основные параметры численной схемы, такие как шаг пространственной сетки и шаг во времени $\Delta x=0.005$ и $\Delta t=0.003$. В некоторых численных экспериментах по управлению хаотической динамикой использовались более мелкие шаги по времени и координате: $\Delta x=0.0005$ и $\Delta t=0.0001$.

2. Выделение неустойчивых периодических пространственно-временных состояний хаотической динамики диода Пирса

Рассмотрим в данном разделе неустойчивые периодические пространственно-временные состояния распределенной активной среды, которые аналогичны неустойчивым периодическим орбитам динамической системы с малым числом степеней свободы.

Наиболее простым «особым» состоянием электронного пучка о сверхкритическом током в диоде Пирса в режиме хаотической динамики является неустойчивое состояние однородного равновесия, которое является решением стационарных уравнений, получаемых из нестационарных уравнений гидродинамической теории (2)-(4) в предположении $\partial/\partial t=0$, и характеризуется однородным распределением всех величин в пространстве пролетного промежутка

$$v(x) = 1.0, \quad \rho(x) = 1.0, \quad \varphi(x) = 0.0. \quad (23)$$

Стационарное пространственно однородное состояние равновесия (23)

является устойчивым при $\alpha < \pi$, далее, при $\alpha > \pi$ состояние равновесия теряет устойчивость. В работах [38,45,51,52,55,56] показана значительная роль неустойчивого состояния однородного равновесия в хаотизации динамики диода Пирса при уменьшении управляющего параметра α или введении в систему внешней обратной связи с запаздыванием.

Более сложно выделить неустойчивые периодические пространственно-временные состояния *распределенной* автоколебательной системы, аналогичные неустойчивым периодическим орбитам хаотического аттрактора динамической системы с малым числом степеней свободы.

Первоначальную информацию о наборе неустойчивых периодических орбит, присутствующих в хаотическом аттракторе, позволяет получить построение гистограмм времен возврата фазовой точки к фиксированным «стартовым» состояниям, выбираемым случайным образом по всему хаотическому аттрактору. Этот метод выявления неустойчивых циклов был впервые предложен в работе D.P. Lathrop и E.J. Kostelich [6]. Если некоторая фазовая точка R_i принадлежит неустойчивому циклу с периодом T , то фазовая траектория, пройдя точки $R_{i+1}, R_{i+2}, \dots, R_k$, окажется вблизи исходного состояния с заданной точностью $\epsilon > 0$

$$\|R_i - R_{i+mt}\| < \epsilon, \quad (24)$$

где $m = T/\Delta t$ - период орбиты в дискретных единицах времени. Далее строится распределение (гистограмма) времен возврата, по которой легко выделить характерные времена соответствующих неустойчивых периодических орбит, а затем отыскать и сами неустойчивые циклы.

При анализе неустойчивых пространственно-временных состояний в исследуемой *распределенной* автоколебательной пучково-плазменной системе рассматривались временные колебания плотности пространственного заряда $\rho(x_0, t)$, регистрируемые в фиксированных точках x_0 пространства взаимодействия. Далее, по временным реализациям $\rho(x_0, t)$ в псевдофазовом пространстве с помощью метода Такенса [57] восстанавливались аттракторы, соответствующие колебаниям в фиксированных точках пространства x_0 . Метод Такенса сводится к построению фазовых векторов вида

$$R = \{\rho(t), \rho(t+\Delta), \rho(t+2\Delta), \dots, \rho(t+(n-1)\Delta)\}^T,$$

где Δ - длительность задержки, а n - размерность пространства вложения ($n=2$ соответствует проекции хаотического аттрактора колебаний на плоскость). С помощью алгоритма (24) в восстановленном по колебаниям в единственной точке пространства взаимодействия хаотическом аттракторе выделялись неустойчивые орбиты, по которым далее определялись неустойчивые пространственно-временные состояния.

На рис. 2 представлены гистограммы времен возврата при различных значениях параметра Пирса α , построенные для хаотических аттракторов, восстановленных по колебаниям плотности пространственного заряда в фиксированной точке пространства взаимодействия $x_0 = 0.2$. Из рисунка можно видеть, что в режиме ленточного хаоса (рис. 2, а, б) одна из неустойчивых орбит в значительной степени доминирует в спектре времен возврата, то есть изображающая точка посещает ее значительно чаще, чем другие неустойчивые орбиты. Заметим, что период наиболее посещаемой неустойчивой орбиты в режиме ленточного хаоса меняется с уменьшением параметра Пирса. Действительно, как видно из рис. 2, а, наиболее посещаемой является орбита с периодом $T = 12.177$, а при незначительном уменьшении α (см. рис. 2, б) преобладающей уже становится орбита периода $T = 20.159$.

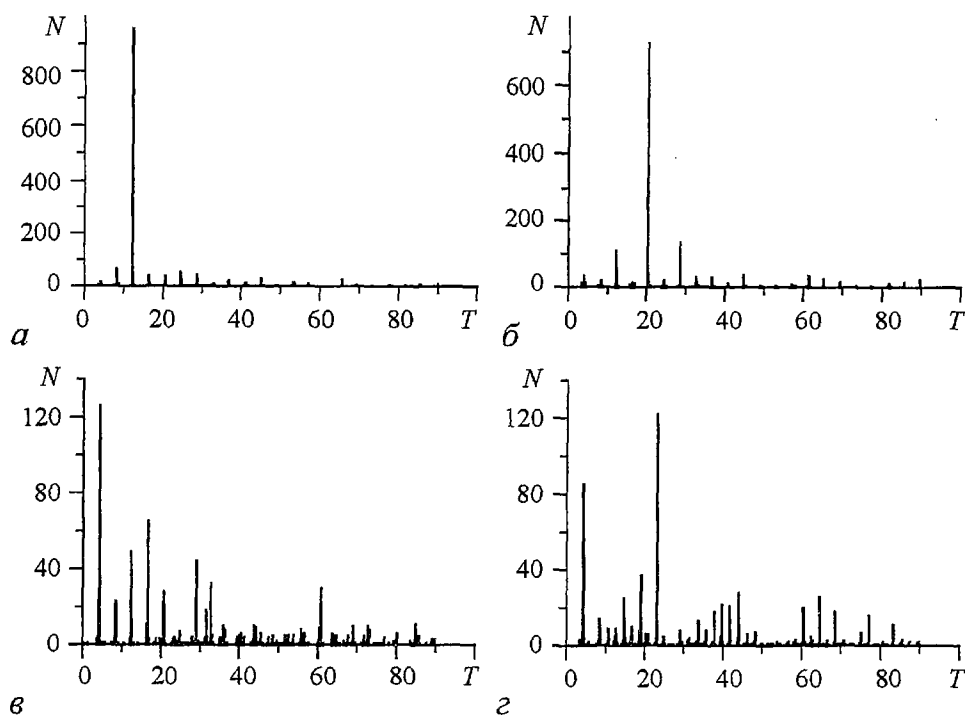


Рис. 2. Гистограммы времен возврата фазовой траектории к фиксированным точкам аттрактора при различных значениях управляющего параметра α : а - 2.862π ; б - 2.861π ; в - 2.859π ; г - 2.857π

Для режима развитого, спирального, хаоса (рис. 2, в, г) набор неустойчивых периодических орбит хаотического аттрактора колебаний плотности пространственного заряда в точке $x_0=0.2$ оказывается существенно сложнее. При этом различные неустойчивые периодические состояния, как видно из представленных гистограмм, посещаются системой более часто и равномерно.

Гистограммы времен возврата, построенные для скалярной временной реализации $\rho(x,t)$, снятой в различных сечениях $x=x_0$ пролетного промежутка, имеют весьма схожий вид. Это иллюстрирует рис. 3, на котором представлены гистограммы времен возврата, построенные для хаотических аттракторов, восстановленных по колебаниям плотности пространственного заряда в различных точках x_0 пролетного промежутка. Видно, что набор неустойчивых орбит практически одинаков вдоль длины пролетного промежутка; незначительное различие посещаемости (ср., например, орбиты периода $T=4.173$ на рис. 3, а и в, отмеченные стрелками) неустойчивых орбит в различных сечениях пространства может быть связано с точностью определения времен возврата. Такой вид гистограмм времен возврата во всем пространстве взаимодействия свидетельствует о том, что структура неустойчивых периодических орбит, восстановленных по скалярным временным реализациям некоторой характеризующей систему переменной и определяющих динамику электронного потока в различных сечениях пролетного промежутка, одинакова во всем пространстве исследуемой распределенной системы. Последнее позволяет выделять и анализировать некоторые характеристики неустойчивых пространственно-временных состояний распределенной системы по скалярному временному ряду, снимаемому в некоторой точке пространства взаимодействия.

На рис. 4 и 5 показаны неустойчивые периодические пространственно-временные состояния исходной распределенной системы - колебания плотности пространственного заряда $\rho(x,t)$ электронного потока, соответствующие

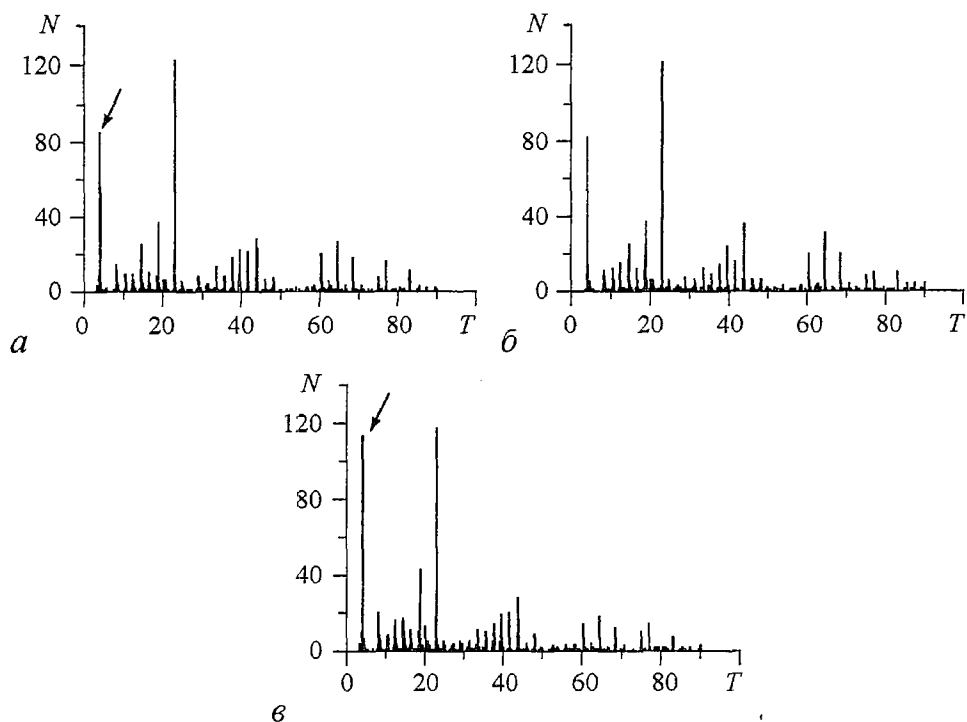


Рис. 3. Гистограммы времен возврата фазовой траектории к фиксированным точкам аттрактора для $\alpha=2.857\pi$ и различных сечений пролетного промежутка x_0 : а - 0.2; б - 0.5; в - 0.8

неустойчивым орбитам аттракторов, восстановленным по скалярным временным реализациям. Неустойчивые периодические состояния построены для режима ленточного (рис. 4, $\alpha=2.862\pi$) и спирального (рис. 5, $\alpha=2.857\pi$) хаоса в диоде Пирса. Различные неустойчивые пространственно-временные состояния на этих рисунках отличаются периодом T .

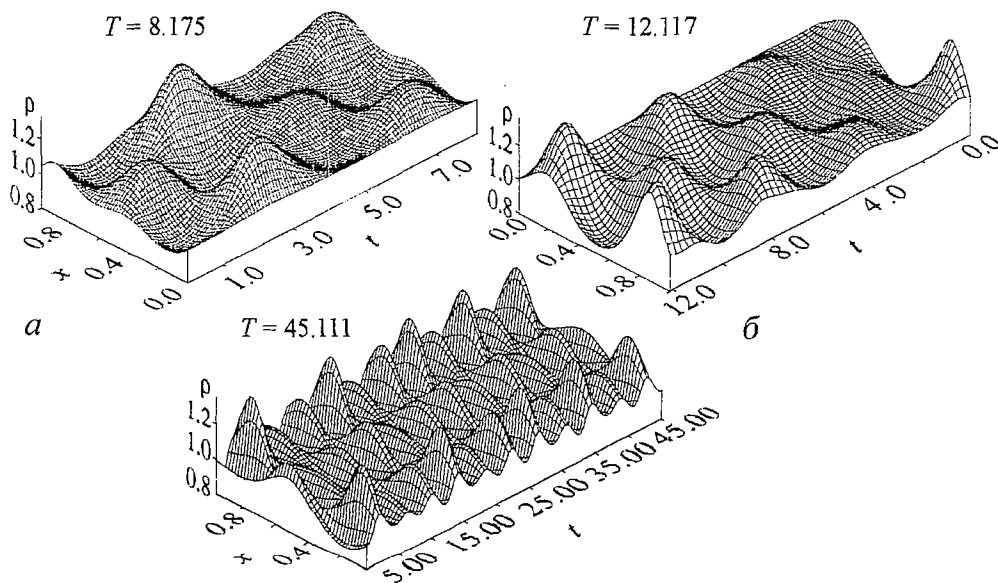


Рис. 4. Вид неустойчивых периодических пространственно-временных состояний различных периодов T распределенной системы в режиме ленточного хаоса: а - 8.175; б - 12.117; в - 45.111

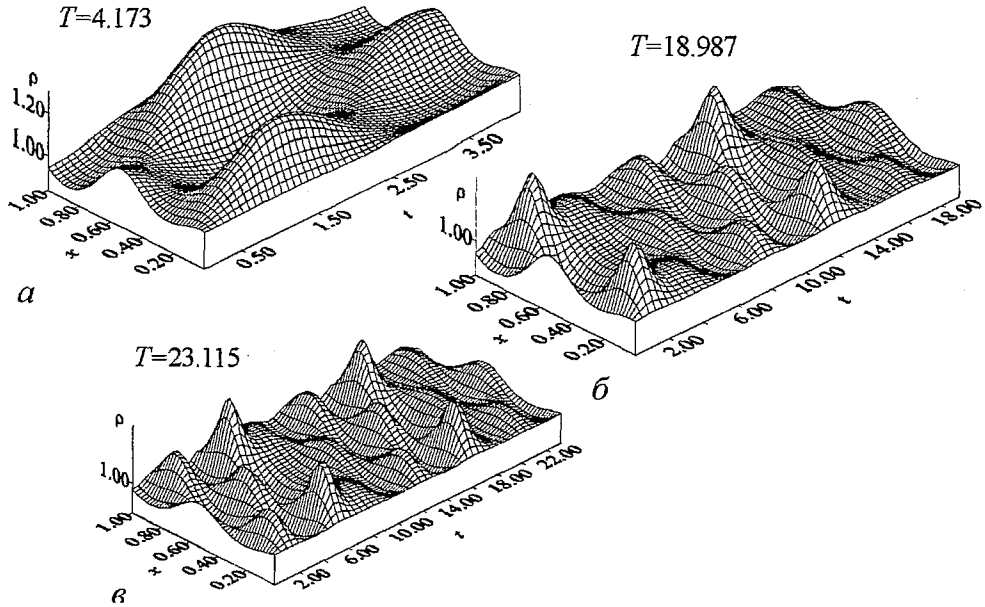


Рис. 5. Вид неустойчивых периодических пространственно-временных состояний различных периодов T распределенной системы в режиме развитого (спирального) хаоса: a - 4.173; $б$ - 18.987; $в$ - 23.115

Важным вопросом для построения схем эффективного управления хаотической динамикой с помощью стабилизации неустойчивых состояний является вопрос о времени τ , которое проходит между посещением системой того или иного «особого» состояния. Хорошо известно [58,59], что для систем с малым числом степеней свободы распределение $p(\tau)$ времен возврата описывается степенным законом вида

$$p(\tau) \sim \exp(-\tau/\langle\tau\rangle), \quad (25)$$

где $\langle\tau\rangle$ - среднее время возврата системы к неустойчивому состоянию.

Для определения распределения времен возврата в исследуемой автоколебательной системе было введено понятие расстояния $S(t)$ от текущего состояния системы до неустойчивого периодического состояния по следующей формуле

$$S(t) = (1/T \int_0^T \int_0^1 ((\rho(x,t) - \rho^T(x,t))^2 + (v(x,t) - v^T(x,t))^2 + (\varphi(x,t) - \varphi^T(x,t))^2) dx dt)^{1/2}, \quad (26)$$

где T - период неустойчивого состояния, $\{v^T(x,t), \rho^T(x,t), \varphi^T(x,t)\}$ - пространственно-временные распределения величин скорости, плотности и потенциала пространственного заряда, соответствующие неустойчивому периодическому состоянию периода T , $\{v(x,t), \rho(x,t), \varphi(x,t)\}$ - текущее состояние системы; множитель $1/T$ введен для нормировки величины отклонения S так, чтобы она не зависела от длительности периода T исследуемого состояния.

В качестве времени возврата τ тогда выступает длительность интервала времени между двумя последовательными посещениями системой окрестности неустойчивого периодического состояния, которое может быть определено как

$$\tau = t_2 - t_1, \quad |S(t_1)| < \epsilon, \quad |S(t_2)| < \epsilon, \quad t_2 > t_1, \quad \forall t \in (t_1 + \Delta, t_2) : |S(t)| > \epsilon, \quad (27)$$

где ϵ - точность, с которой определяется факт нахождения системы в окрестности неустойчивого периодического состояния; $\Delta < (t_2 - t_1)$ - интервал времени, в течение которого система находится вблизи неустойчивого периодического состояния:

$\forall t \in (t_1, t_1 + \Delta): S(t) < \epsilon$. Как показал численный анализ, изменение величины ϵ не оказывает существенного влияния на вид распределения, поэтому в дальнейшем точность определения неустойчивого периодического состояния была зафиксирована и составила $\epsilon = 0.5$.

Исследование вида распределения $p(\tau)$ времен возврата по длительности, проведенное с помощью расчета величины $S(t)$ (26), показало, что и для *распределенной* автоколебательной системы (то есть системы с бесконечным числом степеней свободы) распределение времен возврата также с хорошей степенью точности подчиняется соотношению (25). Для иллюстрации этого на рис. 6, а в полулогарифмическом масштабе представлено соответствующее распределение $p(\tau)$ времен возврата системы к неустойчивому периодическому состоянию, наиболее часто посещаемому в режиме ленточного хаоса (см. рис. 2, а; $\alpha = 2.862\pi$). На рис. 6 показаны точки распределения, полученные в результате численного моделирования исходных нестационарных уравнений гидродинамической теории, сплошная линия - аппроксимация построенного распределения степенной зависимостью (25), где в качестве среднего времени возврата $\langle \tau \rangle$ было выбрано значение, полученное из численного моделирования. Видно, что полученное распределение $p(\tau)$ достаточно хорошо аппроксимируется степенным законом, сильные отклонения распределения в области больших времен возврата $\tau > 10000.0$ объясняются недостаточностью статистики. Так, распределение, представленное на рис. 6, строилось примерно по 6000 посещениям неустойчивой периодической орбиты, из которых временам возврата $\tau > 10000.0$ соответствуют только 5 точек.

Аналогичное распределение имеет место для других неустойчивых периодических пространственно-временных состояний, однако среднее время возврата $\langle \tau \rangle$ различно для различных состояний и пропорционально весу каждой из орбит на гистограммах времен возврата (см. рис. 2).

Отметим также, что степенное распределение (25) времен возврата выполняется и для неустойчивого однородного распределения (23). Для примера на рис. 6, б показано распределение времен возврата к неустойчивому состоянию равновесия для режима спирального хаоса. Видно, что и в этом случае выполняется степенной закон (25) для распределения времен возврата. Отклонение от степенного закона при больших τ в этом случае также объясняется недостаточным числом точек для очень больших времен возврата.

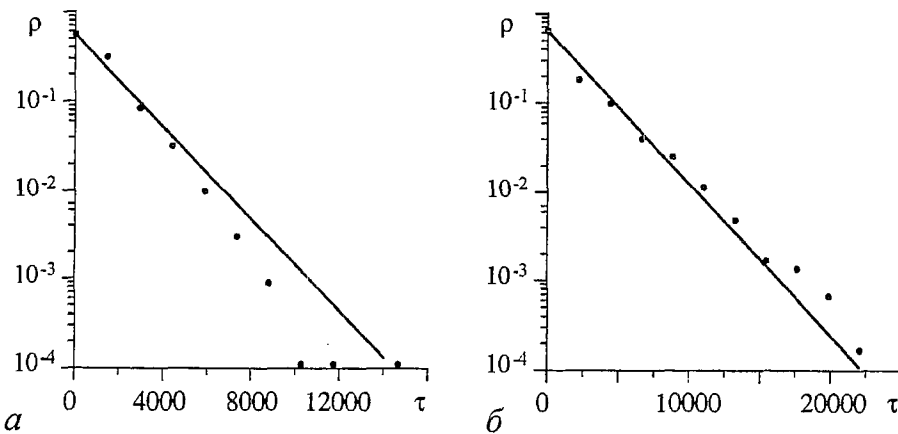


Рис. 6. Распределение времен возврата системы к периодическому неустойчивому состоянию с периодом $T=12.117$ в режиме ленточного хаоса при $\alpha=2.862\pi$ (а) и неустойчивому состоянию равновесия (23) в режиме спирального хаоса при $\alpha=2.857\pi$ (б). Кружки - результат численного эксперимента. Сплошной линией на рисунках показаны соответствующие степенные распределения (25). В численном эксперименте найдено $\langle \tau \rangle = 1673.7$ (а) и $\langle \tau \rangle = 2540.1$ (б)

В качестве важной количественной характеристики выделенных неустойчивых периодических состояний полезно рассмотреть величину максимальной ляпуновской экспоненты, соответствующую каждой из неустойчивых орбит. Определение подобной характеристики весьма важно для дальнейшего анализа возможности стабилизации неустойчивых пространственно-временных состояний. Вместе с тем, вычисление подобной характеристики наталкивается на определенную сложность, которая заключается в *распределенности* исследуемой автоколебательной системы. Для таких систем слабо развиты соответствующие численные методы нахождения количественных характеристик хаотической динамики. Поэтому нами была предложена методика определения значений максимальной ляпуновской экспоненты каждого из неустойчивых пространственно-временных состояний *распределенной* активной среды, которая подробно обсуждается в следующем разделе.

3. Расчет максимальных ляпуновских экспонент для распределенной активной среды

Как уже отмечалось, важной количественной характеристикой поведения нелинейных систем с малым числом степеней свободы является максимальная ляпуновская экспонента λ [2]. В представленной работе предлагается методика расчета характеристики Λ распределенной автоколебательной системы, которая по своему смыслу аналогична максимальному ляпуновскому показателю в сосредоточенных нелинейных системах. Будем далее называть величину Λ максимальной ляпуновской экспонентой по аналогии с сосредоточенными динамическими системами.

В основу нахождения максимального ляпуновского показателя распределенной автоколебательной системы была положена процедура G. Benettin [60], адаптированная нами для анализа устойчивости состояний распределенной системы.

Введем расстояние $S(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ между двумя мгновенными (то есть в некоторый фиксированный момент времени t) состояниями системы $\mathbf{R}_1 = \{\rho_1(x), v_1(x), \varphi_1(x)\}$ и $\mathbf{R}_2 = \{\rho_2(x), v_2(x), \varphi_2(x)\}$, которое определяется по аналогии с выражением (26) как

$$S(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = \left(\int_0^1 ((\rho_1(x) - \rho_2(x))^2 + (v_1(x) - v_2(x))^2 + (\varphi_1(x) - \varphi_2(x))^2) dx \right)^{1/2}. \quad (28)$$

Рассмотрим поведение системы, стартующей с некоторого состояния

$$\mathbf{R}^0 = \{\rho_0(x), v_0(x), \varphi_0(x)\}, \quad (29)$$

и поведение возмущенной системы, стартующей из точки

$$\tilde{\mathbf{R}}^0 = \{\rho_0(x) + \tilde{\rho}(x), v_0(x) + \tilde{v}(x), \varphi_0(x) + \tilde{\varphi}(x)\}, \quad (30)$$

где $\tilde{\rho}(x)$, $\tilde{v}(x)$ и $\tilde{\varphi}(x)$ - случайные функции, $S(\tilde{\mathbf{R}}^0, \mathbf{R}^0) = \epsilon$, где ϵ - малая величина.

Зададимся некоторым интервалом времени ΔT и, решая численно уравнения (2)-(4), найдем вектор состояния \mathbf{R}_1 и его возмущение $\tilde{\mathbf{R}}_1$ в момент времени $t + \Delta T$. Отношение $S(\mathbf{R}_1, \tilde{\mathbf{R}}_1) / \epsilon$ характеризует рост (или затухание) возмущения во времени. Переопределим теперь возмущенное состояние $\tilde{\mathbf{R}}_1$ системы так, чтобы его отклонение от невозмущенного состояния \mathbf{R}_1 стало равно исходному значению ϵ , а направление отклонения не изменилось,

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{R}}_1^0 &= \in \tilde{\mathbf{R}}_1 / S(\mathbf{R}_1, \tilde{\mathbf{R}}_1) = \\ &= \{ \in \rho_1(x) / S(\tilde{\mathbf{R}}_1, \mathbf{R}_1), \in v_1(x) / S(\tilde{\mathbf{R}}_1, \mathbf{R}_1), \in \varphi_1(x) / S(\tilde{\mathbf{R}}_1, \mathbf{R}_1) \}. \end{aligned} \quad (31)$$

Далее повторяем процедуру заново. Изменение амплитуды возмущения за M шагов в соответствии с методикой G. Benettin [60] будет выражаться формулой

$P = \prod_{k=1}^M S(\mathbf{R}_k, \tilde{\mathbf{R}}_k) / \in$. Тогда значение максимального ляпуновского показателя Λ определяется как

$$\Lambda = 1/(M\Delta T) \ln P = 1/(MT) \sum_{k=1}^M \ln(S(\mathbf{R}_k, \tilde{\mathbf{R}}_k) / \in). \quad (32)$$

В качестве примера применения вышеописанной методики расчета максимальной ляпуновской экспоненты была определена зависимость величины Λ от параметра Пирса α в режиме хаотической динамики (рис. 7). Из рисунка следует, что неустойчивость динамики потока в диоде Пирса нарастает с ростом параметра надкритичности $(\alpha - \alpha_{кр})$, где $\alpha_{кр}$ - значение параметра Пирса, при котором наблюдается возникновение хаотического аттрактора. Зависимость $\Lambda(\alpha)$ является немонотонной, тем не менее вблизи границы формирования хаотического аттрактора она близка к аналогичной зависимости максимальной ляпуновской экспоненты λ для логистического отображения: $\Lambda \sim |\alpha - \alpha_{кр}|^{1/2}$. Отметим также наличие нескольких окон периодичности в области хаотической динамики, в которых $\Lambda < 0$.

Для нахождения максимальной ляпуновской экспоненты Λ^T каждого из выделенных в предыдущем разделе неустойчивых периодических состояний рассмотренная методика модифицировалась следующим образом. В качестве «опорного» начального состояния (29) использовалось неустойчивое периодическое состояние (все распределения величин которого известны) в некоторый момент времени t

$$\mathbf{R}^{T0} = \{ \rho^T(x), v^T(x), \varphi^T(x) \}. \quad (33)$$

Аналогично предыдущему в это состояние вносилось возмущение

$$\tilde{\mathbf{R}}^0 = \{ \rho^T(x) + \tilde{\rho}(x), v^T(x) + \tilde{v}(x), \varphi^T(x) + \tilde{\varphi}(x) \}, \quad (34)$$

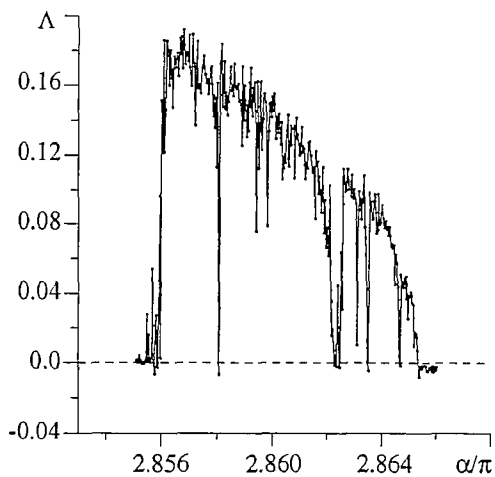


Рис. 7. Зависимость максимальной ляпуновской экспоненты Λ от параметра Пирса α в режиме хаотической динамики

где все обозначения совпадают с обозначениями в формуле (30). Далее, в течение времени ΔT численно решались нестационарные уравнения (2)-(4) и находилось отклонение $S(\mathbf{R}_1^T, \tilde{\mathbf{R}}_1^T)$ состояния системы от рассматриваемого неустойчивого периодического пространственно-временного состояния в момент времени $t + \Delta T$. После этого осуществлялась перенормировка возмущения вблизи неустойчивого периодического состояния в соответствии с формулой (31), где в качестве невозмущенного состояния выбираются распределения величин $\{ \rho^T(x, t + \Delta T), v^T(x, t + \Delta T), \varphi^T(x, t + \Delta T) \}$ неустойчивого состояния в момент времени $t + \Delta T$.

Далее процедура повторяется заново, а максимальная ляпуновская экспонента Λ^T неустойчивого периодического состояния определяется формулой (32), где в качестве опорного состояния R_k используется периодическое неустойчивое состояние, а \tilde{R}_k есть отклонение состояния системы от R_k .

Рассчитанные с помощью предложенной методики значения максимальных ляпуновских экспонент Λ^T для наиболее часто посещаемых неустойчивых пространственно-временных периодических состояний исследуемой системы в режиме развитого (спирального) хаоса ($\alpha=2.857\pi$) представлены в табл.

Таблица

Период неустойчивого состояния T	Максимальный ляпуновский показатель Λ^T
4.347	0.854
8.289	1.194
10.581	0.698
12.501	0.629
14.613	0.337
18.987	0.266
23.115	0.186
39.636	0.094
43.953	0.083
60.438	0.053

4. Стабилизация неустойчивого состояния равновесия с помощью непрерывной обратной связи

Для стабилизации неустойчивого состояния равновесия (23) в режиме сложной хаотической динамики активной среды, следуя вышеупомянутым работам [19-27], посвященным анализу стабилизации хаоса в системах с малым числом степеней свободы, использовалась следующая схема управления с помощью непрерывной внешней обратной связи.

Непрерывная обратная связь осуществлялась путем изменения значения потенциала на правой границе системы

$$\varphi(x=1.0, t) = f_{fb}(t) = K(\rho(x_{fix}, t) - \rho(x_{fix}, t-d)), \quad (35)$$

где K - коэффициент обратной связи; d - длительность задержки в цепи обратной связи; $\rho(x_{fix}, t)$ - колебания плотности пространственного заряда в некоторой фиксированной точке $x=x_{fix}$ пространства ($x_{fix}=0.2$). В случае установления режима стабилизации неустойчивого состояния, когда система находится точно на неустойчивом состоянии равновесия, сигнал обратной связи f_{fb} будет сравним с уровнем шумов.

Таким образом, в отличие от работ [27-33,35,36], в которых управление хаотической динамикой распределенных систем предполагало влияние сигнала обратной связи на значения переменных во всем пространстве исследуемой системы, в нашей схеме сигнал непрерывной обратной связи приводит к изменению только граничных условий (которые становятся нестационарными), что делает подобную схему более простой для реализации на практике.

Отметим, что термин *непрерывная* обратная связь используется по аналогии с работами [18,19], где слово «непрерывная» подчеркивает использование непрерывного изменения управляющего сигнала в отличие от схем, основанных на

алгоритме E. Ott, C. Grebogy, J. Yorke [4], в котором, как обсуждалось во введении, управление осуществляется за счет малых дискретных изменений некоторого управляющего параметра. Очевидно, что рассматриваемая здесь схема (35) управления хаосом с непрерывной обратной связью более просто реализуема на практике и способна эффективно работать на сверхвысоких частотах, в отличие от схем с дискретным изменением управляющих параметров.

Для стабилизации неустойчивого состояния равновесия длительность задержки d в цепи непрерывной обратной связи (35) должна быть достаточно малой $d < T_p/2$, где T_p - характерный временной масштаб колебаний в распределенной системе без обратной связи.

Результаты стабилизации неустойчивого состояния равновесия в распределенной системе (2)-(5) с помощью схемы с непрерывной обратной связью (35) представлены на рис. 8 для двух характерных режимов хаотических колебаний.

До момента включения обратной связи система демонстрирует хаотические колебания со значительной амплитудой. Однако, после включения обратной связи в распределенной автоколебательной системе наблюдается быстрое уменьшение амплитуды колебаний в системе, заканчивающееся стабилизацией неустойчивого состояния равновесия (23). После короткого переходного процесса управляющий сигнал в цепи обратной связи относительно мал по сравнению с сигналом до начала стабилизации (он составляет менее 0.01% по амплитуде). Последнее означает, что в предложенной и рассмотренной схеме реализуется управление хаосом (стабилизация неустойчивого состояния системы) за счет обратной связи с весьма малой амплитудой управляющего сигнала.

Важным вопросом является определение областей управляющих параметров K и d обратной связи, в которых возможно управление хаосом в пучково-плазменной системе. Эти области показаны на рис. 9 для стабилизации неустойчивого состояния равновесия в режиме ленточного хаоса и развитого спирального хаоса. Качественно полученные карты режимов распределенной автоколебательной системы с непрерывной обратной связью, представленные на плоскостях управляющих параметров (K, d) , похожи в обоих хаотических режимах. Так, при малых коэффициентах обратной связи K в системе имеют место хаотические колебания, подобные наблюдающимся в системе без управляющей обратной связи (область C). С ростом величины K наблюдается разрушение хаотических колебаний и установление периодических автоколебаний (область P). Сигнал обратной связи не мал, поэтому данный режим динамики нельзя считать режимом управления хаоса. Действительно, в этом случае амплитуда колебаний в цепи обратной связи того же порядка, что и амплитуда колебаний $f_{\text{нб}}$ до момента включения обратной связи. С дальнейшим увеличением K имеет место установление режима управления хаосом, когда в системе стабилизируется неустойчивое состояние равновесия и система ведет себя так, как это изображено на рис. 8.

Ширина области S управления хаосом на карте режимов сильно зависит и от длительности задержки d . Существуют пороговые значения длительностей d_1 и d_2 , такие что только в диапазоне $d \in (d_1, d_2)$ наблюдается установление режима стабилизации неустойчивого состояния равновесия.

При больших величинах d и K возникают отражения электронов в пучке (область V), когда исходные уравнения (2)-(5) гидродинамической теории диода Пирса оказываются несправедливы [38].

В режиме спирального хаоса область в пространстве параметров обратной связи, в которой наблюдается стабилизация состояния равновесия, существенно меньше, чем в режиме ленточного хаоса (ср. рис. 9, а и б).

Анализ устойчивости того или иного состояния стабилизируемой

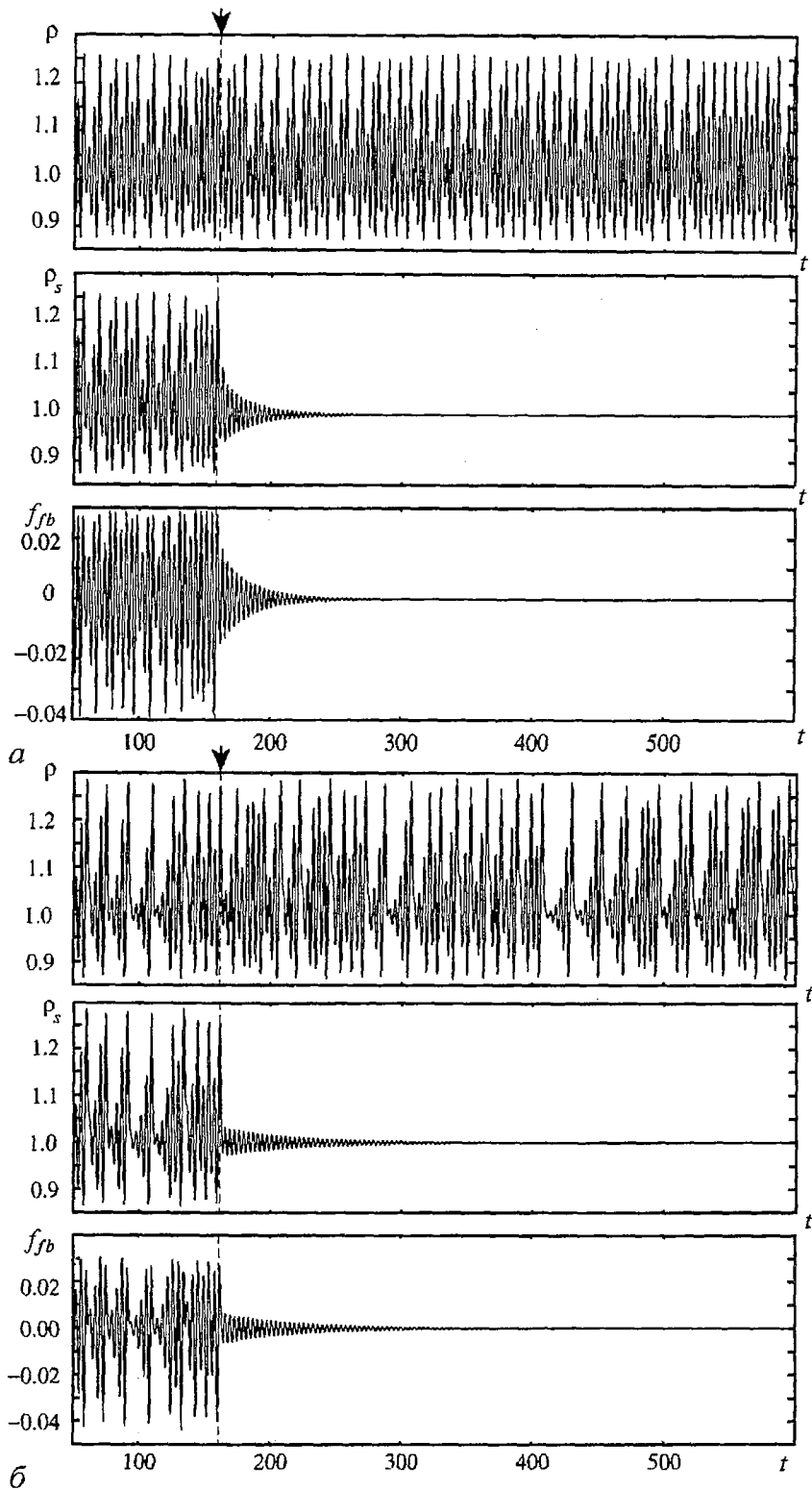


Рис. 8. Временные реализации колебаний $\rho(x_{\text{фик}}, t)$ в нестабилизируемой системе (верхний рисунок), $\rho_s(x_{\text{фик}}, t)$ в стабилизируемой системе (средний рисунок) и сигнал $f_{\text{fb}}(t)$ в цепи обратной связи с параметрами $k=0.8$ и $d=0.15$ (нижний рисунок) для: а - режима ленточного хаоса ($\alpha=2.862\pi$); б - спирального хаоса ($\alpha=2.857\pi$). Стрелкой отмечены моменты включения сигнала непрерывной обратной связи

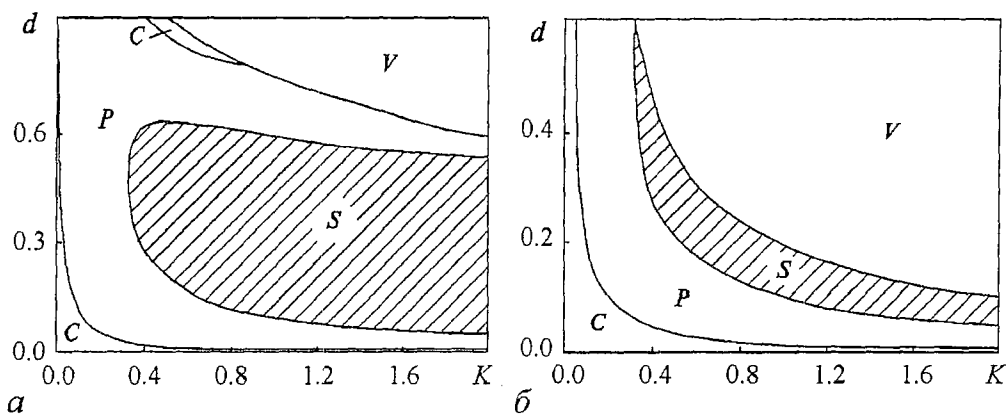


Рис. 9. Карты режимов колебаний в стабилизируемой внешней непрерывной обратной связью распределенной системе на плоскости управляющих параметров (K, d) для: *a* - режима ленточного хаоса ($\alpha=2.862\pi$); *б* - спирального хаоса ($\alpha=2.857\pi$). Заштрихована область стабилизации неустойчивого состояния равновесия

распределенной хаотической системы с управляемой обратной связью возможно провести с помощью расчета максимального ляпуновского показателя Λ [18]. При коэффициенте обратной связи $K=0$ величины ляпуновских показателей стабилизируемой системы совпадают с ляпуновскими показателями невозмущенной системы. Расчет максимального ляпуновского показателя осуществлялся с помощью алгоритма, описанного в предыдущем разделе статьи.

Рис. 10 демонстрирует зависимость максимального ляпуновского показателя Λ (32) от коэффициента K обратной связи для двух различных хаотических режимов (ленточного и спирального хаоса). Эта характеристика определяет границу применимости предложенного метода стабилизации хаоса. Так, подавление хаотической динамики в системе с обратной связью возможно только в тех интервалах K , где величина $\Lambda(K) < 0$. Этим интервалам соответствуют области P и S на рис. 9. Величина параметра K , при которой возникает стабилизация неустойчивого состояния равновесия (область S на рис. 9) показана на рис. 10 стрелкой для обоих типов хаотической динамики. Видно, что установлению

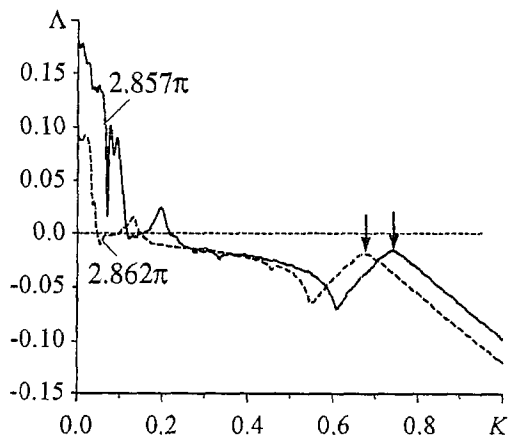


Рис. 10. Максимальный ляпуновский показатель Λ в зависимости от коэффициента K обратной связи. Штриховая линия соответствует режиму ленточного хаоса ($\alpha=2.862\pi$), сплошная - режиму спирального хаоса ($\alpha=2.857\pi$). Стрелкой отмечены значения K_c , начиная с которых наблюдалась стабилизация неустойчивого состояния равновесия

режима стабилизации предшествует рост ляпуновского показателя, а за порогом стабилизации $K=K_c$ величина $\Lambda(K)$ линейно падает. Такое поведение характерно для обоих типов хаотической динамики в исследуемой системе.

Возникает вопрос о стабилизации неустойчивого состояния равновесия в присутствии флуктуаций в системе. Для исследования влияния флуктуаций на управление хаосом в распределенной автоколебательной системе феноменологически заменим уравнение движения (2) на стохастическое дифференциальное уравнение с распределенным источником белого шума

$$\partial v / \partial t + v \partial v / \partial x = -E + D \xi(x, t), \quad (36)$$

где $\xi(x, t) = 0$, $\xi(x, t) \xi(x', t') = \delta(x-x') \times \delta(t-t')$, D - амплитуда белого шума.

Зависимость среднего значения сигнала обратной связи $\langle |f_{fb}(t)| \rangle$ от амплитуды D шума при двух различных значениях коэффициента K обратной связи показаны на рис. 11. Скобки $\langle \cdot \rangle$ означают усреднение во времени. Рис. 11 был построен для режима развитого спирального хаоса при параметре Пирса $\alpha=2.857\pi$. Управляющий сигнал обратной связи направляет систему к требуемому стабилизируемому состоянию даже при значительном уровне шума, сравнимом с амплитудой сигнала $\rho(x_{\text{fix}}, t)$. Присутствие шума приводит только к увеличению амплитуды управляющего сигнала в цепи обратной связи $\langle |f_{fb}(t)| \rangle$ и флуктуациям системы возле состояния равновесия с амплитудой порядка D .

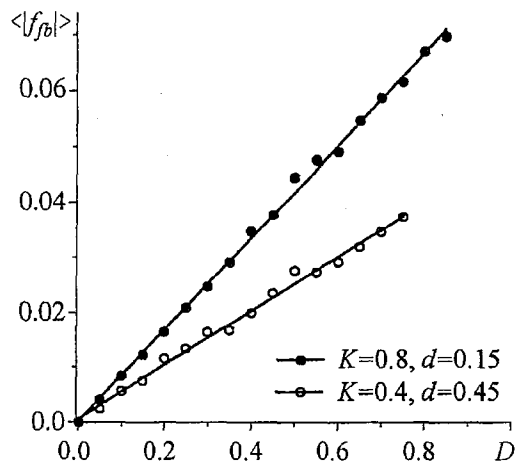


Рис. 11. Зависимость среднего значения сигнала обратной связи $\langle |f_{fb}(t)| \rangle$ от амплитуды D шума при различных значениях параметров обратной связи

Амплитуда $\langle |f_{fb}(t)| \rangle$ сигнала в цепи обратной связи, как видно из рис. 11, растет линейно с ростом амплитуды шума D , и тем больше, чем больше коэффициент K обратной связи. Отметим, что изменение длительности задержки в цепи непрерывной стабилизирующей обратной связи в пределах области стабилизации неустойчивого состояния равновесия в системе с распределенным источником шума (36), (3), (4) оказывает слабое влияние на величину $\langle |f_{fb}(t)| \rangle$ сигнала в цепи обратной связи.

5. Стабилизация неустойчивых периодических состояний с помощью непрерывной обратной связи

Простейшей схемой стабилизации выделенных в разделе 2 неустойчивых периодических состояний может стать схема, подобная описанной в предыдущем разделе, в которой сигнал обратной связи формируется следующим образом (см. формулу (35)):

$$\varphi(x=1.0, t) = f_{fb}^T(t) = K(\rho(x_{\text{fix}}, t) - \rho(x_{\text{fix}}, t - T_k)) = K\xi(t), \quad (37)$$

где T_k - длительность задержки в цепи обратной связи, равная временному периоду k -го неустойчивого периодического состояния. Здесь, как и в случае стабилизации состояния неустойчивого однородного равновесия, в качестве опорной точки x_{fix} , откуда снимается сигнал обратной связи, было выбрано $x_{\text{fix}}=0.2$.

Численное моделирование показало, что подобная схема является весьма эффективной для стабилизации неустойчивого периодического пространственно-временного состояния с наименьшим периодом T_1 . На рис. 12 показана пространственно-временная динамика системы (распределения плотности пространственного заряда $\rho(x, t)$) в случае свободных колебаний в системе и в режиме стабилизации неустойчивого периодического состояния. На представленных распределениях легко проследить особенности сложного пространственно-временного поведения исследуемой системы и перехода системы от режимов хаотических колебаний к периодическому поведению на основе стабилизируемого периодического состояния. Хорошо видно, что в течении 2-3-х характерных временных периодов T_1 в хаотической системе устанавливается

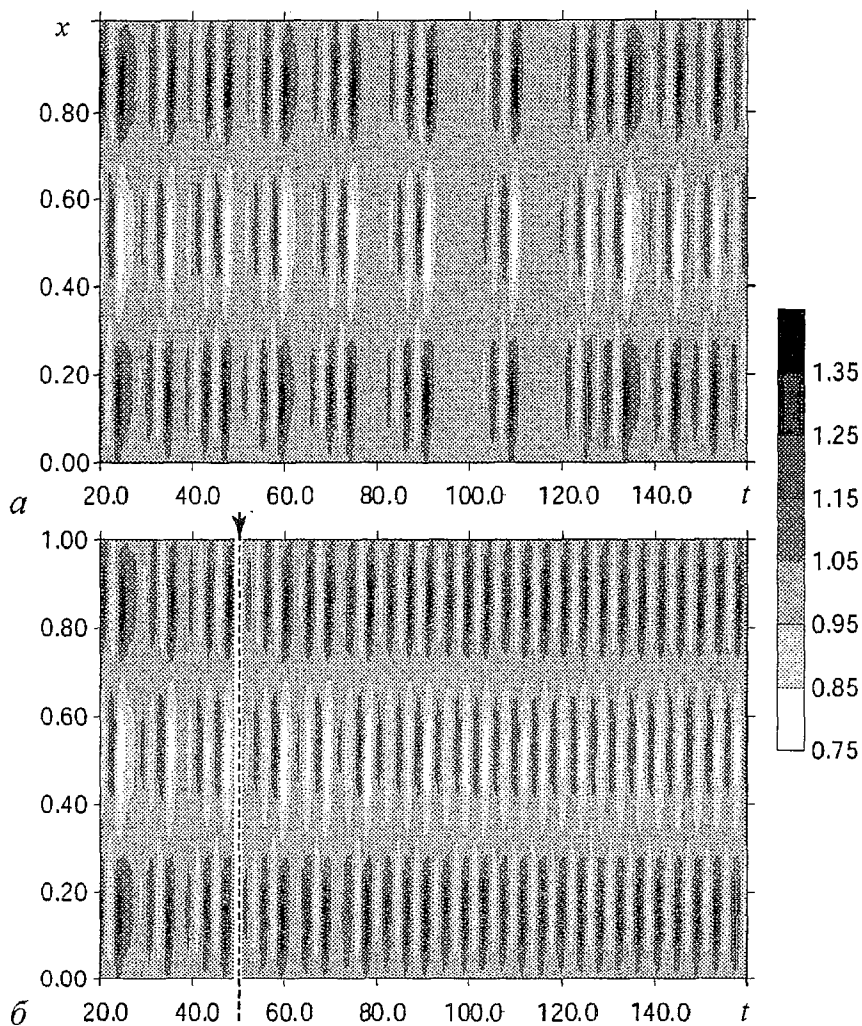


Рис. 12. Пространственно-временная динамика распределения плотности пространственного заряда $\rho(x,t)$ диода Пирса в режиме спирального хаоса (а) и в режиме стабилизации неустойчивого состояния наименьшего периода $T=4.173$ (б). Момент включения непрерывной обратной связи обозначен на рис. б стрелкой и штриховой линией

периодическая динамика, соответствующая динамике системы вблизи неустойчивого периодического состояния (см. рис. 5, а).

Особенности влияния на исследуемую хаотическую распределенную систему непрерывной обратной связи вида (37) можно проанализировать, рассмотрев зависимости максимальной ляпуновской экспоненты Λ и среднего значения $\langle \xi \rangle$ сигнала в цепи непрерывной обратной связи от коэффициента обратной связи K . Соответствующие зависимости (рис. 13), построены для случая длительности задержки в цепи обратной связи, равной периоду стабилизируемого состояния $d=T_1$.

При малых коэффициентах обратной связи в системе имеют место хаотические колебания, практически не отличающиеся от колебаний в системе без обратной связи, что демонстрирует рис. 14, а, на котором представлена временная реализация колебаний плотности пространственного заряда в сечении пролетного промежутка $x=0.2$ в системе без обратной связи. С ростом величины K наблюдается уменьшение сложности колебаний в системе (уменьшается величина максимальной ляпуновской экспоненты Λ) и одновременно уменьшается амплитуда сигнала $\langle \xi \rangle$ в цепи обратной связи. В некотором диапазоне

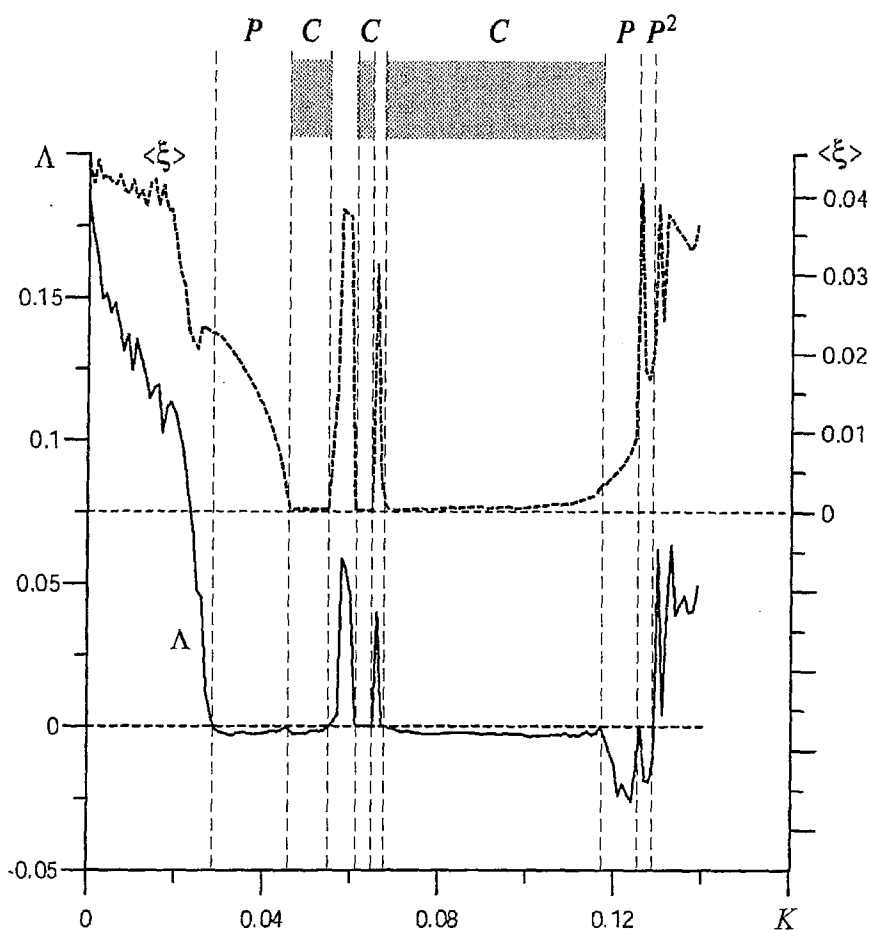


Рис. 13. Зависимость максимальной неустойчивой ляпуновской экспоненты (сплошная линия) и среднего значения сигнала в цепи непрерывной обратной связи (штриховая линия) от коэффициента K непрерывной обратной связи в режиме спирального хаоса ($\alpha=2.857\pi$). Область C (выделена серым цветом) - режим стабилизации неустойчивого периодического состояния наименьшего периода $T=4.173$ (сигнал в цепи обратной связи близок к нулю, $\langle \xi \rangle \approx 0$); область P - периодические колебания, сигнал в цепи обратной связи велик, максимальная ляпуновская экспонента $\Lambda < 0$; область P^2 - режим удвоения периода

коэффициента обратной связи сигнал обратной связи становится равным нулю (серая область C на рис. 13), а максимальная ляпуновская экспонента в этой области $\Lambda < 0$. Пространственно-временная динамика системы в этом случае точно соответствует ранее неустойчивому периодическому пространственно-временному состоянию. Это режим стабилизации хаоса, который иллюстрирует рис. 14, б, в, на котором показаны соответственно колебания плотности пространственного заряда в стабилизируемой системе и сигнал в цепи обратной связи.

На зависимости $\Lambda(K)$ также следует отметить области, в которых амплитуда сигнала обратной связи $\langle \xi \rangle$ не мала, однако величина $\Lambda < 0$. Это режимы, обозначенные на рис. 13 символом P , соответствуют периодическим колебаниям системы вблизи неустойчивого состояния равновесия. Вид периодических колебаний пространственного заряда и сигнала обратной связи для этого случая показан на рис. 14, г, д. Отметим также, что с ростом коэффициента обратной связи на базе режима P в системе имеет место удвоение периода колебаний (область P^2 на рис. 13 при больших K). При значениях $K > 0.15$ в системе наблюдается резкий рост амплитуды колебаний и, как следствие, отражения частиц в электронном потоке, так что исходная система гидродинамических уравнений становится несправедливой.

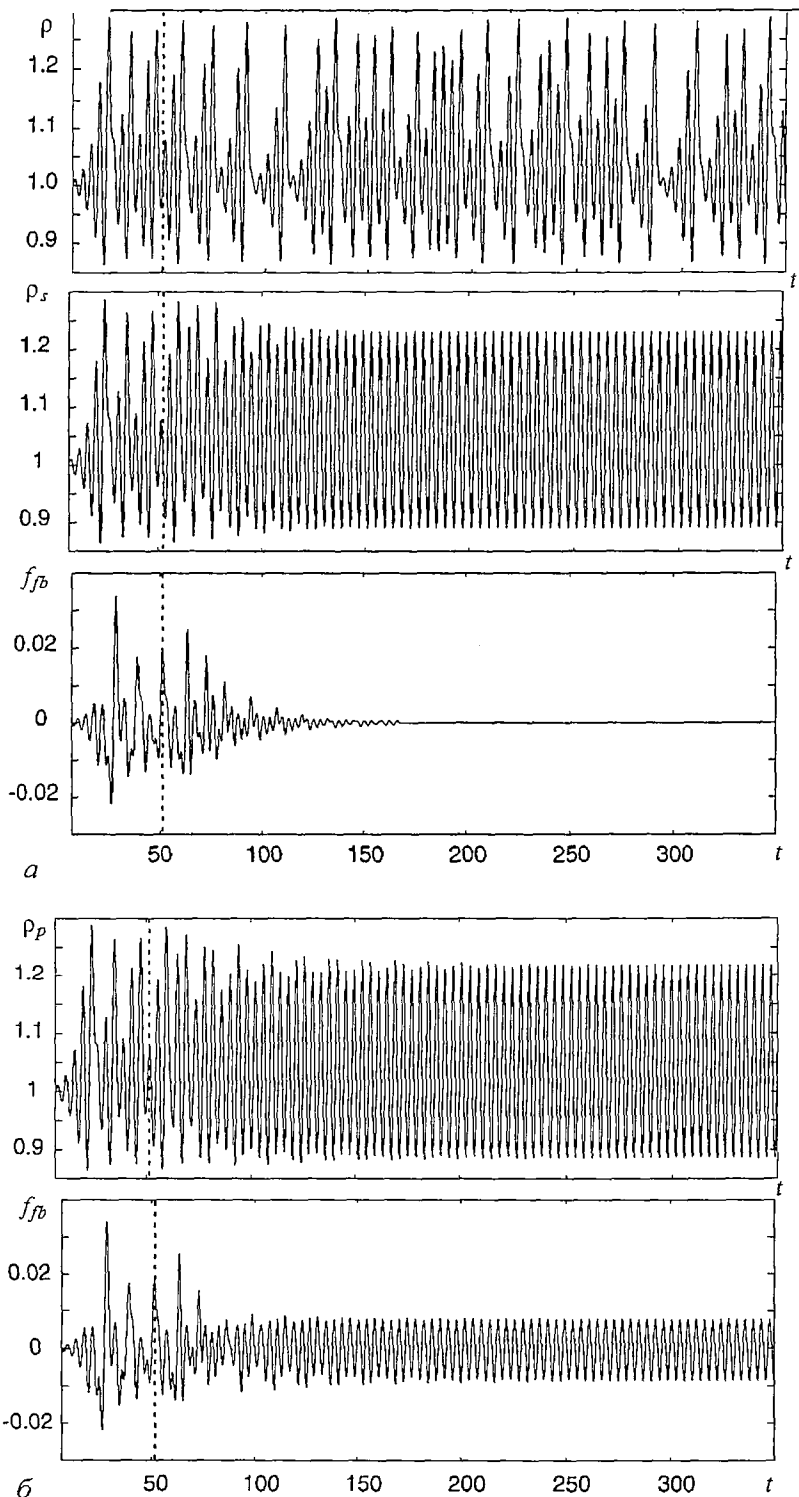


Рис. 14. Временные реализации колебаний: $\rho(x_{\text{fix}}, t)$ в нестабилизируемой системе (а); $\rho_s(x_{\text{fix}}, t)$ в стабилизируемой системе в режиме стабилизации неустойчивого состояния с наименьшим периодом ($T=4.173$, $K=0.07$, $d=T=4.173$) (б); сигнал $f_{fb}(t)$ в цепи обратной связи (в); $\rho(x_{\text{fix}}, t)$ и $f_{fb}(t)$ в системе в режиме периодических колебаний ($\Lambda < 0$), отличном от режима стабилизации неустойчивой орбиты ($K=0.035$, $d=T=4.173$) для режима спирального хаоса ($\alpha=2.857\pi$), соответственно (г) и (д). Стрелкой и штриховой линией отмечен момент времени включения сигнала непрерывной обратной связи

Однако стабилизация в режиме спирального хаоса неустойчивых состояний с периодом $T_k > T_1 = 4.173$ с помощью непрерывной обратной связи вида (37), как показал численный эксперимент, оказывается невозможной. Анализ схем управления хаосом с непрерывной обратной связью этого типа применительно к системам с малым числом степеней свободы, описываемых обыкновенными дифференциальными уравнениями, показал [61], что эффективная стабилизация неустойчивых периодических орбит возможна только в том случае, когда максимальная ляпуновская экспонента λ и период орбиты τ удовлетворяет следующему условию

$$\lambda\tau \leq 2.0. \quad (38)$$

Поэтому необходимо модифицировать схему (37) управления хаосом таким образом, чтобы была возможность стабилизации неустойчивых периодических состояний с большими значениями максимальной ляпуновской экспоненты и большими периодами T_k . Рассмотрим схему стабилизации неустойчивых периодических состояний, которая является одной из разновидностей методики К. Ругаса [18] управления хаосом, и, как следует из результатов численного эксперимента [62], в случае нелинейных систем с малым числом степеней свободы позволяет стабилизировать те неустойчивые орбиты, для которых не выполняется условие (38). Суть методики заключается в следующем [62]: сигнал непрерывной обратной связи формируется таким образом, что на поведение системы в момент времени t оказывает влияние не только состояние системы в момент времени $(t - T_k)$, но и в моменты времени $(t - mT_k)$ с некоторыми весовыми коэффициентами. Следуя работе [27], можно ожидать, что подобная схема будет эффективна и в управлении хаотической динамикой в распределенной автоколебательной системе.

Таким образом, непрерывная обратная связь при стабилизации неустойчивых периодических состояний с высшими периодами $T_k > T_1$ применительно к нашей задаче может быть формально описана следующим выражением:

$$\varphi(x=1.0, t) = K[(1-r) \sum_{m=1}^M r^{m-1} (\rho(x_{\text{fix}}, t) - \rho(x_{\text{fix}}, t - md))] = K\xi(t). \quad (39)$$

Здесь длительность запаздывания обратной связи d выбирается равной периоду T_k неустойчивого состояния; $M \gg 1$; величина r ($0 \leq r < 1$) характеризует вклад в сигнал обратной связи предыдущих состояний системы: малые величины r соответствуют малому вкладу в сигнал обратной связи предыдущих состояний, большие r - большому весу предыдущих состояний в сигнале (39). Случай $r=0$ соответствует случаю простейшей схемы (37) непрерывной обратной связи, которая рассматривалась выше. С ростом величины r , как следует из работ [27, 63, 64], существует возможность стабилизации тех неустойчивых периодических орбит с большими отношениями λT_k (38), которые невозможно стабилизировать с помощью стандартной схемы (37). Так, в работе [61] показано, что в случае применения схемы управления хаосом с непрерывной обратной связью вида (39) возможна стабилизация неустойчивых периодических состояний, для которых выполняется следующее оценочное соотношение

$$\lambda T \leq 2.0(1+r)/(1-r). \quad (40)$$

Применение схемы (39) для стабилизации неустойчивых состояний большого периода, для которых выполняется условие (40), наталкивается на необходимость точного определения периода неустойчивой орбиты T_k . При длительности задержки d непрерывной обратной связи (39), даже незначительно отличающейся от величины T_k , невозможно точно стабилизировать неустойчивое периодическое состояние системы, и в цепи обратной связи наблюдаются периодические колебания $\xi(t)$ с амплитудой, значительно превышающей уровень

шумов в системе. Как показал численный анализ, стабилизация неустойчивого состояния оказывается возможной только при относительной погрешности определения периода орбиты (и, соответственно, длительности запаздывания d в цепи обратной связи), меньшей 0.01%.

Для уточнения найденных в разделе 2 значений периодов T_k неустойчивых периодических состояний использовалась следующая методика вычисления периода неустойчивых орбит, предложенная в работе [65] для систем с малым числом степеней свободы и далее апробированная для пространственно распределенной хаотической системы [27].

При неточной «настройке» длительности задержки d в цепи обратной связи на период T_k неустойчивого k -го состояния система характеризуется отрицательной максимальной ляпуновской экспонентой, а в цепи обратной связи наблюдаются колебания с амплитудой, существенно превышающей уровень шумов в системе и происходящие с некоторым базовым периодом $\Theta \neq T_k$, зависящим от параметров K и d обратной связи (см. рис. 14, з, д). В работе [61] была найдена аналитическая оценка связи между неизвестным периодом T_k неустойчивого состояния, параметрами K и d непрерывной обратной связи и периодом Θ в следующем виде

$$\Theta(K, d) = T_k + \frac{K}{(K-g)}(d-T_k) + O((d-T)^2). \quad (41)$$

Здесь g - неизвестный параметр системы, который определяется видом нелинейной хаотической системы и зависит от вида и способа введения непрерывной обратной связи. Таким образом, в соотношении (41) есть две неизвестных величины - период T_k неустойчивого периодического состояния и параметр системы g .

Выберем два набора значений (K_1, d_1) , (K_2, d_2) , где величины $d_{1,2}$ выбираются близкими к найденным в разделе 2 периодам неустойчивых состояний. Определим для них Θ_1 и Θ_2 и численно решим систему двух нелинейных уравнений (41), найдя значения g и T_k . Далее в качестве d возьмем полученное значение T_k и повторим процедуру. После нескольких таких итераций окончательно определим с необходимой степенью точности значение периода неустойчивого состояния T_k , которое далее возможно стабилизировать с помощью схемы (39), подбирая соответствующее значение параметра K обратной связи.

Численный анализ стабилизации неустойчивых периодических состояний с помощью непрерывной обратной связи вида (39) показал, что существует возможность стабилизации орбит с периодом $T < 25.0$. Неустойчивые состояния с большим периодом стабилизировать не удавалось, хотя в системе устанавливались периодические колебания. Однако форма этих колебаний не была близка к виду неустойчивых периодических состояний, а сигнал в цепи обратной связи был велик, что не позволяло говорить о стабилизации хаоса в этом случае. С ростом периода T стабилизируемой неустойчивой орбиты необходимо было увеличивать параметры M и r для достижения эффекта управления хаосом. Одновременно с ростом периода неустойчивого состояния резко уменьшается диапазон коэффициента K обратной связи, в котором наблюдается стабилизация неустойчивого периодического во времени состояния.

Стабилизацию высших неустойчивых периодических состояний иллюстрирует рис. 15, на котором представлены характеристики системы с обратной связью вида (39). Значения параметров M , r и K обратной связи, при которых наблюдалась стабилизация неустойчивых состояний, представлены в подписи к рисунку. Точное значение периодов T неустойчивых состояний определялось по вышеописанной методике. На рис. 15 показаны орбиты с

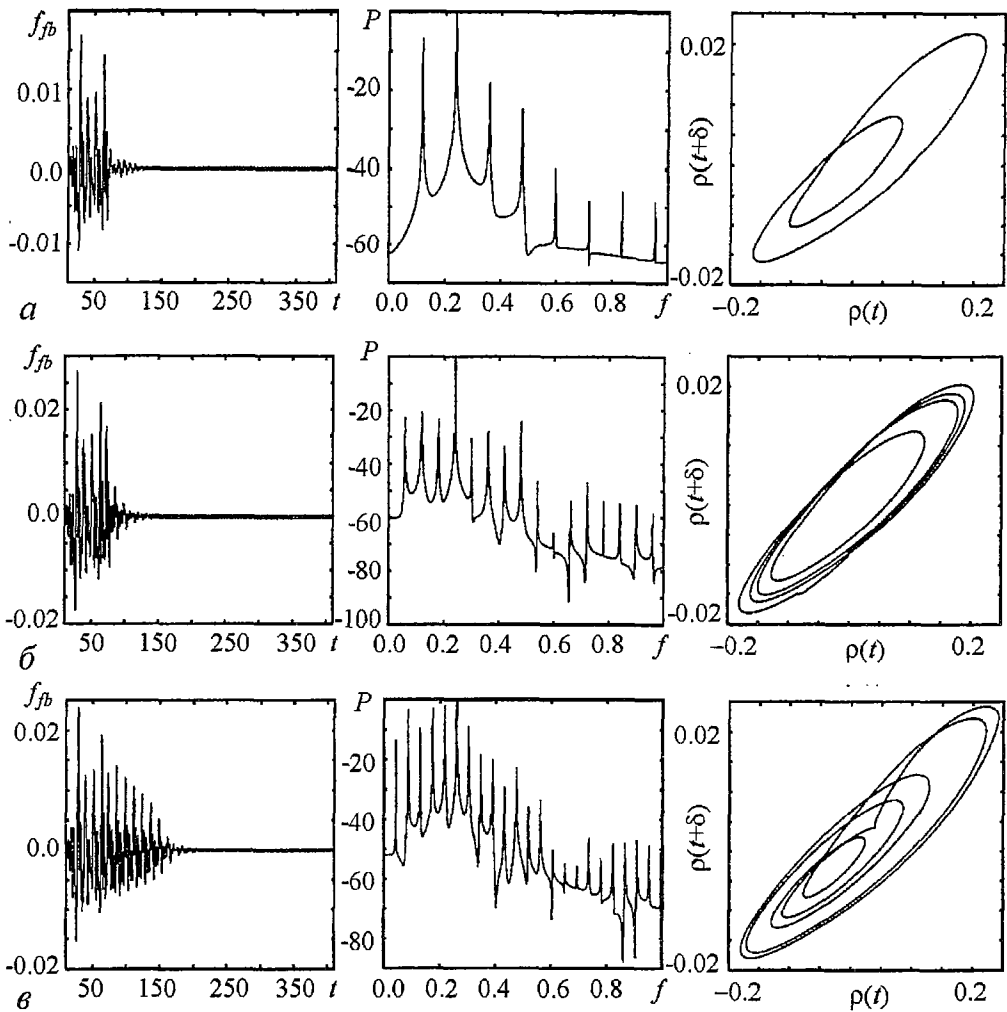


Рис. 15. Стабилизация неустойчивых периодических состояний высших периодов с помощью непрерывной обратной связи вида (39): а - $T=8.3829$, $M=3$, $K=0.03$, $r=0.2$; б - $T=16.6582$, $M=12$, $K=0.012$, $r=0.38$; в - $T=23.1286$, $M=20$, $K=0.008$, $r=0.56$. На рисунках представлены, слева направо: величина сигнала обратной связи f_{fb} как функция времени, спектр колебаний плотности пространственного заряда $\rho(x_{fix}=0.2, t)$ в стабилизируемой системе и фазовый портрет колебаний плотности пространственного заряда $\rho(x_{fix}=0.2, t)$. Обратная связь включается в момент времени $t=50.0$

периодами $T \approx 8$, $T \approx 16$ и $T \approx 23$. Последнее состояние является состоянием с максимальным периодом, которое удалось стабилизировать в режиме развитого хаоса ($\alpha = 2.857\pi$) с помощью предложенной и изученной в работе методике управления хаосом в распределенной автоколебательной системе.

Заключение

В представленной работе была рассмотрена возможность управления сложной хаотической динамикой в пространственно распределенной автоколебательной системе электронный поток со сверхкритическим током в диоде Пирса на основе идей управления хаосом в нелинейных системах с малым числом степеней свободы. Для управления сложной динамикой используется схема с непрерывной обратной связью, которая позволяет стабилизировать как неустойчивое состояние

равновесия, так и неустойчивые периодические во времени пространственно-временные состояния, аналогичные неустойчивым периодическим орбитам хаотического аттрактора динамических систем с малым числом степеней свободы. В работе также рассмотрена методика расчета характеристики, имеющей смысл максимальной ляпуновской экспоненты, применительно к распределенной нелинейной системе.

Авторы выражают благодарность чл.-корр. РАН, профессору Д.И. Трубецкову за интерес к данной работе и полезные критические замечания.

Работа поддержана программой CRDF (грант REC-006), программой Поддержки ведущих научных школ России, а также фондом некоммерческих программ «Династия» и Международным центром фундаментальной физики.

Библиографический список

1. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. Ижевск: РХД, 2000.
2. Кузнецов С.П. Динамический хаос. (Серия «Современная теория колебаний и волн»). М.: Физматлит, 2001.
3. Трубецков Д.И., Короновский А.А. Нелинейная динамика в действии. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2002.
4. Ott E., Grebogi C., Yorke J.A. Controlling chaos // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64, № 11. P. 1196.
5. Grebogi C., Ott E., Yorke J.A. Unstable periodic orbits and the dimensions of multifractal chaotic attractors // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 37, № 5. P. 1711.
6. Lathrop D.P., Kostelich E.J. Characterization of an experimental strange attractor by periodic orbits // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 40, № 7. 4028.
7. Schmelcher P., Diakonov F.K. Detecting unstable periodic orbits of chaotic dynamical systems // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79, № 25. P. 4734.
8. Dhamala M., Lai Y.-Ch. Unstable periodic orbits and the natural measure of nonhyperbolic chaotic saddles // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60, № 5. P. 6176.
9. Carroll T.L. Approximating chaotic time series through unstable periodic orbits // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 59, № 2. P. 1615.
10. Gallas J.A.C. Infinite hierarchies of nonlinearly dependent periodic orbits // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 63. P. 016216.
11. Romeiras F.J., Grebogi C., Ott E., Dayawansa W.P. Controlling chaotic dynamical systems // Physica D. 1992. Vol. 58. P. 165.
12. Ditto W.L., Rauseo S.N., Spano M.L. Experimental control of chaos // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65, № 26. P. 3211.
13. Hunt E.R. Stabilizing high-period orbits in a chaotic system: The diode resonator // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67, № 15. P. 1953.
14. Bielawski S., Derozier D., Glorieux P. Experimental characterization of unstable periodic orbits by controlling chaos // Phys. Rev. A. 1993. Vol. 47, № 4. P. R2492.
15. Shinbrot T., Ott E., Grebogi C., Yorke J.A. Using small perturbations to control chaos // Nature. 1993. Vol. 363. P. 411.
16. Ding M., Yang W., In V., Ditto W.L. Controlling chaos in high dimensions: Theory and experiment // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 53, № 5. P. 4334.
17. Friedel H., Grauer R., Spatschek H.K. Controlling chaotic states of a Pierce diode // Phys. Plasmas. 1998. Vol. 5, №9. P. 3187.
18. Pyragas K. Continuous control of chaos by self-controlling feedback // Phys. Lett. A. 1992. Vol. 170. P. 421.
19. Chen Y.H., Chou M.Y. Continuous feedback approach for controlling chaos // Phys. Rev. E. 1994. Vol. 50, № 3. P. 2331.

20. *Gauthier D.J., Sukow D.W., Concannon H.P., Socolar J.E.S.* Stabilizing unstable periodic orbits in a fast diode resonator using continuous time-delay autosynchronization // *Phys. Rev. E.* 1994. Vol. 50, № 3. P. 2343.
21. *Elmer F.-J.* Controlling friction // *Phys. Rev. E.* 1998. Vol. 57, № 5. P. 4903.
22. *Koumou Y.C., Wofo P.* Stability and optimal parameters for continuous feedback chaos control // *Phys. Rev. E.* 2002. Vol. 66. P. 036205.
23. *Roy R., Murphy T.W., Maier T.D., Gills Z., Hunt E.R.* Dynamical control of a chaotic laser: Experimental stabilization of a globally coupled system // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 68, № 9. P. 1259.
24. *Meucci R., Gadomski W., Ciofini M., Arecchi F.T.* Experimental control of chaos by means of weak parametric perturbations // *Phys. Rev. E.* 1994. Vol. 49, № 4. P. R2528.
25. *Meucci R., Ciofini M., Abbate R.* Suppressing chaos in lasers by negative feedback // *Phys. Rev. E.* 1996. Vol. 53, № 6. P. R5537.
26. *Tziperman E., Scher H., Zebiak S.E., Cane M.A.* Controlling spatiotemporal chaos in a realistic El Nino prediction model // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79, № 6. P. 1034.
27. *Franceschini G., Bose S., Schöoll E.* Control of chaotic spatiotemporal spiking by timedelay autosynchronization // *Phys. Rev. E.* 1999. Vol. 60, № 5. P. 5426.
28. *Lu W., Yu D., Harrison R.G.* Control of patterns in spatiotemporal chaos in optics // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 76, № 18. P. 3316.
29. *Martin R., Scroggie A.J., Oppo G.-L., Firth W.J.* Stabilization, selection, and tracking of unstable patterns by Fourier space techniques // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77, № 19. P. 4007.
30. *Gang H., Zhilin Q.* Controlling spatiotemporal chaos in coupled map lattice systems // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 72, № 1. P. 68.
31. *Grigoriev R.O., Cross M.C., Schuster H.G.* Pinning control of spatiotemporal chaos // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 79, № 15. P. 2795.
32. *Parmananda P., Hildebrand M., Eiswirth M.* Controlling turbulence in coupled map lattice systems using feedback techniques // *Phys. Rev. E.* 1997. Vol. 56, № 1. P. 239.
33. *Montagne R., Colet P.* Nonlinear diffusion control of spatiotemporal chaos in the complex Ginzburg - Landau equation // *Phys. Rev. E.* 1997. Vol. 56, № 4. P. 4017.
34. *Boccaletti S., Bragard J., Arecchi F.T.* Controlling and synchronizing space time chaos // *Phys. Rev. E.* 1999. Vol. 59, № 6. P. 6574.
35. *Bleich M.E., Hochheiser D., Moloney J.V., Socolar J.E.S.* Controlling extended systems with spatially filtered, time-delayed feedback // *Phys. Rev. E.* 1997. Vol. 55, № 3. P. 2119.
36. *Hochheiser D., Moloney J.V., Lega J.* Controlling optical turbulence // *Phys. Rev. A.* 1997. Vol. 55, № 6. P. R4011.
37. *Pierce J.* Limiting currents in electron beam in presence ions // *J. Appl. Phys.* 1944. Vol. 15. P. 721.
38. *Трубецков Д.И., Храмов А.Е.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков, Т. 1. М.: Наука. Физматлит, 2003.
39. *Незлин Н.В.* Динамика пучков в плазме. М.: ЭнергATOMиздат, 1982.
40. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А.* Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.
41. *Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С.* Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002.
42. *Клочков Д.Н., Рухадзе А.А.* Электромагнитная теория излучательной неустойчивости Пирса // *Физика плазмы.* 1997. Т. 23, № 7. С. 646.
43. *Трубецков Д.И.* Нелинейные волны, хаос и структуры в сверхвысоко-

частотной электронике: Обзор тематического выпуска // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Vol. 2, № 5. P. 3.

44. *Godfrey B.B.* Oscillatory nonlinear electron flow in Pierce diode // *Phys. Fluids*. 1987. Vol. 30. P. 1553.

45. *Анфиногентов В.Г., Трубецков Д.И.* Хаотические колебания в гидродинамической модели диода Пирса // *Радиотехника и электроника*. 1992. Vol. 37. P. 2251.

46. *Kuhn S., Ender A.* Oscillatory nonlinear flow and coherent structures in Pierce-type diodes // *J. Appl. Phys.* 1990. Vol. 68. P. 732.

47. *Trubetskov D.I., Mchedlova E.S., Anfinogentov V.G., Ponomorenko V.I., Ryskin N.M.* Nonlinear waves, chaos and patterns in microwave devices // *Chaos*. 1996. Vol. 6, № 3. P. 358.

48. *Трубецков Д.И., Анфиногентов В.Г., Рыскин Н.М., Тумов В.Н., Храмов А.Е.* Сложная динамика электронных приборов СВЧ (нелинейная нестационарная теория с позиций нелинейной динамики // *Радиотехника*. 1999. Vol. 63, № 4. P. 61.

49. *Трубецков Д.И., Ремпен И.С., Рыскин Н.М., Тумов В.Н., Храмов А.Е.* Управление сложными колебаниями в распределенных системах сверхвысоко-частотной электроники // *Радиотехника*. 2003. Vol. 67, № 2. P. 36.

50. *Matsumoto H., Yokoyama H., Summers D.* Computer simulations of the chaotic dynamics of the Pierce beam-plasma system // *Phys. Plasmas*. 1996. Vol. 3, № 1. P. 177.

51. *Ремпен И.С., Храмов А.Е.* Управление режимами колебаний электронного потока со сверхкритическим током в диоде Пирса // *Изв. РАН. Сер. физическая*. 2001. Vol. 65, № 12. P. 1689.

52. *Храмов А.Е., Ремпен И.С.* Влияние обратной связи на сложную динамику в гидродинамической модели диода Пирса // *Радиотехника и электроника*. 2002. Vol. 47, № 6. P. 732.

53. *Роуч П.* Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.

54. *Birdsall C.K., Langdon A.B.* Plasma physics, via computer simulation. NY: McGraw-Hill, 1985.

55. *Храмов А.Е.* Управление режимами колебаний в пучках со сверхкритическим током с помощью различных типов обратной связи // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2003. Vol. 11, № 2. P. 3.

56. *Ремпен И.С., Храмов А.Е.* Влияние степени нейтрализации электронного потока на нелинейную динамику в гидродинамической модели диода Пирса // *Радиотехника и электроника* (в печати).

57. *Takens F.* Detecting strange attractors in dynamical systems and turbulence. *Lectures Notes in Mathematics / Rand D., Young L.-S., ed., N.Y.: Springer-Verlag*, 198. P. 366.

58. *Aston P.J., Marriot P.K.* Waiting time paradox applied to transient times // *Phys. Rev. E*. 1998. Vol. 57. P. 1181.

59. *Hadyan N., Luevano J., Mantica G., Vaienti S.* Multifractal properties of return time statistics // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Vol. 88, № 22. P. 224502.

60. *Benettin G., Galgani L., Strelcyn J.-M.* Kolmogorov entropy and numerical experiments // *Phys. Rev. A*. 1976. Vol. 14. P. 2338.

61. *Just W.* Handbook of Chaos Control / H.G. Schuster, ed., Weinheim: Wiley-VCH, 1999.

62. *Socolar J.E.S., Sukow D.W., Gauthier D.J.* Stabilizing unstable periodic orbits in fast dynamical systems // *Phys. Rev. E*. 1994. Vol. 50, № 4. P. 3245.

63. *Bleich M.E., Socolar J.E.S.* Stability of periodic orbits controlled by time-delay feedback // *Phys. Lett. A*. 1999. Vol. 210. P. 87.

64. *Simmendinger C., Preiber D., Hess O.G.* Stabilization of chaotic

spatiotemporal filamentation in large broad area lasers by spatially structured optical feedback // Optics Express. 1999. Vol. 5, № 3. P. 48.

65. Kittel A., Parisi J., Pyragas K. Delayed feedback control of chaos by self-adapted delay time // Phys. Lett. A. 1995. Vol. 198. P. 433.

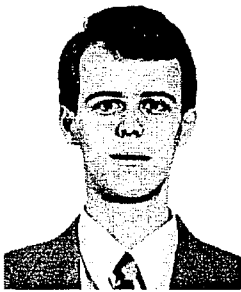
Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 1.10.03
после доработки 9.12.03

NUMERICAL STUDY OF CHAOTIC DYNAMICS CONTROL IN DISTRIBUTED ACTIVE MEDIUM

Koronovsky A.A., Rempen I.S., Hramov A.E.

We investigate the possibility of controlling of complex time space dynamics of distributed beam-plasma system (fluid model of Pierce diode) with the help of several methods worked out for finite-dimensional systems. In the framework of the problem we analyse the unstable time-space periodical states similar to the unstable periodical orbits observed in the systems with few degree of freedom. The method of calculating the highest Lyapunov exponent of the distributed active system is also described.



Короновский Алексей Александрович - родился в Саратове (1972), окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1995), кандидат физико-математических наук (1997). Доцент кафедры электроники, колебаний и волн СГУ. Область научных интересов - нелинейная динамика и ее проявления в различных сферах человеческой деятельности, в том числе нелинейная динамика социально-экономических процессов. Опубликовал в соавторстве с профессором Д.И. Трубецковым монографию «Нелинейная динамика в действии» (Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1996 год; 2-е издание - 2002 год). Автор ряда статей в центральной печати.



Ремпен Ирина Сергеевна - родилась в 1974 году, окончила физический факультет Саратовского государственного университета (1996). В настоящее время работает ассистентом на кафедре электроники, колебаний и волн СГУ. Область научных интересов - моделирование и анализ нелинейной динамики распределенных систем. Имеет ряд публикаций по указанной тематике.



Храмов Александр Евгеньевич - окончил физический факультет Саратовского госуниверситета (1996). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук по специальности радиофизика (1999). Доцент кафедры электроники, колебаний и волн факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов - радиофизика в той ее части, которая связана со взаимодействием свободных электронов с электромагнитными полями, нелинейная динамика распределенных активных сред, методы анализа и моделирования динамических систем. Опубликовал в соавторстве с чл.-корр. РАН, профессором Д.И. Трубецковым книгу «Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков» Том 1 (Москва: Наука, Физматлит, 2003) и в соавторстве с доцентом А.А. Короновским монографии «Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения» (Москва: Наука, Физматлит, 2003) и «Непрерывный вейвлетный анализ в приложениях к задачам нелинейной динамики» (Саратов: Изд-во ГосУНЦ, «Колледж», 2002). E-mail: aeh@cas.ssu.runnet.ru



ХАРИЗМА: РЕПЛИКАЦИЯ ВОСПРИЯТИЯ

Б.Н. Поизнер

Почему феномен харизмы заслуживает внимания социосинергетики? Как изменилось содержание понятия «харизма» от античности до наших дней? В чем особенность восприятия харизмы в русской культуре? Как выглядит окружение харизматика через призму нелинейной динамики? Автор стремится ответить на подобные вопросы, исходя из положения: распространение мнения о некой личности как харизматической - типичный случай репликации культурного образца. Автор опирается на работы по синергетике, культурологии, социологии, лингвистике, истории науки, философской антропологии, примеры стиля публицистов.

Часть 1

В первой части статьи дана краткая характеристика харизмы как психологического явления, восходящего к первобытному обществу. Раскрыта этимология слова «харизма», указаны константы и переменные смысла этого понятия. Предложено сравнить контексты, в которых используется понятие «харизма» в христианстве, иудаизме, восточной философии. Обсуждаются семантические особенности понятия «харизма» в русском, французском, английском языках.

Все беды человечества надо искать в непреодолимом физиологическом стремлении подчиняться группе и лидеру.

A. Koestler

Страшно боюсь тех, кто жаждет править душами. Что они будут делать с телами?

St.J. Lec

Игра людей в обществе (формулировка Ю.И. Неймарка [1]) предполагает синергию, когерентность (от лат. *cohaerentia* - «сцепление, связь») усилий, самовоспроизводство ситуаций, вытекающих из правил игры, непредсказуемость исхода. В основе одной из древних игр лежит представление о харизме, то есть наделенности «свыше» какого-либо лица, социального института, символа, ритуала исключительным - в восприятии приверженцев - свойством [2, с. 425; 3, с. 790-791]. Эти сверхъестественные качества личности вызывают преклонение перед ней и безоговорочную веру в ее возможности [4, с. 273].

Вера в харизму - отличительная особенность мышления и поведения представителей первобытных и им подобных обществ, то есть субъектов

«магического мира - как особой тотальности мировосприятия (мировоззрения), образа жизни и различных практик» [5, с. 2]. Раскрывая специфику такого сознания, Е. Никитаев подчеркивает: для этих субъектов «магический мир предстает так, словно бы в нем присутствует некая *универсальная амбивалентная субстанциальная сила-мощь (power)*» [5, с. 5]. Универсальность магической силы логично, в частности, понимать в смысле «исключительно личного магического могущества, *харизмы* того или иного лица (вождя, колдуна, знахаря и т.д.)» [5, с. 5]. Далее Е. Никитаев цитирует М. Вебера: «*Выходящие за пределы повседневности силы* стали называться «мана», «оренда», а у иранцев «мага» (отсюда - магический), которые мы будем определять термином «харизма». <...> Харизма может быть ... природным даром. Она может быть и искусственно сообщена объекту или лицу какими-то, конечно, необычными средствами... (если к тому у него были «задатки»)» [5, с. 6-7]. Добавим, что М. Вебер понимал харизму как «внеповседневные» качества человека (будь то действительные, мнимые или предположительные качества). Причем личная харизма является одним из оснований легитимной власти или влияния. Харизматическое господство основано на эмоционально окрашенной вере подчиненных в харизму. Согласно социологическому подходу М. Вебера, харизматик (харизматический лидер, то есть авторитетная личность, за которой идет масса) есть социальная репрезентация. Поэтому значимы не объективные личные качества лидера, а мнение о нем его приверженцев. Критерии отбора харизматиков могут варьировать [6, с. 123].

В христианской традиции харизматик есть, прежде всего, эталон. А для авторов XX в. он - носитель ответственности. Так, у К.Г. Юнга харизма объясняется как проявление коллективного бессознательного массы, которая не способна нести ответственность за свои действия и передает ее вождю [7, с. 118-119]. В социологии массой обычно называют бесформенную, хаотичную совокупность людей, общность которых базируется на общности эмоций. Содержанием коллективного бессознательного, по К.Г. Юнгу, являются архетипы - врожденные психические структуры, составляющие основу символики снов, мифов, фантастических образов. С позиции игры людей в обществе, харизма есть знаковая структура, особенности которой проявляются одинаково в тех или иных сообществах. В таком плане вопрос о харизме входит в компетенцию социальных наук, например, истории [8], политологии и кратологии (от др.-греч. *κράτος* - «власть») [9; 10], имиджологии [11], теории элит [12] и практики PR.

Тем не менее, динамическая сторона понятия (а точнее - концепта) «харизма» в литературе отчетливо не раскрыта. Напомним, что в лингвокультурологии основной единицей служит культурный концепт (от лат. *conceptus* - «мысль, понятие»), то есть многомерное смысловое образование, в котором слиты ценностная, образная и понятийная стороны [13, с. 40-41]. В социосинергетике описание харизмы как знаковой структуры тоже не разработано.

Поэтому целесообразно рассмотреть динамику концепта «харизма». В ценностном и семиотическом аспектах динамика проявляется в растянувшейся более чем на двадцать веков секуляризации (от лат. *saecularis* - «светский»), то есть в освобождении от исключительно религиозного толкования содержания понятия «харизма». Кроме того, предлагается интерпретировать отношение к харизме как фактор нелинейной динамики в сообществе. При таком подходе интересны процессы, вызванные деятельностью харизматика. Он увлекает за собой других членов сообщества благодаря производимому им аффективному (от лат. *affectus* - «душевное волнение, страсть») типу социального действия, но совсем не обязательно из-за рационального восприятия его идей. Зарождение, развитие и разрушение этих процессов удастся истолковать с позиций

социосинергетики, привлекая понятие репликации, то есть самовоспроизводства, культурных образцов и архетипов [14; 15]. Актуально ли такое занятие?

В порядке оправдания его заметим, что сюжет о пришествии (лже)харизматика [16-22] поучителен для наших соотечественников. «Как известно, в России всего меньше боятся утопии», - констатировал Максим Горький в страшном 1919 г. (цит. по [19, с. 5]). Доверчивые и склонные к подражанию массы ее обитателей не раз вручали власть над своими душами, а с ней - судьбу народа - сомнительным фигурам, не выдержавшим «испытания на человечность» (выражение Ю.М. Лотмана - цит. по [22, с. 151]). Причем говорить об этом в *plusquamperfectum* пока нет оснований.

Чем яснее механизмы формирования авторитета харизматической личности, тем рациональнее воспринимаются особенности отечественной культуры, ее инвариантов и нашего национального характера. Последний проявляется и в этнической самооценке, то есть в сумме суждений «русских о русских», определяющих гамму взаимоотношений русских с русскими. В сфере самооценки национально-культурной специфики мы сталкиваемся с причудливой смесью кокетливой апологии, фундаментальной критики, невольной демонизации, эффектной романтизации. По-видимому, с такой пестротой взаимно связан широкий спектр исторических и недавних деяний, совершенных русскими *pro et contra* русских. Но и выводы иностранцев о нас не звучат в унисон. Относящиеся сюда факты, идеи, трактовки, проекты, мифы в изобилии содержат самые разные издания последних лет, скажем, [16-71]. Из чтения их можно установить, какой комплекс условий и причин снизил социокультурный иммунитет России против воздействия тех, кто вызвался быть ее проводником в будущее.

Кроме того, лекторы, опирающиеся на опыт авторов работ [72-84], могут использовать наш сюжет в курсах нелинейной динамики для гуманитариев и социальной синергетики для студентов физических специальностей.

1. «Харизма»: этимология и производные

Чистый дар - это то, о чем не знает ни дающий, ни получающий.

J. Derrida

Слово «харизма» (ударение на первом слоге) означало у древних греков (*χαρισμα*): «милость оказанную, дар, подарок» [85, с. 1339; 86, с. 224]. Происхождение его связано с древнегреческим термином *χαρισ*, передававшим понятия безвозмездности и признательности. Слово *χαρισ* имело, в частности, значения: «благодарность, благоденствие» [87, с. 141], «милость, расположение, дар». Оно составляло основу таких выражений, как *χαρις φερειν* - «оказывать кому-либо милость»; *εν χαριτι* - «по милости, по любви» [85, с. 1338]. Лингвисты сравнивают древнегреческий корень *χαρ-* с санскритским *har(ya)* - «испытывать удовольствие». Однако употреблением слова *χαρισ* не только подчеркивается понятие удовольствия (в том числе - физического), но и выражается категория «благодарности» [87, с. 142]. Для понимания смыслового оттенка античного концепта «харизмы» существенно замечание Э. Бенвениста: сугубо экономический процесс (взаимного обмена услугами и оплаты долгов) может быть произвольно прерван невознаграждаемой услугой, дарением в знак благодарности, чистой «благодарностью», открывающей дорогу иной взаимности. Этот особый обмен составляет кругооборот благодарности и признательности, когда нечто отдается безвозмездно, предлагается в знак «благодарности» [87, с. 143].

Добавим, что в мифологии архаической Греции Хариты (*Χαριτες*), две дочери Зевса, - богини плодородия и двух времен года. Позднее Харит стали почитать (как и богинь судьбы) в виде триады, олицетворяющей красоту, радость и женскую прелесть [88, с. 37-38]. Среди личных русских имен греческого происхождения известны Харит и Харита (*Χαριτος*), или Хариса (*Χαρισ*) - «прелесть, красота, изящество»; Харитон и Харитина (вариант - Харитинья [89, с. 463]), что означает «красота, слава, благосклонность» - эпитет Зевса [90, с. 175]; а также Хариесса (*Χαριεσσα*) - «исполненная прелесть, милая, изящная» [85, с. 1338; 89, с. 463; 90, с. 188].

Влияние термина *χαρις* подготовило религиозный смысл латинского существительного *gratia* - «благодарность». Оно является производным от прилагательного *gratus*. Его значение применимо к двум участникам события: к тому, «кто принимает кого-либо благосклонно; кто выказывает ему благоволение»; и к тому, «кого принимают благосклонно; кто приятен» [87, с. 141]. В древнем Риме триада Харит получила название Граций. Для гениев европейского Просвещения, ориентировавшихся на античность, образ Харит определял содержание соответствующего понятия. «То, что называется грацией, - разъяснял И.Г. Гердер, - а в ее высшей форме - чувственной прелестью, греки называли *χαρις*, римляне - *venustas*; они говорили об этом с особой нежностью <...> они рассматривали чувственную прелесть как один из самых чистых божественных даров, как ту истинно небесную грацию, которая даже не обнаруживает себя обычному глазу смертных. <...> Эта грация - отличительное достояние небесной Афродиты» (цит. по [91, с. 15-16]). В русском литературном языке XVIII-XIX вв. слово «грация» было синонимом красавицы. В современном лексиконе «грация» означает всего лишь изящество, красоту в движениях. Э. Бенвенист утверждает, что на примере *gratia* можно видеть, как религиозный термин («благодать» или «ниспослание благодати») начинает использоваться в экономической сфере, выражая новое понятие *gratis* («безвозмездность, бесплатно, чтобы доставить удовольствие»). Например, *gratis habitare* означает «жить бесплатно, не платя за жилье» [87, с. 142]. Читателю ясен мирской смысл слова *gratis* - «только за благодарность», откуда английское *grant*, - «дар, пожертвование, безвозмездная дотация, или грант» [92, с. 101].

В текстах Ветхого Завета термином *χαρις* переводилось древнееврейское понятие *хэн*. Оно служило, «во-первых, для обозначения таких свойств в предметах, которые возбуждают чувство эстетического удовольствия: приятности, красоты, изящества <...>; во-вторых, и преимущественно, для обозначения чувствований симпатических: применительно к Богу в Его отношениях к людям, означая милость, благоволение, например, когда говорится о Ное, Аврааме, Лоте, Моисее и др., что они обрели благодать у Бога <...>; применительно к людям в их отношениях к другим - сочувствие, благосклонность» [93, с. 332].

2. «Харизма»: смысловые и лингвоэтнокультурные оттенки

...даром дар получив, даром дар и раздам.

Н. Горбаневская

Харизма - архаизм.

Авалиани Д.М. [Анаграмма]

В новозаветной традиции слово *χαρισμα* стало означать «божий дар, благодать», вливаемую Богом в человеческую душу. Отсюда происходит термин «евхаристия» (*ευχαριστια*, букв. - «благодарение») - христианское Таинство Причащения [94, с. 71; 95, с. 504]. В эпоху гонений на первых христиан «не только

совершение этого таинства, но самое название его скрывалось от всякого лица, не принявшего еще крещения. <...> Вместо него употребляли условное выражение: то αγαθον (добро, благо)» [94, с. 71].

В Новом Завете благодать изображается как сила, обитающая в человеке и в нем могущественно действующая. С помощью такой силы человек в состоянии сделать больше того, чем может желать. Применительно к людям понятие харис иногда употребляется в смысле благодарности [93, с. 332]. Новозаветный концепт «харизма» разъяснен в тексте I Послания к Коринфянам Апостола Павла (гл. 12, ст. 1, 5-11). Оно толкует харизму как особую благодать, связанную с каким-либо конкретным даром [13, с. 591]. Согласно канонической интерпретации, дары благодати (χαρισματα) - особые проявления силы Святого Духа в верующих, служащие для созидания церкви и спасения людей. Их классифицируют по трем триадам: 1) тройные дары откровения: мудрость, знание и умение различать духов, то есть способность отличать божественное вдохновение от человеческого самообмана, и вообще мудрое различение истины и лжи; 2) тройные дары силы: вера, чудеса и исцеление; 3) тройные дары речи: пророчества (прозрение в сокровенные пути промысла и тайны человеческого сердца), глоссолалия (от др.-греч. γλωσσα - «речь, говор, непонятное слово» + λαλέω - «говорить»), то есть способность внезапного появления умения говорить на других языках, и толкование языков (этот дар состоит в переводе на понятный язык сказанного на других языках и в толковании сказанного) [93, с. 332]. Следовательно, харизмы различны (у одного человека это мудрость, у другого - знания, у третьего - вера и т.д.), но все они есть проявления в человеке одного и того же Божия дара [13, с. 591].

Такая благодать фатальна, предопределенна и представляется как милующая любовь по отношению к грешнику, в силу которой Бог предлагает ему принять ничем не заслуженный дар спасения. Отличительная черта этого свойства Божия в том, что оно действует независимо ни от каких заслуг со стороны человека, «изливается на него свободно, как чистый дар Божий, а не как что-либо должное, на что человек имел бы право» [93, с. 332].

В христианской религии харизматическим статусом могут быть наделены также предметы и пространство. Таковы образы, святые дары и реликвии (от лат. *reliquiae* - «остатки, останки»), то есть то, что осталось от мученика и всякого святого: части его тела (мощи) или одежды, орудия, которыми был он истязуем, употреблявшиеся им вещи. И места, где пребывали святые, где они прославились или явили чудо. Реликвии почитаются верными как святые [96]. В реликвии, следовательно, заключается харисма, божественная благодать. В период от поздней античности до Реформации отношение к культовому образу со стороны общества, верующих и богословов испытало сложную эволюцию [97]. Место иконопочитания в русском культурном сознании XIX-XX вв., включая восприятие иконы в эмиграции и в СССР, также испытало динамику. Изучение этого феномена, в особенности, изменений ценностных и эстетических установок у иконописцев в России, Европе и США в 1990-е гг. еще не закончено [98-100].

Насколько можно судить, и в восточной культуре можно обнаружить подобное благоговейное отношение к определенным предметам. Действительно, если обратиться, например, к древней японской традиции, то в ней находим эстетико-философскую категорию *моно-но аварэ* («чары вещей»). Особенность здесь заключается в том, что сакральная телесность художественной вещи неотделима от деятельности мастера, сотворившего ее благодаря *мономанэ*, то есть (правильному) «подражанию» ее природной сущности, ее Дао [101, с. 188]. Другое близкое по содержанию понятие *мацури* выражает пространственно-временной аспект возможного общения людей с божествами. Оно происходит от

глагола «благоговеть» или «служить с почетом кому-то высшему». Слово *мацури* толкуют еще и как «ожидание в данное время в определенном месте чего-то пока невидимого, что непременно появится и что надлежит приветствовать с большим уважением» [102, с. 216-217].

Но вернемся к христианскому вероучению. Согласно ему, дарами силы (способностью творить чудеса, исцелять) бывает наделена икона (чудотворный образ). Здесь вспоминается также легенда о Святом Граале - предмете, совмещающем физический и духовный планы [103, с. 26]. Когда некоторые западные гуманитарии конца XX в. формулируют ценностные характеристики духовно значимых фигур и созданных ими произведений искусства, они употребляют язык, близкий к богословскому. Так, сравнивая позиции немецкого историка литературы В. Беньямина (1892-1940) и современной исследовательницы искусства в контексте антропологии К. Палья (США), профессор Кембриджского университета М. Эдмундсон пишет: «Качество, местонахождение которого Палья пытается определить, сродни тому, что Беньямин - критик с более ощутимым религиозным устремлением - называл аурой. Палья просто говорит об этом как о харизме, сиянии, источаемом нарциссической личностью, или, как можно предположить, предметом искусства, из которого исходит красота, равновесие и самообладание, кажущиеся сверхчеловеческими» (цит. по [104, с. 44]).

А время? Не обладает ли и оно - в какие-то периоды и в восприятии людей с определенной ментальностью - дарами силы? Правомерно ли искать для времени аналогию со священными пространствами в тех или иных культурах? В пользу нашей догадки можно привести размышление историка-медиевиста (от лат. *medium aevum* - средние века) А.Я. Гуревича. «Я решаюсь настаивать на том, - пишет ученый, - что средневековый монарх, церковный или светский, воплощал время, царившее в пределах, на которые распространялась его сакральная власть. В изучаемую нами эпоху время отнюдь не представляло собой некую этически нейтральную протяженность и обладало качественными параметрами, мистическим образом сопряженными с особой монарха. В некотором смысле время не только насыщало особу властителя своеобразной силой, но, в свою очередь, определялось его «харизмой»» [105, с. 228].

В средневековом иудейском мистицизме, принявшем в XII в. форму доктрины, называемой Каббала (от иврит. *каббел* - «получать», то есть получать откровение [106, с. 345], или от *каббалах* - «принятие, предание» [3, с. 299]), не удастся найти аналог понятия благодати. Каббала выдвигает принцип «Сотворил Творец для выполнения». Современный комментатор толкует его так: «Творец не нуждается в какой-то работе со стороны творения. Он создал творение незаконченным специально, чтобы предоставить человеку возможность доделать себя. Творцу было необходимо предоставить человеку какую-то часть работы в творении, как будто Сам Он вместо человека выполнить ее не мог. И это потому, что человек, исправляя себя, приобретает при этом такие возможности (*килим*), стремления, желания, которые Творец в нем изначально сотворить не смог. <...> Со стороны Творца это говорит именно о Его совершенстве, потому что смог создать столь несовершенное творение, но при этом дать ему возможность самому достичь совершенства» [107, с. 176].

Если отвлечься от религиозного аспекта, то изложенную схему эволюции личности естественно ассоциировать с концепцией автопойесиса Х. Матураны и Фр. Варелы (их неологизм *autopoiesis* можно перевести как «самотворение, самосозидание»), а также с принципом самодоотраивания, разработанным Е.Н. Князевой и С.П. Курдюмовым [77, с. 216-219] для объяснения механизмов творческого акта. Добавим, что А.Ф. Лосев, выступая оппонентом иудаизма,

противопоставлял идеи Каббалы христианскому пониманию благодати. (В декабре 1929 г. он направил в Главлит, то есть советскую цензуру, заявление в связи со своими «контрабандными вставками» запрещенных фрагментов в сочинение «Диалектика мифа», что стало предлогом для ареста в 1930 г., заключения в одиночке и концлагеря [108, с. 401].) Философ, в частности, утверждал: «Израиль хочет создать себе спасение своими собственными руками, поэтому израильская стихия и лежит в основе ново-европейской культуры. Возрождение, Просвещение, Революция - все это имеет под собой опыт сведения Благодати, которая дается даром и по неизвестному определению, на естественные усилия человека, которые должны быть вознаграждены по справедливости и в которых нет ничего таинственного, но все телесно и чувственно-реально. Каббала есть принцип человеческого естества, активно направленного против стихии Благодати» [109, с. 121].

Надо пояснить, что критикой Возрождения А.Ф. Лосев поддерживал позицию П.А. Флоренского [110, с. 26-30; 111]. А тезис: «израильская стихия лежит в основе ново-европейской культуры» - следует, видимо, воспринимать как напоминание об интересе гуманистов к содержанию Талмуда. Этот свод религиозных и гражданских норм евреев, а также прений по ним (порою шедших в скрытой полемике с догматами христианства), формировался в I в. до н.э. - VI в., а в III в. ему придали письменный вид [112, с. 9]. В X в. «талмудическая диалектика заняла свою особую нишу в системе утверждавшейся европейской образованности». В Европе начала XIII в. Талмуд стали сжигать (как культурный образец, потенциально конкурентный христианству), но с 1483 г. его там начали и печатать [110, с. 28, 35-36]. Согласно современному взгляду, «возрожденческая концепция уникальности человеческой личности в определенном смысле имела явно талмудические корни» [110, с. 30] (см. также [113-117]).

С христианской точки зрения, «появление благодати всегда таинственно» [118, с. 127]. Здесь не ставится задача описать феномен стяжания благодати (κτῆσις τῆς χάριτος), а также формы самосознания последнего, особенности психической конституции харизматика, отразившиеся в текстах, созданных в лоне христианской традиции, и т.п. Но, говоря о харизме как Божьей благодати, нельзя не указать на «цельный, единоплавленный антропологический процесс («Духовный Процесс»), восходящий к трансформации человеческой природы - *обождению* (τεωσις), причем не эволюционным, не телеологичным и не «естественным» путем, а «сверхъестественно», благодатно и свободно - в особой установке *синергии*» [118, с. 14]. В указанном смысле термин «синергия» (от др.-греч. συνεργία или συνεργεία - «содействие, соучастие») впервые встречается у византийского теолога св. Григория Паламы (1296-1359). Смысл синергии знаток этого вопроса С.С. Хоружий комментирует так: «Православие полагает стяжание благодати актуальным соединением тварных энергий человека и нетварной Божественной энергии. Соединение же значит единое, согласное действие обеих энергий, их взаимную со-действенность, «со-энергетичность», что соответствует греческому термину συν-εργεία. Синергия, соработничество Божественной и человеческой энергии - ключевой элемент всей икономии (от др.-греч. εἰκος - «приличное, естественное» + νόμος - «закон, обычай». - Прим. авт.) богообщения. «Христианская жизнь - это согласие двух волей: Божественной и тварной человеческой», - говорят Софроний и Силуан» [118, с. 127]. Сходные с учением Г. Паламы положения о многообразии действий Творца, в которых Он себя являет и в которых Его присутствие верующий может познать на опыте, развивал еврейский религиозный мыслитель Моисей Маймонид (1135-1204) [119, с. 64, 79]. (Сопоставление иудаизма и православия не должно удивлять: оно, например, вскрывает новые факторы эволюции и бифуркаций в русской литературе XIX-XX вв. [110, 120-124].) Согласно разъяснению, которое С.С. Хоружий дал имяславческой

традиции (развитой усилиями С.Н. Булгакова [125], П.А. Флоренского [126], А.Ф. Лосева [127]), если Имя Божье явлено в форме проречения либо начертания, то это уже есть акт синергии [128].

Состояние, равносильное или близкое к синергии, обнаруживается, по нашему мнению, в толковании каббалистического принципа «Сотворил Творец для выполнения». Согласно комментатору, если человек целенаправленно занят самосовершенствованием, то Творец «как бы делает его Своим напарником. <...> Человек при этом ощущает на себе одновременно два воздействия: частное и общее управление, называемое АВАЯ-ЭЛОКИМ: с одной стороны, человеку кажется, что все, что оставил Творец, человек должен сделать сам, с другой сторон, он видит, как Творец действует через него. Взаимное постижение этих двух созидательных сил - своей собственной и Творца - это и есть ощущение наивысшего наслаждения и совершенства. Человек - АВАЯ чувствует, что сливается с высшим управлением - ЭЛОКИМ» [107, с. 178-179]. Характерно, что в сходном контексте, раскрывая природу благодати, С.С. Хоружий прибегает к коитальной аналогии: «На биологическом уровне генетический код есть бог, либидо - Божественная энергия или благодать, и половая возбужденность в своем пике - синергия, соединение энергий Бога и человека. Сохраняется также свойство асимметричности синергии: активная, «совершающая» роль принадлежит благодати, а тварные энергии должны лишь создать для нее условия, сделать человека «прозрачным для благодати»» [129, с. 286].

Некоторое представление о месте рассматриваемых категорий в русской языковой картине мира дают словари: церковно-славянский и В.И. Даля. Так, производным от *χαρις* является древнеславянское слово *харь* - «приятность, благорасположение» (название города Харькова М. Фасмер возводит к имени казака Харько, уменьшительному от имени Харитон [86, с. 225]). Отсюда и украинское *гарний* - «красивый, производящий эстетическое впечатление». А старинный глагол *харизати* означал «дарить» [95, с. 782]. Приводя архаизм *харизна* (ударение на -и-), М. Фасмер так раскрывает его значение (ссылаясь на В.И. Даля [130, с. 1167]): «общинная помощь при трепке льна и угощение», а его возможный этимон - *χαρισμα* [86, с. 224].

В толковых словарях русского языка термина «харизма» нет. Даже у В.П. Сомова в глоссарии редких и забытых слов XVIII - начала XX вв. [131] находим лишь «хариты». Только в лексиконах иностранных слов, в философских энциклопедиях и словарях мистических терминов присутствует «харизма». Поэтому логично утверждение Ю.С. Степанова о том, что в русском быту это понятие до последнего времени оставалось незамеченным. То есть концепт «харизма» в отечественной культуре - новый, а словосочетание «харизматическая личность» можно рассматривать как неологизм. Тем не менее, последний мало-помалу приобретает особое значение, так как многие мыслящие люди полагают, что русская жизнь регламентируется не столько законами, сколько влиянием харизматически одаренных (в нравственном отношении) личностей [13, с. 592].

Только ли русская? Если верить живущему в США философу Вадиму Россману, европейское сознание XX в. видит недостаток нынешнего политического устройства и управления в том, что при демократии - вопреки видимости - решения верховных органов власти никак не выражают непосредственного народного импульса. Последний «имеет гораздо больше шансов быть выраженным харизматическим лидером, который интуитивно чувствует или угадывает умонастроения народа» [132, с. 66]. Другой философ, Михаил Рыклин, доказывая несостоятельность «мифа о необыкновенных прогностических способностях интеллектуалов» на примерах Ф. Кафки, М. Хайдеггера, Б. Брехта и др., пишет: «При жизни и после смерти они были харизматическими лидерами

разных групп чтения, и в глазах членов этих групп их тексты обладали огромной прогностической силой» [133, с. 29-30].

Английское слово *charisma* ['kærɪzɪzmə] (множеств. *charismata*) традиционно переводится как 1) божий дар, 2) искра божья, обаяние; умение (вести за собой, управлять и т.п.), 3) гениальность (о художественном даре или исполнении) [13, с. 590]. Для сравнения сообщим, что «*The Pocket Oxford Dictionary of Current English*» (ed. by R.E. Allen, 1984) указывает более узкий спектр значений: *ability to inspire followers with devotion and enthusiasm; divinely conferred power or talent* - (и ударение на втором слоге: [kær'ɪzɪzmə]). Показательно, что в популярном американском издании «*Webster's New World Thesaurus*» (by Ch. Laird, 1974) термин *charisma* отсутствует.

Французский «Словарь новых слов» П. Жильбера (1980) определяет *charisme* (произносится с начальным -к-), муж. рода, как влияние, силу воздействия (буквально «сияние» - *rayonnement*) исключительной личности. Ю.С. Степанов усматривает существенный нюанс: в современном французском языке слово *charisme* употребляется и с неопределенным артиклем, именно потому, что харизм может быть много разных [13, с. 591]. Иллюстрацию к этому наблюдению мы находим, например, в диалоге Пьера Шампиона с писателем Анатолем Франсом о личности Жанны д'Арк. А. Франс заявляет (словно формулируя идею М. Вебера): «Жанна сама по себе была ничтожна, но тотчас же образовавшаяся вокруг нее легенда была блистательна и не перестала сиять». На что П. Шампион отвечает: «Не сомневайтесь, дорогой мэтр, вас будут осуждать за то, что вы объяснили по-человечески эту благочестивую историю и, - говоря богословским языком, - изгнали из нее «харизмы»». Разъясняя последнее слово, переводчица делает примечание: по-гречески - действие благодати [134, с. 63].

Говоря о динамике содержания концепта «харизма», следует привести суждение о том, что проявление харизматического начала в человеке может быть и опасным, - если харизма не от Бога, если она ассоциируется с «чарами». По случайному, но знаменательному совпадению в упомянутом лексиконе П. Жильбера французское слово *charme* - «чары, обаяние» оказалось сразу под словом *charisme* - «харизма». Соседством этим подчеркивается их концептуальное сходство. Его, в частности, иллюстрирует приведенный в словаре французский неологизм, обычно используемый в политических текстах, - выражение *offensive de charme*: буквально «наступление с помощью личного обаяния, шармовая атака», то есть поступок или акция, имеющие целью склонить на свою сторону партнера или противника. Подобное употребление своей харизмы известно и в современной российской жизни [13, с. 592]. (Гипотеза: псевдоним Хармс писателя Даниила Ювачева - не от слова ли «харизма»? Среди обсуждаемых источников псевдонима [134 а] такой версии нет.)

Добавим еще, что иногда словом *charisma* обозначали вообще духовное благо и даже материальное. Так, Апостол Павел во II Послании к Коринфянам (гл. 1, ст. 11) называет харизмой свое неожиданное избавление от смерти [93, с. 336]. И еще: в русской языковой модели мира понятие «благо» (в противоположность понятию «добро») выражает утилитарный аспект и относительную оценку, а «для того, чтобы судить о «благе», необходимо знать результат действия» [135, с. 193].

Собранные здесь примеры иллюстрируют изменчивость семантики концепта «харизма». К ней, как и к образам мифологии, вполне приложим вывод Е.М. Мелетинского: «Движение идет в сторону измельчания и деклассирования» [22, с. 159]. Если смотреть на эту эволюцию с позиций социосинергетики, то складывается впечатление, что точка бифуркации пока не пройдена: слишком широк и продолжает разворачиваться (по мере освоения все новыми слоями общества и новым поколением) веер значений концепта. Дополнительным -

лингвистическим - симптомом неустойчивости ситуации видится появление двойственной орфоэпической нормы. Традиционным для русской интеллигентной среды было ударение в слове «харизма» на первом слоге. С конца 1980-х гг. некоторые словари допускают ударение и на втором слоге (или даже только на втором [136, с. 305]). Следует ожидать, что в ближайшие 10-15 лет из довольно-таки хаотического набора смыслов концепта «харизма» сформируется порядок. И для него будет характерен более узкий семантический спектр, в котором, возможно, начнут господствовать те оттенки смысла, что пока не вполне заметны.

Автор выражает благодарность С.В. Зельцовой за консультацию по вопросам социологии власти.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобразования РФ, грант № ГО2-1.4-377.

Библиографический список

1. *Неймарк Ю.И.* Идеальная игра людей в обществе // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2001, № 6. С. 190.
2. Энциклопедия мистицизма. СПб.: Литера, 1996. 480 с.
3. Новейший философский словарь / Сост. А.А. Грицанов. Минск: Изд. В.М. Скакун, 1998. 896 с.
4. *Степанов А.М.* Толковый словарь по эзотерике, оккультизму и парапсихологии. М.: Истоки, 1997. 336 с.
5. *Никитаев Е.* К истокам власти: магийный мир // Кентавр. 2002, № 29. С. 2.
6. *Вебер М.* Харизматическое господство // Социологические исследования. 1988, № 8. С. 117.
7. *Юнг К.Г.* Настоящее и будущее // Аналитическая психология / К.Г. Юнг, Э. Сэмюэлс, В. Одайник, Дж. Хаббэк; Сост. В.В. Зеленский, А.М. Руткевич. М.: Мартис, 1995. С. 113.
8. *Николаева И.Ю.* Личность и власть: поиски методологии исследования // Методологические и историографические вопросы исторической науки. Вып. 25. Сб. ст. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. С. 131.
9. *Сосланд А.* Харизма современного политика и как ее создавать // Логос. Философско-литературный журнал. 1999. Т. 19, № 9. С. 87.
10. *Аймермахер К., Бордюгов Г.* Культура и власть // Культура и власть в условиях коммуникационной революции XX века: Форум немецких и российских исследователей / Под ред. К. Аймермахера, Г. Бордюгова, И. Грабовского. М.: АИРО-XX, 2002. С. 7.
11. *Почепцов Г.Г.* Имиджелогия: теория и практика. М.: Рефл-бук; Киев: Ваклер, 2000. 560 с.
12. *Земцова С.В., Негруль В.В., Пойзнер Б.Н.* Властная элита в свете синергетики: к постановке проблемы // Самоорганизация и организация власти: Материалы 4 Всерос. науч. семинара «Самоорганизация устойчивых целостностей в природе и обществе». Томск, 2000. С. 138.
13. *Степанов Ю.С.* Константы. Словарь русской культуры. Опыт исследования. М.: Школа «Языки русской культуры», 1997. 824 с.
14. *Пойзнер Б.Н.* О «субъекте» самоорганизации // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1996. Т. 4, № 4. С. 149.
15. *Земцова С.В., Пойзнер Б.Н.* Харизматик в свете синергетики // Abstracts of the 6th Intern. School on Chaotic Oscillations and Pattern Formation (Saratov, Russia, October 2-7, 2001). Saratov: SESC «College», 2001. P. 69.

16. *Топоров В.Н.* Петербургский текст русской литературы. СПб.: Искусство-СПБ, 2003. 616 с.
17. *Лурье Ф.М.* Нечаев: Созидатель разрушения. М.: Мол. гвардия, 2001. 434 с.
18. *Короленко В.Г.* «Была бы жива Россия!»: Неизвестная публицистика. 1917-1921 гг. / Сост., предисл., коммент. С.Н. Дмитриева. М.: Аграф, 2002. 448 с.
19. *Фрезинский Б.Я.* Судьбы серапионов. Портреты и сюжеты. СПб.: Академический проект, 2003. 592 с.
20. *Флейшман Л.* В тисках провокации: Операция «Трест» и русская зарубежная печать. М.: Новое лит. обозрение. 2003. 328 с.
21. *Синяевский А.Д.* Литературный процесс в России. М.: РГГУ, 2003. 418 с.
22. *Мелетинский Е.М.* Трансформации архетипов в русской классической литературе (Космос и Хаос, герой и антигерой) // Литературные архетипы и универсалии / Под ред. Е.М. Мелетинского. М.: РГГУ, 2001. С. 150.
23. Мнения русских о самих себе: Маленькая хрестоматия для взрослых / Сост. К. Скальковский. М.: ТЕРРА-Книжный клуб, 2001. 304 с.
24. *Нация и империя в русской мысли начала XX века* / Сост. С.М. Сергеев. М.: Скимень, 352 с.
25. *Шпет Г.Г.* Очерк развития русской философии // Шпет Г.Г. Сочинения / Предисловие Е.В. Пастернак. М.: Правда, 1989. С. 11.
26. *Агурский М.* Идеология национал-большевизма. Р.: YMCA-PRESS, 1980. 318 с.
27. *Янсен М.* Суд без суда. 1922 год. Показательный процесс социалистов-революционеров. М.: Возвращение, 1993. 272 с.
28. *Гумаркин Н.* Ленин жив! Культ Ленина в Советской России. СПб.: Академический проект, 1997. 285 с.
29. *Галковский Д.* Бесконечный тупик. М.: Самиздат, 1998. 708 с.
30. *Панарин А.С.* Российская интеллигенция в мировых войнах и революциях XX века. М.: Эдиториал УРСС, 1998. 352 с.
31. *Черкасский В.Б.* Опрокинутые в пустоту. М.: Наследие, 1999. 232 с.
32. *Яров С.В.* Горожанин как политик: революция, военный коммунизм, НЭП глазами петроградцев. СПб.: Дмитрий Буланин, 1999. 320 с.
33. *Жидков Б.С.* Театр и власть. 1917-1927. От свободы до «осознанной необходимости». М.: Алетейя, 2003. 656 с.
34. *Живов В.М.* Разыскания в области истории и предьстории русской культуры. М.: Языки славянской культуры, 2002. 760 с.
35. *Кантор В.К.* Русский европеец как явление культуры (философско-исторический анализ). М.: РОССПЭН, 2001. 704 с.
36. *Идея смерти в русском менталитете* / Под ред. Ю.В. Хен. СПб.: РХГИ, 1999. 304 с.; см. также: Мордовцева Т.В. Культ мертвых в древней Руси // Человек. 2004, № 1. С. 130.
37. *Чистов К.В.* Русская народная утопия: Генезис и функции социально-утопических легенд. СПб.: Дмитрий Буланин, 2003. 544 с.
38. *Геллер Л., Нике М.* Утопия в России. СПб.: Гиперион, 2003. 312 с.
39. Обсуждение книги Т.И. Ойзермана «Марксизм и утопизм» // Вопросы философии. 2004, № 2. С. 43.
40. *Ильина Л.Л.* Мифы России: Раздумья жившей в эпоху сталинизма. СПб.: Европейский дом, 2003. 176 с.
41. *Билингтон Дж.* Лики России: Страдание, надежда и созидание в русской культуре. М.: Логос, 2001. 248 с.
42. *Ранкур-Лаферьер Д.* Россия и русские глазами американского психоаналитика: В поисках национальной идентичности / Предисл. К. Парте; науч. ред. В.М. Лейбин. М.: Ладомир, 2003. 288 с.

43. Берлин И. История свободы. Россия / Предисл. А. Эткинда. М.: Новое лит. обозрение, 2001. 544 с.
44. Налимов В.В. Испытание Святой Руси: Кармическая теория нашей культуры // Налимов В.В. Испытание Святой Руси. На грани третьего тысячелетия. Томск-М.: Водолей, 2002. С. 16.
45. Андреева Л.А. Религия и власть в России: Религиозные и квази-религиозные доктрины как способ легитимизации политической власти в России. М.: Ладомир, 2001. 253 с.
46. Гагарлицкий Б.Ю. Реставрация в России. М.: Эдиториал УРСС, 2000. 376 с.
47. Геллер М. Разговоры о книгах: на «Свободе» о свободе / Под ред. Л. Геллера. М.: МИК, 2003. 224 с.
48. Люкс Л. Третий Рим? Третий Рейх? Третий путь? Исторические очерки о России, Германии и Западе. М.: Моск. филос. фонд, 2002. 304 с.
49. Иловайская-Альберти И.А. О России для России (Избранные публикации последних лет). М.: Рудомино, 2002. 192 с.
50. Кордонский С.Г. Кристалл и кисель: Е-мейлы и статьи 1989-2000. М.: Модест Колеров и «Три квадрата», 2002. 224 с.
51. Рашковский Е.Б. Профессия - историограф: Материалы к истории российской мысли и культуры XX столетия. Новосибирск: Сибирский хронограф, 2001. 250 с.
52. Бибахин В.В. Другое начало. СПб.: Наука, 2003. 430 с.
53. Рыклин М. Время диагноза. М.: Логос, 2003. 328 с.
54. Рац М.В. Воинствующий рационализм или «разумная» рациональность? // Вопросы философии. 2002, № 6. С. 19.
55. Яркова Е.Н. Утилитаризм и динамика цивилизации. Культурные функции утилитаризма и особенности его проявления в России // Цивилизация. Восхождение и слом: Структурообразующие факторы и субъекты цивилизационного процесса. М., 2003. С. 290.
56. Савельзон О. Культура принятия решения как фактор прогресса России // Вопросы философии. 2003, № 10. С. 31.
57. Золотоносов М.Н. Слово и Тело: Сексуальные аспекты, универсалии, интерпретации русского культурного текста XIX-XX веков. М.: Ладомир, 1999. 830 с.
58. «А се грехи злые, смертные...»: Любовь, эротика и сексуальная этика в доиндустриальной России (X - первая половина XIX в.) / Сб. ст. под ред. Н.Л. Пушкаревой. М.: Ладомир, 1999. 861 с.
59. Волков С.В. Белое движение: Энциклопедия гражданской войны. СПб: ИД «Нева»; М.: ОЛМА-ПРЕСС, 2002. 672 с.
60. Дело академика Николая Николаевича Лузина. СПб.: РХГИ, 1999. 312 с.
61. Есаков В.Д., Рубинин П.Е. Капица, Кремль и наука: В 2 т. Т. 1: Создание Института физических проблем. М.: Наука, 2003. 655 с.
62. Жизнь и смерть в блокированном Ленинграде: Историко-медицинский аспект / Науч. ред.: Дж.Д. Барбер, А.Р. Дзенискевич. СПб.: Дмитрий Буланин, 2001. 268 с.
63. Рапорт Я.Л. На рубеже двух эпох. Дело врачей 1953 года. СПб.: Изд-во «Пушкинского фонда», 2003. 280 с.
64. Макаров В.Г., Христофоров В.С. Пассажиры «философского парохода» (судьбы интеллигенции, репрессированной летом-осенью 1922 г.) // Вопросы философии. 2003, № 7. С. 113.
65. Хазанов Б. «Сталин - наша слава боевая ...» // Новый Журнал (Нью-Йорк). 2003, № 232. С. 283.
66. Максименков Л. Очерки номенклатурной истории советской литературы.

Западные пилигримы у сталинского престола (Фейхтвангер и другие) // Вопросы литературы. 2004. Март-Апрель. С. 242.

67. *Савицкий Ст.* Андеграунд (История и мифы ленинградской неофициальной литературы). М.: Новое лит. обозрение, 2002. 224 с.

68. *Плуцер-Сарно А.* Государственная Дума как фольклорный персонаж // Логос. Философско-лит. журн. 1999, № 9. С. 65.

69. *Аксюциц В.* Заблуждение гения: Н.А. Бердяев о России и коммунизме // Историко-философский ежегодник '2001. М.: Наука, 2003. С. 324.

70. *Геллер Л.* Апология беспорядка. Е.И. Замятин и постмодернистские теории хаоса // Евгений Замятин и культура XX века: Исследования и публикации. СПб.: Изд-во РНБ, 2002. С. 156.

71. *Игнатьев А.* Хаос: невидимая граница рациональности // Синий диван. Журнал (Москва) / Под ред. Е. Петровской. 2003, № 2. С. 208.

72. *Трубецков Д.И.* Колебания и волны для гуманитариев: Учебное пособие для вузов. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1997. 392 с.

73. *Трубецков Д.И.* Две культуры не по Чарльзу Сноу (о преподавании курса «Концепции современного естествознания» в Саратовском государственном университете) // Известия Саратовского университета: Новая серия. 2003. Т. 3, вып. 2. С. 66.

74. *Капица С.П., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г.* Синергетика и прогнозы будущего. М.: Наука, 1997. 285 с.

75. *Эбеллинг В., Энгель А., Файстель Р.* Физика процессов эволюции / Пер. Ю.А. Данилова. М.: Эдиториал УРСС, 2001. 328 с.

76. *Евин И.А.* Синергетика мозга и синергетика искусства. М.: ГЕОС, 2001. 164 с.

77. *Князева Е.Н., Курдюмов С.П.* Основания синергетики. СПб.: Алетейя, 2002. 414 с.

78. Новое в синергетике: Взгляд в третье тысячелетие. М. Наука, 2002. 478 с.

79. *Астафьева О.Н.* Синергетический подход к исследованию социокультурных процессов: возможности и пределы. М.: Изд-во МГИДА, 2002. 295 с.

80. Синергетическая парадигма. Человек и общество в условиях нестабильности / Сост. и отв. ред. О.Н. Астафьева. М.: Прогресс-Традиция, 2003. 584 с.

81. *Хакен Г.* Тайны природы. Синергетика: наука о взаимодействии. М.: ИКИ, 2003. 320 с.

82. *Любинская Л.Н., Лепилин С.В.* Философские проблемы времени в контексте междисциплинарных исследований / Послесл. А.И. Уемова. М.: Прогресс-Традиция, 2002. 304 с.

83. *Пугачева Е.Г., Соловьев К.Н.* Самоорганизация социально-экономических систем: Учеб. пособие. Иркутск: Изд-во БГУЭП, 2003. 172 с.

84. *Баранцев Р.Г.* Синергетика в современном естествознании. М.: Эдиториал УРСС, 2003. 144 с.

85. *Вейсман А.Д.* Греческо-русский словарь. Репринт 5-го издания 1899 г. М.: Греко-латинский кабинет Ю.А. Шичалина, 1991. 1370 с.

86. *Фасмер М.* Этимологический словарь русского языка. В 4-х т.: т. 4. М.: Прогресс, 1987. 864 с.

87. *Бенвенист Э.* Словарь индоевропейских социальных терминов. М.: Прогресс-Универс, 1995. 456 с.

88. *Грейвз Р.* Мифы древней Греции. М.: Прогресс, 1992. 624 с.

89. Наследие Эллады: Энциклопедический словарь / Сост. Ю.И. Сердерида. Краснодар: Сов. Кубань, 1993. 496 с.

90. *Суперанская А.В.* Имя - через века и страны. М.: Наука, 1990. 192 с.

91. *Кириллина Л.В.* Галантность и чувствительность в музыке XVIII века // Гетевские чтения 2003 / Под ред. С.В. Тураева. М.: Наука, 2003. С. 9.

92. Словарь современных понятий и терминов / Н.Т. Бунимович, Г.Г. Жаркова, Т.М. Корнилова и др.; Сост. В.А. Макаренко. М.: Республика, 2002. 527 с.
93. *Глаголев С.С.* Благодать // Христианство: Энциклопедический словарь: В 3-х т.: т. 3: Т-Я. М.: Большая Рос. энциклопедия, 1995. С. 332.
94. *Уваров А.С.* Христианская символика. Символика древнехристианского периода. М.: УНИК; СПб.: Алетейя, 2001. 256 с.
95. *Дьяченко Г.* Полный церковно-славянский словарь: репринтное воспроизведение издания 1900 г. М.: Изд. отдел Моск. Патриархата, 1993. 1120 с.
96. *Барсов Н.И.* Христианство: Энциклопедический словарь: В 3-х т.: т. 2, с. 467.
97. *Бельтинг Х.* Образ и культ. М.: Прогресс-Традиция, 2002. 752 с.
98. *Рябушинский В.П.* Старообрядчество и русское религиозное чувство. Русский хозяин. Статьи об иконе / Сост. вступ. ст., коммент. М.Л. Гринберг, В.В. Нехотин. М.-Иерусалим: Мосты, 1994. 240 с.
99. Богословие Образа. Икона и иконописцы: Сб. ст. / Сост. А.Н. Стрижев. М.: Паломникъ, 2002. 464 с.
100. *Языкова И.* «Се, творю все новое»: Икона в XX веке. [Италия]: La casa di matrona, 2002. 224 с.
101. *Анарина Н.Г.* Сакральная телесность японской художественной вещи // Вещь в японской культуре / Сост. Н.Г. Анарина, Е.М. Дьяконова. М.: Вост. лит., 2003. С. 185.
102. *Молодякова Э.В.* Вещь в сакральной среде // Вещь в японской культуре / Сост. Н.Г. Анарина, Е.М. Дьяконова. М.: Вост. лит., 2003. С. 216.
103. *Майер Р.* В пространстве - время здесь... История Грааля. М.: Энигма, 1997. 352 с.
104. *Бетеа Д.* Воплощение метафоры: Пушкин, жизнь поэта / Пер. М.С. Неклюдовой. М.: ОГИ, 2003. 256 с.
105. *Гуревич А.Я.* «Время вывихнулось»: поругание умершего правителя // Одиссей. Человек в истории. 2003 / Гл. ред. А.Я. Гуревич. М.: Наука, 2003. С. 221.
106. *Даймонт М.* Еврей, Бог и история. М.: Имидж, 1994. 530 с.
107. *Лайтман М.* Плоды мудрости (Каббала. Тайное учение). М.: НПФ «Древо жизни»; Изд. группа «Kabbala.org.ru», 2002. 444 с.
108. *Лосев А.Ф.* [Письмо В.М. Лосевой от 11.03.1932] // Лосев А.Ф. Жизнь. СПб.: АО «Комплект», 1993. С. 396.
109. «Так истязуется и распинается истина...»: А.Ф. Лосев в рецензиях ОГПУ // Источник: Документы русской истории. 1996. Вестник 4. С. 115.
110. *Курганов Е.* Достоевский и Талмуд, или Штрихи к портрету Ивана Карамазова. СПб.: Изд-во журн. «Звезда», 2002. 144 с.
111. *Кацис Л.* Отец Павел (Флоренский), Лев Моденский и «ШИШ» Алексея Крученых // Кацис Л. Русская эсхатология и русская литература. М.: ОГИ, 2000. С. 118.
112. Вавилонский Талмуд. Трактат Бава Меция. 1-я гл. / Коммент. изд. А. Штейнзальца; Рус. пер. и ред. З. Мешкова. М.: Изд-во РНЦ «Курчатовский ин-т», 1995. 344 с.
113. *Баткин Л.М.* Европейский человек наедине с собой. Очерки о культурно-исторических основаниях и пределах личного самосознания. М.: Российск. гос. гуманит. ун-т, 2000. 1005 с.
114. *Курганов Е.* Русские пословицы и Талмуд. Пять этюдов. СПб.: Изд-во журн. «Звезда», 2003. 104 с.
115. *Милитарев А.Ю.* Воплощенный миф: «Еврейская идея» в цивилизации. М.: Наталис, 2003. 256 с.
116. *Плетнева Е.К.* Biblia judaica et biblia christiana: о возможности сравнительной герменевтики // Одиссей. Человек в истории. 2003 / Гл. ред. А.Я. Гуревич. М.: Наука, 2003. С. 61.

117. *Ботстайн Л.* Евреи и новое время: О роли евреев в немецкой и австрийских культурах (1848-1938). СПб.: Бельведер, 2003. 464 с.
118. *Хоружий С.С.* К феноменологии аскезы. М.: Изд-во гуманитарной литературы, 1998. 352 с.
119. *Пападимитриу Г.* Маймонид и Палама о Боге. М.: Путь, 2003. 120 с.
120. *Бурмистров К.В.* Владимир Соловьев и Каббала. К постановке проблемы. Исследования по истории русской мысли: Ежегодник за 1998 год / Под ред. М.А. Колерова. М.: ОГИ, 1998. С. 7.
121. *Курганов Е., Мондри Г.* Василий Розанов и евреи. СПб.: Академический проект, 2000. 272 с.
122. *Кацис Л.* Русская эсхатология и русская литература. М.: ОГИ, 2000. 656 с.
123. *Кацис Л., Шушарин Д.* «Потом начинается ужас»: ОБЭРИУ как религиозное явление // Исследования по истории русской мысли: Ежегодник за 1997 год / Под ред. М.А. Колерова. СПб.: Алетейя, 1997. С. 134.
124. *Кацис Л.* Осип Манделштам: мускус иудейства. Иерусалим: Гешарим; М.: Мосты культуры, 2002. 598 с.
125. *Булгаков С.Н.* Имяславие: Сб. богословско-публицистических статей, документов и комментариев. Т. 1 / Сост., ред., коммент. К. Борца. М., 2003. 992 с.
126. *Флоренский П.А.* У водоразделов мысли // Флоренский П.А. Соч. В 4-х т.: т. 3(2) / Сост. А.С. Трубачева и др. М.: Мысль, 1999. С. 169.
127. *Лосев А.Ф.* Имя: Избр. работы, переводы, беседы, исследования, архивные материалы / Сост. и ред. А.А. Тахо-Годи. СПб.: Алетейя, 1997. 618 с.
128. *Хоружий С.С.* Имяславие и культура Серебряного века: феномен Московской Школы христианского неоплатонизма. Доступно по адресу: <http://www.religion.russ.ru>
129. *Хоружий С.С.* Исихазм как пространство философии // Хоружий С.С. О старом и новом. СПб.: Алетейя, 2000. С. 261.
130. *Даль В.* Толковый словарь живого великорусского языка: В 4-х т.: т. 4: С-V. М.: Прогресс-Универс, 1994. 1620+XVII+XII с.
131. *Сомов В.П.* Словарь редких и забытых слов. М.: Гуманит. ИЦ «ВЛАДОС», 1996. 784 с.
132. *Росман В.И.* Деконструкция деконструкции: метафизика присутствия в лучах звезды Давида // Вопросы философии. 2001, № 10. С. 57.
133. *Рыклин М.* Книга до книги. Сцены подписи у Кафки и Бенямина // Бенямин В. Франц Кафка. М.: Ad Marginem, 2000. С. 7.
134. Беседы Анатоля Франса, собранные Полем Гзеллем / Пер. Е. Мечниковой под ред. Н. Радлова. Пг., М.: Гос. изд-во, 1923. 218 с.
- 134а. *Остроухова Е.Н., Кувшинов Ф.В.* Псевдонимы Д.И. Хармса // «Странная» поэзия и «странная» проза: Филологический сборник, посвященный 100-летию со дня рождения Н.А. Заболоцкого. М.: Пятая страна, 2003. С. 231.
135. *Шмелев А.Д.* Русская языковая модель мира. М.: Языки славянской культуры, 2002. 224 с.
136. Словарь иностранных слов: актуальная лексика, толкование, этимология / Н.С. Арапова, Р.С. Кимягарова и др. М.: Цитадель, 1999. 336 с.

Томский государственный
университет

Поступила в редакцию 03.09.2003
после доработки 14.05.2004

CHARISMA: REPLICATION OF RECEPTION

B.N. Poizner

Why the phenomenon of charisma deserves attention of social synergetics? How the sense of «charisma» concept has varied from antiquity up to now? What is a peculiarity of the charisma reception in Russian culture? How the midst of charismatic looks through the prism of nonlinear dynamics? The author aspires to answer similar questions proceeding from following thesis: propagation of the judgement about some person as a charismatic is typical case of a cultural pattern replication. The author bases on works on synergetics, theory of culture, sociology, linguistics, history of science, philosophical anthropology, examples of publicist style.

Part 1

In the first part of the paper a short description of charisma as a psychological phenomenon going back to the primeval society is done. Etymology of «charisma» concept is revealed, constants and variables of the concept sense are shown. It is suggested to compare contexts in which the «charisma» concept is used in Christianity, Judaism, East philosophy. Semantic peculiarities of the «charisma» concept in Russian, French, English are discussed.



Поизнер Борис Николаевич - родился в Томске (1941), окончил радиофизический факультет Томского государственного университета. Защитил кандидатскую диссертацию по теории колебаний и волн (1970), доцент кафедры квантовой электроники и фотоники ТГУ. Читает лекции по нелинейной оптике, физике, физике лазеров, принципам управления лазерным излучением, основам синергетики. Область научных интересов: квантовая электроника, применение нелинейной динамики в оптике и материаловедении, прикладная наукометрия, культурологическая теория образования. Имеет много статей по указанной тематике. Инициатор подготовки и редактор семи библиографических указателей (в том числе «Синергетика и сопредельные науки», «Университетское образование и его социальная роль», «Интеллигенция в российском обществе и университете», «Психика и интеллект обучаемого»). Действительный член Всероссийского общества библиофилов.

E-mail: Pznr@elefot.tsu.ru



НЕЛИНЕЙНЫЕ МОДЕЛИ ТЕОРИИ РЕФЛЕКСИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ

С.А. Анисимова

Работа посвящена математическому моделированию рефлексивных процессов - бурно развивающейся области математической психологии.

В работе дается систематическое изложение моделей субъекта, стоящего перед моральным выбором, то есть перед выбором одной из двух полярных альтернатив, одна из которых олицетворяет для субъекта добро, а другая - зло.

Предлагается новая - линейно-квадратичная - модель субъекта, позволяющая совместить нелинейный учет саморефлексии субъекта и его мнение о действиях партнера, описываемое линейным образом. Линейное описание партнера представляется вполне естественным, поскольку, с одной стороны, оно существенно упрощает модель, а с другой, - человеку свойственно более тонко и сложно оценивать свои действия, нежели действия партнера.

С помощью предложенной модели анализируется эпизод из романа Ф.М. Достоевского «Братья Карамазовы». Продемонстрировано существенное влияние индекса оптимизма субъекта на совершаемый выбор и проиллюстрирован один из важнейших христианских принципов «не унывай».

Введение

В математической психологии основным методом описания морального выбора человека к настоящему времени стал рефлексивный подход к представлению субъекта, основы которого были заложены Владимиром Александровичем Лефевром четверть века назад.

В связи с возросшей рефлексивностью общества сейчас наблюдается всплеск интереса к этой области, показателем которого является рождение журнала «Рефлексивные процессы и управление», издаваемого Институтом психологии РАН и Институтом человека РАН, и публикация на русском языке книг В.А. Лефевра [1,2].

Настоящая работа посвящена моделированию субъекта, совершающего моральный выбор. Это выбор между двумя полярными альтернативами, одна из которых олицетворяет для субъекта добро, а другая - зло. Будем называть их *позитивным и негативным полюсами*. В работе дано систематическое изложение формальных моделей субъекта, предложенных В.А. Лефевром в рамках теории морального выбора, а именно: булевой модели биполярного выбора, модели метавыбора, булево-линейной и квадратичной моделей [1].

Теория морального выбора, развитая В.А. Лефевром, опирается на выраженные в форме моральных трюизмов интуитивные посылки, на основе которых формальным образом строятся модели субъекта. Адекватность последних была проверена путем ретроспективного анализа экспериментальных данных и психологических феноменов, которые могут быть объяснены с помощью этих моделей. Заметим, что ряд таких феноменов с позиций классической психофизики рассматривался как парадоксальный и не был объяснен ранее. Такой подход позволяет применить к психологическому материалу методы мягкого моделирования, то есть путем построения и исследования моделей выявить базовые закономерности человеческого поведения.

В работе предлагается новая линейно-квадратичная модель, «замыкающая» класс созданных В.А. Лефевром моделей рефлексивного выбора. Последняя модель пояснена на примере анализа эпизода из романа Ф.М. Достоевского «Братья Карамазовы». На этом материале продемонстрировано существенное влияние индекса оптимизма субъекта на совершаемый выбор и проиллюстрирован один из важнейших христианских принципов «не унывай».

Основные рефлексивные модели

В основе всех моделей, которые будут рассмотрены в работе, лежит предположение о том, что субъект обладает *интенцией* (намерением) совершить некое действие и реальной *готовностью* претворить эту интенцию в действие.

Интенция отражает внутренний мир субъекта, его когнитивную систему. Она соответствует субъективной модели себя, которая есть у человека.

Готовность отражает исполнительную систему субъекта. Она характеризует человека с точки зрения внешнего наблюдателя.

Наша цель состоит в том, чтобы определить готовность субъекта выбрать одну из альтернатив в зависимости от его интенции и особенностей рассматриваемой ситуации. В отличие от большинства теорий выбора, в основу теории В.А. Лефевра положен не принцип рациональности (в соответствии с которым субъект стремится максимизировать свою выгоду), а *принцип саморефлексии*.

Согласно *принципу саморефлексии* субъект стремится генерировать такую линию поведения, при которой устанавливается и сохраняется отношение подобия между ним и его внутренней моделью себя. Это означает, что интенция субъекта совпадает с его готовностью, то есть он реально **готов** выбрать именно то, что он **хочет** выбрать. Такой выбор называется *интенциональным*¹.

Заметим, что интенциональный выбор в некоторых ситуациях может быть невозможен для субъекта, а может быть и не единственным. В последнем случае лишь от самого субъекта зависит, что он выберет.

Булева модель биполярного выбора. Начнем наше рассмотрение с простейшей модели, лежащей в основе теории морального выбора В.А. Лефевра.

В основу модели положена схема, в соответствии с которой мир для субъекта состоит из трех эпох: *настоящее, прошедшее и будущее*. Каждая эпоха имеет моральную характеристику: она либо позитивна, либо негативна.

¹ Особая роль этого понятия связана с тем, что отображение, определяющее готовность по интенции в человеческой психике, по-видимому, итерируется. При этом найденная ранее готовность далее воспринимается субъектом как интенция и этот процесс продолжается до тех пор, пока не будет найдена неподвижная точка отображения, соответствующая интенциональному выбору. В традиционной психологической терминологии процесс такого итерирования называется потоком сознания.

Настоящее способно оказывать влияние на субъекта непосредственно в момент выбора. Позитивное настоящее склоняет субъекта совершить добро, а негативное настоящее - зло. Кроме того, выбор, совершенный в настоящем, способен оказать влияние на реализацию определенного варианта будущего, и это может быть известно самому субъекту. В данной модели будущее прямо зависит от выбора, который субъект делает в настоящем. В.А. Лефевр показывает [1], что в рамках сделанных предположений субъект может быть представлен следующей булевой формулой: $A_1 = a_1 + \bar{a}_2 \cdot W$, где «+» соответствует дизъюнкции, « \cdot » - конъюнкции, а « $\bar{}$ » - логическому отрицанию.

Переменная A_1 отражает **готовность** субъекта выбрать одну из двух альтернатив. Значение $A_1=1$ говорит о том, что субъект готов выбрать позитивный полюс; $A_1=0$ - негативный.

Переменная a_1 представляет **настоящее**. Значение $a_1=1$ говорит о том, что мир в настоящем позитивен и воздействует на субъекта, склоняя его выбрать позитивный полюс; $a_1=0$ означает, что мир в настоящем негативен и склоняет субъекта выбрать негативный полюс.

Переменная a_2 представляет **прошлое**, опыт субъекта, его память о том, каким был мир в аналогичной ситуации в прошлом, либо ожидания субъекта (в отсутствие опыта) относительно того, в сторону какой из двух альтернатив мир будет его склонять в конкретной ситуации. Значение $a_2=1$ говорит о том, что мир в прошлом **был** позитивен для субъекта (или субъект **ожидает**, что мир будет оказывать давление в сторону позитивного полюса в сложившихся обстоятельствах); $a_2=0$ - что мир **был** негативен (или субъект **ожидает** негативное давление с его стороны).

Переменная W представляет **будущее**. Значение $W=1$ интерпретируется как вера субъекта в то, что мир в будущем будет позитивен; $W=0$ - как вера в то, что он будет негативен.

Переменная W , в свою очередь, может зависеть от других переменных, то есть может являться функцией. Мы рассмотрим частный случай, когда булева функция W зависит от двух переменных: $W=W(x_3, B_3)$. Здесь x_3 есть **интенция** самого субъекта выбрать одну из двух альтернатив. Значение $x_3=1$ говорит о том, что у субъекта есть намерение выбрать позитивный полюс; $x_3=0$ - негативный. Переменная B_3 характеризует партнера, от действий которого зависит исход будущей ситуации для нашего субъекта, с точки зрения последнего. При $B_3=1$ субъект полагает, что партнер выберет позитивный полюс; при $B_3=0$ - негативный.

В рамках булевой модели существует 16 различных функций $W(x_3, B_3)$, поэтому, моделируя конкретную ситуацию, можно определить вид функции $W(x_3, B_3)$ на основе общих соображений.

В соответствии с принципом саморефлексии запишем уравнение интенционального выбора $A_1=x_3$. В рамках булевой модели оно принимает вид

$$a_1 + \bar{a}_2 \cdot W(x_3, B_3) = x_3.$$

Заметим, что если это уравнение имеет два решения ($x_3=0$ и $x_3=1$), то любую свою интенцию субъект реально готов претворить в жизнь. Этот факт интерпретируется В.А. Лефевром как появление у субъекта способности к *свободному выбору*. Только он сам может решить, что ему выбрать - добро или зло.

Метавыбор. В рассмотренной выше модели субъекту, находящемуся перед лицом выбора одного из двух полюсов, были известны значения параметров a_1 , a_2 и B_3 . Таким образом, детерминируя определенное значение интенции субъекта x_3 ,

мы можем вычислить его реальную готовность A_1 выбрать тот или иной полюс. Иными словами, выбор осуществляется непосредственно **в настоящем**.

В реальности мы часто задумываемся о возможных вариантах своего поведения в некоей ожидаемой будущей ситуации, мы моделируем, продумываем свое поведение в зависимости от всевозможных (чаще всего наиболее вероятных) реализаций ситуации, определяющих наш выбор.

Таким образом, субъект имеет дело со множеством программ выбора полюсов, каждая из которых детерминирует выбор полюса в зависимости от событий, исход которых субъекту пока неизвестен. Выбор одной из таких программ называется *метавыбором*.

На языке введенных нами понятий это формально означает следующее. Значения параметров a_1 , a_2 и B_3 субъекту пока **не известны**. Они определяются в будущем, когда настанет реальный момент выбора. Поэтому при метавыборе **готовность и интенция** черпают свои значения не из множества булевых значений $\{0;1\}$, как при биполярном выборе, а из множества булевых функций, зависящих от a_1 , a_2 и B_3 , каждая из которых соответствует некоторой линии поведения.

В процессе метавыбора субъект описывается функцией

$$A_1(a_1, a_2, B_3) = a_1 + \bar{a}_2 \cdot W(x_3, B_3),$$

где $x_3 = x_3(a_1, a_2, B_3)$.

Интенциональному метавыбору соответствует решение функционального уравнения

$$a_1 + \bar{a}_2 \cdot W(\Psi(a_1, a_2, B_3), B_3) = \Psi(a_1, a_2, B_3), \quad (1)$$

где $\Psi(a_1, a_2, B_3) = x_3$, Ψ - неизвестная функция.

Интенциональный метавыбор возможен лишь при условии, что уравнение (1) имеет, по крайней мере, одно решение (то есть существует хотя бы одна программа, в соответствии с которой в будущем может быть выбран тот или иной полюс при любых значениях a_1 , a_2 и B_3).

Следует подчеркнуть, что здесь не рассматривается процедура решения уравнения (1) как логический вывод, осуществляемый субъектом. По предположению В.А. Лефевра, эта процедура моделирует **автоматический** процесс генерации множества программ биполярного выбора когнитивной системой субъекта.

После того, как когнитивная система субъекта закончила генерацию множества программ $\{\Psi_i\}$, субъект выбирает одну из них, реализуя свою способность к свободному выбору. Этот выбор может быть произведен задолго до момента, когда субъекту придется делать реальный выбор, и тогда его действия могут состоять лишь в механической реализации заранее принятого решения.

Булево-линейная модель. Рассмотрим субъекта, описываемого уравнением

$$A_1 = a_1 + \bar{a}_2 \cdot W(x_3, B_3). \quad (2)$$

Пусть переменные a_1 , a_2 , x_3 и B_3 принимают булевы значения 1 и 0 независимо друг от друга с вероятностями появления значения 1, равными

$$P(a_1=1) = x_1, \quad P(a_2=1) = x_2, \quad P(x_3=1) = x, \quad P(B_3=1) = y.$$

Для пояснения смысла величин x_1 , x_2 , x , y представим себе, что, находясь перед лицом выбора одного из двух полюсов, субъект испытывает многократные толчки, склоняющие его к выбору противоположных полюсов. Предполагаем, что каждый толчок появляется независимо от того, какими были предшествующие

толчки, с постоянной вероятностью появления «позитивного» толчка. Таким образом, вероятности получают *частотную интерпретацию*: x_1 - частота микротолчков в сторону позитивного полюса в настоящем; x_2 - частота микротолчков в сторону позитивного полюса в мысленной модели прошлого; x - частота появления у субъекта интенции выбрать позитивный полюс; y - частота, с которой субъект представляет себе своего партнера выбирающим позитивный полюс. Используя эти значения, можно найти вероятности, с которыми функции $W(x_3, B_3)$ и A_1 принимают булево значение 1. Положим, что $P(W(x_3, B_3)=1)=M(x, y)$, $P(A_1=1)=X_1$. Величина $M(x, y)$ - это частота, с которой субъект представляет будущее позитивным, а X_1 - частота, с которой исполнительная система субъекта готова выбрать позитивный полюс.

Учитывая независимость переменных, входящих в уравнение (2), прямым вычислением получаем из него, что

$$X_1 = x_1 + (1-x_1) \cdot (1-x_2) \cdot M(x, y),$$

где «+», «-» и «·» соответствуют уже обычным арифметическим операциям.

Таким образом, мы получили функцию, описывающую субъекта, в которой переменные могут принимать значения из целого отрезка $[0, 1]$. Вместе с этим появляется состояние, которое не могло быть включено в рассмотрение ранее, - состояние *нейтральности*. Например, $x=0.5$ означает отсутствие у субъекта интенционального предпочтения одной из альтернатив. Значение $x_1=0.5$ ($x_2=0.5$) говорит о том, что мир в настоящем (прошлом) нейтрален.

Заметим, что, так как булево-линейная модель является обобщением булевой, то в ее рамках также существует всего 16 различных функций $M(x, y)$, каждая из которых соответствует определенной функции $W(x_3, B_3)$ и является вероятностью, с которой W принимает булево значение 1.

Интенциональному выбору соответствует уравнение $X_1=x$. Если это уравнение разрешимо при любом значении x , то есть любая интенция субъекта автоматически превращается в готовность, то в этом случае субъект обладает *свободой выбора*.

Тестирование булево-линейной модели. Психологические эксперименты, в ходе которых люди совершают моральный выбор, невозможны по этическим причинам. Однако мы можем обратиться к *оценочной деятельности* человека, которая уже более ста лет исследуется эмпирически.

Для упрощения ограничимся рассмотрением изолированного субъекта (без партнера), для которого исход ситуации непосредственно зависит от его действий. Таким образом, $M(x, y)=x$, и уравнение интенционального выбора может быть записано как

$$X_1 = x_1 + (1-x_1) \cdot (1-x_2) \cdot X_1.$$

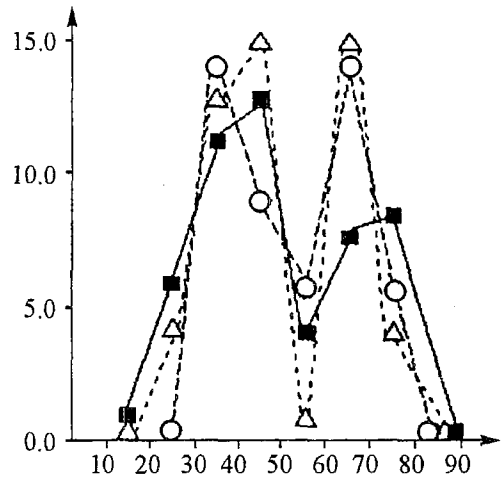
Откуда

$$X_1 = \begin{cases} x_1 / (x_1 + x_2 - x_1 \cdot x_2), & \text{если } x_1 + x_2 > 0, \\ \text{любое число из } [0, 1], & \text{если } x_1, x_2 = 0. \end{cases} \quad (3)$$

Будем интерпретировать величину X_1 (готовность человека выбрать позитивный полюс) как субъективную оценку степени содержания «позитивного» качества в некоем объекте, предложенном на тестирование.

Теперь приведем описание эксперимента, проведенного Поултоном и Симмондсом (1985). Испытуемых просили определить степень светлости серого листа бумаги, помещенного между двумя образцами - черным и белым. То-

нальность серого листа была подобрана так, чтобы в психологической шкале она находилась точно посередине между тональностями черного и белого листов. Каждому испытуемому давалась стомиллиметровая шкала, левый конец которой соответствовал черному цвету, а правый - белому. Испытуемый должен был сделать карандашную отметку на шкале, соответствующую его оценке степени светлости серого листа, причем учитывалось только первое касание шкалы карандашом. Результаты этого эксперимента имеют вид, приведенный на рис. 1.



Каким образом булево-линейная модель может объяснить полученное двугорбое распределение?

Пусть для части испытуемых «позитивным» качеством был белый цвет, а «негативным» - черный. Тогда степень насыщенности серого листа бумаги «позитивным» качеством $x_1=0.5$. Так как такой лист был единственным в серии предъявлений, то у тестируемых отсутствовал опыт подобного выбора, и $x_2=0.5$ (иначе мы вносим в модель необоснованную асимметрию). Откуда из формулы (3) следует, что $X_1=2/3$, то есть модель предсказывает, что оценки будут группироваться вокруг точки $2/3$ (рис. 2, а).

Рис. 1. Гистограммы распределения оценок степени светлости серого листа для трех групп испытуемых [1]. Правый горб соответствует оценкам испытуемых, для которых «позитивным» качеством является белый цвет, а левый - оценкам испытуемых, для которых «позитивным» качеством является черный

Но мы должны также учесть, что для части испытуемых «позитивным» качеством является черный цвет, а «негативным» - белый. Для таких испытуемых оценки будут группироваться вокруг точки $1/3$ (то есть $X_1=1/3$).

Таким образом, оценки испытуемых, среди которых присутствуют и те, и другие, должны выглядеть, как показано на рис. 2, б.

Вернемся к рассматриваемому эксперименту. Здесь правый горб соответствует оценкам испытуемых, для которых позитивным полюсом был белый образец, а левый - оценкам испытуемых, для которых позитивным полюсом был черный образец.

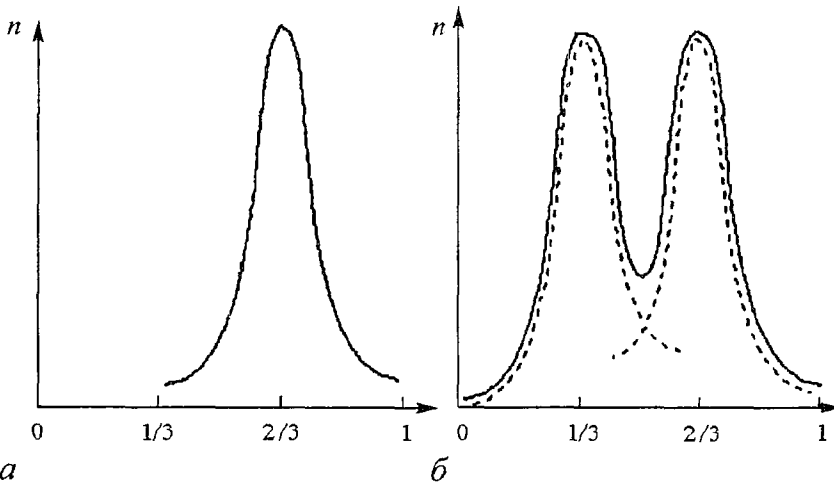


Рис. 2. Теоретическое распределение оценок при условии $x_1=x_2=0.5$ [1]. Здесь n соответствует числу оценок

Следует отметить, что с позиций классической психофизики, провал в центре распределения рассматривался как парадоксальный и не был объяснен.

Нелинейные модели

Булева модель и основанная на ней булево-линейная модель имеют ясные пределы своей применимости. Это проявляется, например, в ситуации, когда субъект стоит перед выбором одной из двух альтернатив, каждая из которых морально неприемлема для него.

Рассмотрим в качестве иллюстрации следующую ситуацию. В плен взяты три солдата X , Y и Z . Противник оказывает на пленника X сильнейшее давление, чтобы получить от него информацию, и это не является для пленника неожиданностью. Позитивным полюсом для солдата является молчание, негативным - сотрудничество с врагом. Поэтому $x_1=x_2=0$. Пленник X поставлен в известность, что любой его выбор является смертным приговором для его товарищей. Если он будет молчать, то убьют Y , если он будет говорить, то убьют Z . Поэтому $M(1,y)=M(0,y)=0$. Из линейности $M(x,y)$ по x следует, что $M(x,y)=0$ и субъекту X соответствует уравнение

$$x_1 + (1-x_1) \cdot (1-x_2) \cdot M(x,y) = 0 + 1 \cdot 1 \cdot 0 = 0.$$

Следовательно, модель однозначно предсказывает, что в такой ситуации пленник X выдаст противнику секреты и обречет, тем самым, на смерть своего товарища Z . Но интуиция говорит нам, что пленник X в такой ситуации стоит перед проблемой, составляющей сущность морального выбора, а булево-линейная модель дает неубедительное решение, в котором никак не отражены моральные терзания субъекта.

Даже поверхностный взгляд на проблему, стоящую перед пленником X , позволяет увидеть ее *нелинейную* природу. Действительно, приняв любое конкретное решение, субъект обрекает одного из своих товарищей на смерть, однако, пока он **не принял** решения, ни один из них не обречен. Следовательно, оценка ситуации $M(x,y)$ при значениях $x \in (0,1)$ должна быть выше, чем при граничных значениях $x=0$ и $x=1$. А это возможно лишь при условии, что функция $M(x,y)$ нелинейна по x .

В булево-линейной модели, основанной на булевой модели, $M(x,y)$ могла быть одной из 16 функций, линейных по x . В общей модели она может быть любой функцией, принимающей значения из $[0,1]$, в том числе и линейной. Таким образом, не опираясь более на булеву модель, В.А. Лефевр строит нелинейную модель так, чтобы выполнялся *принцип соответствия*: старая теория должна стать частным случаем новой теории. Поэтому готовности субъекта по-прежнему соответствует функция

$$X_1 = x_1 + (1-x_1) \cdot (1-x_2) \cdot M(x,y),$$

где $M(x,y)$ - функция, определенная на подмножестве множества $\{(x,y): 0 \leq x \leq 1, 0 \leq y \leq 1\}$. Ограничения, накладываемые на область определения функции $M(x,y)$, связаны с тем, что множество ее значений должно содержаться в отрезке $[0,1]$. Когда $M(x,y)$ определена при любых значениях $x \in [0,1]$, будем говорить, что субъект обладает *свободой воли*, то есть у него могут формироваться любые намерения (при данном значении y). В противном случае будем говорить, что воля субъекта *ограничена*, и считать, что у него не могут формироваться интенции x , при которых функция $M(x,y)$ не определена, то есть при которых $M(x,y) \notin [0,1]$.

В этой связи подчеркнем, что *свобода выбора* соответствует случаю, когда

выполняются два условия. Во-первых, субъект обладает свободой воли, а во-вторых, любая его интенция превращается в готовность совершить выбор: $X_1 = x$. Таким образом, субъект может обладать свободой воли, но не обладать свободой выбора.

В качестве примера нелинейной модели рассмотрим предложенную В.А. Лефевром квадратичную модель.

Квадратичная модель. Рассмотрим ситуацию, исход которой зависит только от самого субъекта. При этом считаем, что оценка ситуации представляется квадратичной функцией $m(x)$, где x - интенция субъекта. Тогда субъект описывается уравнением

$$X_1 = x_1 + (1-x_1) \cdot (1-x_2) \cdot m(x),$$

где $m(x) = b \cdot x^2 + a \cdot x + c$, $a, b, c \in \mathbb{R}$. Здесь коэффициенты a, b, c умозрительно уже не определяются, ибо функций $m(x)$ существует бесконечное множество. Поэтому необходимо ввести некие «начальные» условия, позволяющие однозначно получить $m(x)$. Для этого В.А. Лефевр наделяет своего субъекта способностью совершать мысленные оценки последствий своего биполярного выбора. Таким оценкам соответствуют $m(1) = \beta_1$ и $m(0) = \beta_2$, где $\beta_1, \beta_2 \in \{0;1\}$. Следует подчеркнуть, что в рамках морального аспекта выбора подобные оценки строго полярны, они не имеют «степени» позитивности или негативности.

Таким образом, наша функция принимает вид

$$m(x) = (\beta_1 - \beta_2 - a) \cdot x^2 + a \cdot x + \beta_2,$$

где a - пока неизвестный параметр. Свяжем значение этого параметра с величиной $\alpha = m(0.5)$. Она отражает внутреннюю субъективную оценку ситуации при условии, что у субъекта нет интенционального предпочтения какой-либо одной альтернативы. Таким образом, этот новый параметр уместно назвать *индексом оптимизма* субъекта. Действительно, чем больше α , тем выше субъект оценивает ситуацию, когда у него отсутствует интенциональное предпочтение одного из полюсов.

Отсюда находим, что $a = 4(\alpha - \beta_2) - (\beta_1 - \beta_2)$.

Тестирование квадратичной модели. Уравнение, описывающее интенциональный выбор, с учетом поставленных «начальных» условий представляется следующим образом:

$$x_1 + (1-x_1) \cdot (1-x_2) \cdot [(2\beta_1 + 2\beta_2 - 4\alpha) \cdot x^2 + (4(\alpha - \beta_2) - (\beta_1 - \beta_2)) \cdot x + \beta_2] = x. \quad (4)$$

Как и при тестировании булево-линейной модели, изучается **оценочная деятельность** человека. Представим себе, что испытуемый поставлен перед задачей оценить некоторый объект как «позитивный» или «негативный», в случае, когда у него отсутствуют объективные основания для такой оценки. Например, испытуемому, который не знает китайского языка, показывают случайный узор, похожий на иероглиф, говорят, что это китайское прилагательное, и просят определить, какой смысл оно имеет, позитивный или негативный. Ясно, что в этом случае у испытуемого нет никакой объективной опоры для выбора. Покажем, как квадратичная модель может быть использована для предсказания вероятностей выбора полюсов в такого рода экспериментах.

Очевидно, $x_1 = x_2 = 0.5$, в противном случае мы вносим в модель необоснованную асимметрию.

Имеют место два случая. Субъект рассматривает любой вариант своего

выбора как **необоснованный**, так как отсутствуют какие-либо объективные аргументы **в пользу** именно этого варианта. В этом случае $m(0)=m(1)=0$ (оценка необоснованного негативна). Или субъект рассматривает каждый вариант своего выбора как **обоснованный**, так как отсутствуют аргументы **против** этого варианта. В этом случае $m(0)=m(1)=1$ (оценка обоснованного является позитивной). Поэтому $\beta_1=\beta_2=\beta$, где β принимает значение либо 0, либо 1. При этом уравнение (4) принимает вид

$$(\alpha-\beta) \cdot x^2 - (\alpha-\beta-1) \cdot x - 0.5 - 0.25 \cdot \beta = 0.$$

Отрезку $[0,1]$ принадлежит его корень

$$x = \begin{cases} \{(\alpha-\beta-1) + (\alpha^2-\alpha\cdot\beta+1)^{1/2}\} / (2 \cdot (\alpha-\beta)), & \text{если } \alpha \neq \beta, \\ 0.5 + 0.25 \cdot \beta, & \text{если } \alpha = \beta. \end{cases}$$

Таким образом, мы построили функцию $x=f(\alpha,\beta)$ (где $\alpha \in [0,1]$, а β - либо 0, либо 1), связывающую готовность субъекта отнести объект к позитивному полюсу с индексом оптимизма α и оценкой обоснованности выбора любой из альтернатив β , при условии, что у субъекта нет объективного критерия для выбора: $x_1=x_2=0.5$.

На рис. 3 представлены графики зависимости готовности человека отнести объект к «позитивному» от индекса своего оптимизма (настроения) для двух случаев: $\beta=0$ и $\beta=1$. Параметром α (настроением испытуемого) в психологическом эксперименте можно управлять, β - величина, не поддающаяся определению. Однако

$$|f(\alpha,1) - f(\alpha,0)| = \begin{cases} 0 & \text{при } \alpha = 0, \\ 0.043 & \text{при } \alpha = 1. \end{cases}$$

С точки зрения доступной нам точности измерения, в психологическом эксперименте это различие незначительно. В нейтральном настроении ($\alpha=0.5$): $f(0.5,0)=(5^{1/2}-1)/2 \approx 0.618$ (в точности золотое сечение), $f(0.5,1)=(3-3^{1/2})/2 \approx 0.634$ (превосходит золотое сечение на 0.016).

Таким образом, в отсутствие факторов, специально влияющих на настроение, субъект должен оценивать объекты позитивно с вероятностью $0.62 \div 0.63$. В случае, когда существуют депрессирующие факторы, вероятность должна снижаться, но не опускаться ниже 0.5. В случае же, когда есть факторы, увеличивающие индекс оптимизма субъекта, вероятность должна увеличиваться, но не превосходить 0.75.

Рассмотрим теперь реальные эксперименты.

1. В 1970-е годы Адамс-Веббер и Бенжафелд обнаружили, что испытуемые оценивают своих знакомых позитивно, используя пары полярных прилагательных типа **сильный - слабый** с частотой 0.62. Тогда же было выдвинуто предположение, что эта константа в точности равна золотому сечению.

2. Чтобы проверить, что эта константа не связана специфически с

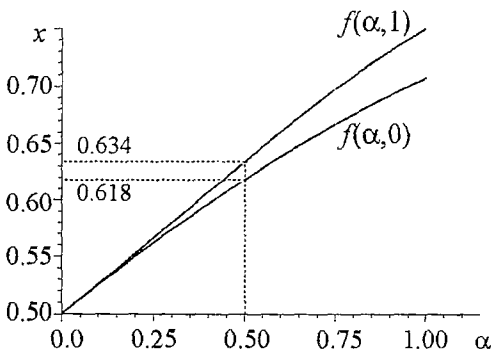


Рис. 3. Графики функций $f(\alpha,1)$ и $f(\alpha,0)$. Готовность субъекта интенционально выбрать позитивный полюс в зависимости от его индекса оптимизма (психологической установки в эксперименте). Графики приведены для двух случаев: когда испытуемый считает свой выбор обоснованным $-f(\alpha,1)$ и необоснованным $-f(\alpha,0)$

оценкой людей, Викторина Лефевр провела следующий эксперимент. Испытуемые оценивали фасолины как хорошие или плохие. Доля позитивных оценок оказалась равной 0.62.

3. Был проведен ретроспективный анализ экспериментов, связанных с изучением феномена, получившего название «только предьявление» («теге-ехросиге»). Суть этого феномена состоит в том, что при оценивании во всех отношениях равноценных объектов, более высокие баллы получают те, которые показывались испытуемым заранее. Некоторые эксперименты в этой области связаны с бинарным выбором. Испытуемым показывается пара объектов, например, два неправильных многоугольника, и предлагается указать, какой им больше нравится. Единственное существенное различие между альтернативами заключается в том, что один из объектов демонстрировался заранее с очень короткой экспозицией. В этих экспериментах было установлено, что «старые», то есть ранее предьявлявшиеся, фигуры выбираются чаще, чем новые. Это можно объяснить тем, что предварительное предьявление выполняет лишь одну функцию - оно ориентирует альтернативы. Ранее предьявлявшаяся альтернатива становится позитивным полюсом, а новая - негативным. Если принять это предположение, то подобные эксперименты становятся идеальным средством тестирования предсказаний квадратичной модели. Она может рассматриваться как выдержавшая такой тест лишь при условии, что частоты выборов старых фигур в экспериментах подобного типа будут группироваться вокруг чисел $0.62 \div 0.63$. Проведенные эксперименты показали, что это действительно так.

4. Рассмотрим теперь вопрос о влиянии «настроения» на частоты позитивных выборов. Соответствующие эксперименты были проведены Адамсом-Веббером и Родни. Испытуемые, оценивающие своих знакомых, были разбиты на три группы. В инструкции, даваемой первой группе, испытуемым предлагалось представить себя успешными и удачливыми. Вторая группа получила нейтральную инструкцию. Наконец, в третьей группе испытуемым давалась депрессирующая инструкция, их просили представить себя неудачниками. В соответствии с квадратичной моделью, для испытуемых первой группы $\alpha > 1/2$, поэтому они должны оценивать своих знакомых с частотой, большей 0.63. Для испытуемых второй группы $\alpha = 1/2$, поэтому частота позитивных оценок должна быть $0.62 \div 0.63$. Наконец для испытуемых третьей группы $\alpha < 1/2$ и частота позитивных оценок должна быть меньше, чем 0.62. Этот эксперимент был проведен дважды, и полученные результаты с точностью, доступной в психологическом эксперименте, подтвердили предсказания теории.

Возвращаясь к изложению теоретической части настоящей работы, перейдем к рассмотрению линейно-квадратичной модели.

Линейно-квадратичная модель. В булево-линейной модели Лефевра функция $M(x,y)$ была линейна по каждой из переменных

$$M(x,y) = a \cdot x \cdot y + b \cdot x + c \cdot y + d, \text{ где } a, b, c, d \in R.$$

В квадратичной модели прогностическая функция вводилась без учета представлений субъекта о готовности его партнера выбрать позитивный полюс

$$m(x) = b \cdot x^2 + a \cdot x + c, \text{ где } a, b, c \in R.$$

Учет квадратичной «поправки» по переменной x позволил В.А. Лефевру ввести в рассмотрение важный параметр - индекс оптимизма $\alpha = m(0.5)$ [1]. Богатый экспериментальный материал и наша интуиция говорят о том, что настроение человека, отражаемое в модели этим параметром, существенно влияет на наш выбор. Более того, существует ряд ситуаций, когда линейное описание субъекта

приводит к результатам, прямо противоречащим нашей интуиции и здравому смыслу (например, когда человек должен выбирать между альтернативами, каждая из которых для него морально неприемлема) [1,4].

Однако квадратичная модель не учитывает переменной y (описывающей готовность партнера субъекта выбрать тот или иной полюс с точки зрения самого субъекта), фигурировавшей в булево-линейной модели и являющейся, как было отмечено выше, совершенно необходимой при анализе огромного количества жизненных ситуаций.

Предлагаемая нами модель учитывает и индекс оптимизма субъекта α , и наличие у него партнера, что мы отражаем переменной y [4,5].

Объединим булево-линейную и квадратичную модели, предположив, что субъект описывается уравнением

$$X_1 = x_1 + (1-x_1) \cdot (1-x_2) \cdot m(x,y),$$

где прогностическая функция $m(x,y)$ квадратична по переменной x и линейна по переменной y

$$m(x,y) = a \cdot x^2 + bx + c + d \cdot x \cdot y + e \cdot y, \quad a, b, c, d, e \in R.$$

Таким образом, мы предполагаем, что человек оценивает свои действия квадратично, а действия своего партнера - линейно. Это представляется достаточно естественным, ибо человеку свойственно внимательнее и тоньше анализировать свое поведение, чем поведение другого человека, сложнее и глубже воспринимать себя, чем другого.

Еще одна причина, по которой мы прибегли к подобной асимметрии и отказались от введения квадратичности в описание восприятия субъектом партнера - это существенное упрощение модели. Тем самым мы избавлены от необходимости вводить в рассмотрение массу дополнительных параметров, психологический смысл которых достаточно туманен. Мы стремимся построить наиболее простую модель, ясно и адекватно описывающую поведение человека в более широком круге ситуаций, нежели уже предложенные модели.

Далее, пользуясь подходом, предложенным В.А. Лефевром, наделим нашего субъекта способностью совершать мысленные оценки биполярного выбора своего и партнера

$$m(0,0) = \beta_1, \quad m(1,0) = \beta_2, \quad m(0,1) = \beta_3, \quad m(1,1) = \beta_4, \quad \text{где } \beta_i \in [0,1], \quad i = 1,4.$$

В этих оценках отсутствуют «полутона» - они либо позитивны, либо негативны. Таким образом, субъект честен перед самим собой: он называет добро добром, а зло злом в соответствии со своей системой ценностей.

Индексом оптимизма в линейно-квадратичной модели назовем величину $\alpha = m(0.5,0.5)$, характеризующую оценку ситуации субъектом при условии, что у него и его партнера отсутствуют какие-либо интенциональные предпочтения одного из полюсов. Действительно, чем выше α , тем положительнее субъект оценивает само стечение обстоятельств, обуславливающих его выбор. Очевидно, что $\alpha \in [0;1]$.

При заданных условиях коэффициенты a, b, c, d, e выражаются однозначным образом

$$a = \beta_1 + \beta_2 + \beta_3 + \beta_4 - 4 \cdot \alpha$$

$$b = 4 \cdot \alpha - 2 \cdot \beta_1 - \beta_3 - \beta_4$$

$$c = \beta_1$$

$$d = \beta_4 - \beta_3 - \beta_2 + \beta_1$$

$$e = \beta_3 - \beta_1.$$

Иллюстрация линейно-квадратичной модели. Одной из интереснейших областей приложения рефлексивных моделей В.А. Лефевра является изучение внутреннего мира литературных персонажей. Однако такое приложение является не только и не столько средством литературного анализа, как средством доступного и ясного психологического эксперимента, а также одним из способов тестирования построенных моделей. Мы обратились к одному из самых трогательных эпизодов романа «Братья Карамазовы» Ф.М. Достоевского, великого философа и знатока души человеческой (далее цит. [3]).

На исповедь к старцу Зосиме пришла молодая еще крестьянка, убившая своего мужа.

«Вдовею я, третий год, - начала она полушепотом, сама как бы вздрагивая. - Тяжело было замужем-то, старый он был, больно избил меня. Лежал он больной; думаю я, гляжу на него: а коль выздоровеет, опять встанет, что тогда? И вошла ко мне тогда эта самая мысль...»

И вот теперь она боится своего греха, «сперва не думала, а теперь хворать начала, тоска пристала». Она исповедовалась, ее допустили к причастию, но она боится. Умирать боится. Старец Зосима - ее последняя надежда.

«Разреши мою душу, родимый, - тихо и не спеша промолвила она, стала на колени и поклонилась ему в ноги.»

С формальной точки зрения эта ситуация может быть проанализирована следующим образом.

Позитивным полюсом для женщины, очевидно, является сама возможность прощения, возможность искупления ее тяжкого греха, негативным - невозможность такого прощения.

Модели рефлексивного выбора - это модели *выбора* одной из альтернатив. Но субъект способен не только выбрать ту или иную альтернативу, но и назначить вероятности, с которыми он будет их выбирать [2]. Иными словами, субъекту «не обязательно» *выбирать* в соответствии с формирующимися у него вероятностями предпочтения полюсов, он может «завершить» свой выбор на *констатации* (осознании) этих вероятностей, на *оценке* своей готовности выбрать тот или иной полюс. В этом смысле оценка - это незавершенный выбор, несовершенное действие. И в данном случае мы имеем дело как раз с таким осознанием. Осознанием «я прощена» или «я не прощена». Иными словами, мы имеем дело со степенью уверенности женщины в своем спасении, с ее оценкой своего положения.

Найдем теперь прогностическую функцию, в соответствии с которой женщина оценивает исход сложившейся ситуации.

Раскаивающаяся крестьянка полностью веряет свою судьбу старцу, от одного его слова зависит ее будущее, он для нее некая последняя и высшая инстанция правды и справедливости². Она видит свое будущее позитивным в том и только том случае, если сам старец скажет ей о возможности искупления ее греха, если он даст ей надежду на спасение. Поэтому $\beta_1=\beta_2=0$ и $\beta_3=\beta_4=1$, откуда

$$m(x,y) = (2-4\alpha)\cdot x^2 + (4\alpha-2)\cdot x + y.$$

Уравнение интенционального выбора, являющееся следствием фундаментального принципа саморефлексии, в линейно-квадратичной модели имеет вид

² Замечательно по этому поводу пишет сам Ф.М. Достоевский: «для смиренной души русского простолюдина, измученной трудом и горем, а главное всегдашнею несправедливостью и всегдашним грехом, как своим, так и мировым, нет сильнее потребности и утешения как обрести святынню или святого, пасть пред ним и поклониться ему: «Если у нас грех, неправда и искушение, то всё равно есть на земле там-то, где-то святой и высший; у того зато правда, тот зато знает правду; значит, не умирает она на земле, а стало быть когда-нибудь и к нам перейдет и воцарится по всей земле как обещано» [3].

$$x_1 + (1-x_1) \cdot (1-x_2) \cdot m(x,y) = x. \quad (5)$$

Решим его для двух случаев.

1. $x_1=x_2=0$. Мир жесток и не прощает женщине содеянного. Она знает, что нравы и устои общества таковы, что она никогда не сможет искупить своего преступления в его глазах.

2. $x_1=x_2=0.5$. Мир нейтрален, равнодушен к судьбе женщины.

Решая уравнение (5), находим

$$x = [(3-4\alpha) \pm (16\alpha^2 - 24\alpha + 9 - 8y + 16\alpha y)^{1/2}] / (4-8\alpha), \quad \text{при } x_1=x_2=0;$$

$$x = [(3-2\alpha) \pm (4\alpha^2 + 4\alpha y - 4\alpha - 2y + 5)^{1/2}] / (2-4\alpha), \quad \text{при } x_1=x_2=0.5.$$

На рис. 4 приведены графики зависимости $x(\alpha)$ при трех значениях

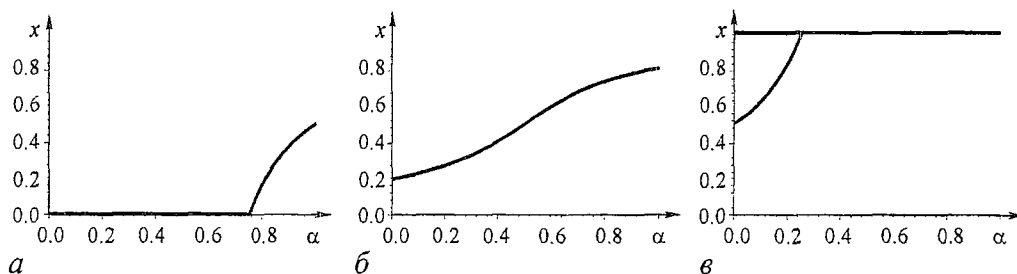


Рис. 4. Решения уравнения интенционального выбора. Графики приведены для случая $x_1=x_2=0$ при трех различных значениях параметра: $a - 0.0$, $b - 0.5$, $v - 1.0$. Отметим, что в случаях a и v уравнение имеет два решения при $\alpha > 0.75$ и $\alpha < 0.25$, соответственно

параметра y для случая $x_1=x_2=0$. В этом случае у женщины могут формироваться любые значения интенции x при каждом из рассматриваемых значений параметра y (подчеркнем в этой связи, что это не является достаточным для того, чтобы утверждать, что женщина обладает свободой воли, ибо это понятие предполагает произвольность, а не фиксированность параметра y). Уравнение интенционального выбора имеет решения $x \in [0,1]$, поэтому любой выбор, совершаемый женщиной, является интенциональным.

На рис. 5 представлены графики зависимости готовности женщины X_1 выбрать позитивный полюс от индекса оптимизма при трех значениях параметра y для случая $x_1=x_2=0.5$.

При $y=0.5$ в этом случае женщина может «испытывать» любые интенции, ее выбор интенционален, то есть при $\forall \alpha$ имеем $X_1=x$.

При $y=0$ у женщины принципиально могут возникать любые намерения x только при $\alpha \in [0.5,1]$, и в этом случае ее выбор интенционален. При $\alpha \in [0,0.5)$ у

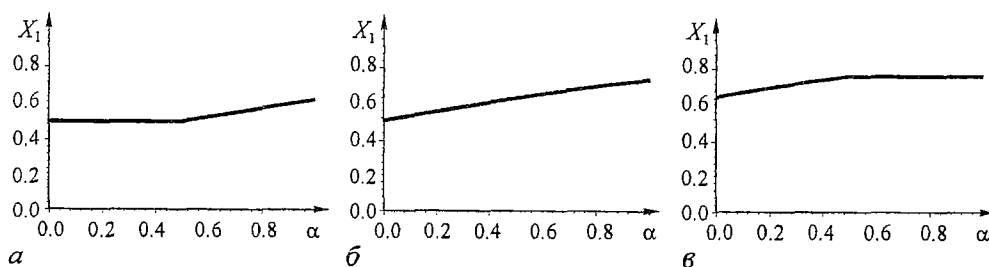


Рис. 5. Готовность женщины выбрать позитивный полюс. Приведены графики зависимости готовности выбрать позитивный полюс от индекса оптимизма женщины в случае $x_1=x_2=0.5$ для трех различных значений параметра y : $a - 0.0$, $b - 0.5$, $v - 1.0$

женщины могут формироваться только нулевая и единичная интенции выбрать позитивный полюс. При этом ее готовность $X_1=0.5$, интенциональный выбор оказывается невозможен, но график зависимости $X_1(\alpha)$ является непрерывным (заметим, что это хорошо согласуется с нашими интуитивными представлениями, ибо переменная X_1 отражает исполнительную, моторную систему субъекта).

При $y=1$ и $\alpha \in [0, 0.5]$ женщина обладает свободой воли, ее выбор интенционален. При $\alpha \in (0.5, 1]$ у женщины могут формироваться только «крайние» интенции $x=0$ и $x=1$. Готовность $X_1(x=0)=X_1(x=1)=0.75$, интенциональный выбор невозможен. График зависимости $X_1(\alpha)$ также является непрерывным.

Проанализируем теперь полученные результаты.

Случай $x_1=x_2=0$ (см. рис. 4).

б. При $y=0.5$ (старец равнодушен) условию $x \in [0, 1]$ удовлетворяет только один корень. Готовность женщины выбрать позитивный полюс x монотонно растет с увеличением α ($x'(\alpha) > 0$).

а. При $y=0$ (старец строг и непреклонен) и невысоких индексах оптимизма ($\alpha \leq 0.75$) женщина заведомо выбирает негативный полюс $x=0$. При высоких индексах оптимизма ($\alpha \geq 0.75$) помимо корня $x=0$ появляется монотонно растущее решение $x(\alpha)$. При наивысшем индексе оптимизма ($\alpha=1$) у женщины генерируются две альтернативы: $x=0$ и $x=0.5$. Таким образом, при высоком индексе оптимизма женщина мечется между двумя решениями - у нее формируется уже не только нулевая интенция, но и реальная отличная от нуля готовность выбрать позитивный полюс. Ситуация перестает быть безнадежной для женщины.

в. При $y=1$ (старец говорит о возможности искупления греха) и низких значениях индекса оптимизма ($\alpha \leq 0.25$) у женщины возникает две альтернативы: $x=1$ и монотонно растущая от 0.5 (при $\alpha=0$) до 1 (при $\alpha=0.25$) готовность выбрать позитивный полюс. При $\alpha \geq 0.25$ женщина с единичной вероятностью выбирает позитивный полюс. Таким образом, старцу «достаточно» поднять индекс оптимизма женщины хотя бы до 0.25, и она обретает уверенность в своем выборе, перестает метаться и с единичной вероятностью выбирает позитивный полюс.

Случай $x_1=x_2=0.5$ (см. рис. 5).

б. При $y=0.5$ условию $x \in [0, 1]$ удовлетворяет только корень

$$x = [(3-2\alpha) - (4\alpha^2 + 4\alpha y - 4\alpha - 2y + 5)] / (2-4\alpha).$$

Готовность женщины выбрать позитивный полюс монотонно возрастает с увеличением индекса оптимизма.

а. При $y=0$ и $\alpha \geq 0.5$ готовность женщины выбрать позитивный полюс также монотонно растет с увеличением индекса оптимизма. А при $\alpha < 0.5$ возникает интересная зависимость - женщина с равной готовностью выбирает как позитивный, так и негативный полюс вне зависимости от формирующейся у нее интенции ($x=0$ или $x=1$). Поэтому это состояние с низким индексом оптимизма ($\alpha < 0.5$), при котором у женщины формируются только две полярные интенции, можно интерпретировать как состояние *апатии*. Действительно, в этом состоянии ни намерение женщины выбрать негативный полюс ($x=0$), ни намерение выбрать позитивный ($x=1$) не оказываются в достаточной мере «сильными», чтобы у женщины появилось реальное предпочтение ($X_1 \neq 0.5$) одного из полюсов.

в. При $y=1$ и низком индексе оптимизма $\alpha \leq 0.5$ готовность X_1 монотонно растет с увеличением индекса оптимизма. При $\alpha > 0.5$ женщина выбирает позитивный полюс с максимально возможной в данном случае готовностью $X_1=0.75$ вне зависимости от возникающей у нее интенции (напомним, что при $\alpha > 0.5$ у женщины могут формироваться только два значения интенции: $x=0$ и $x=1$). Это состояние, когда у женщины нарушается тонкая волевая регуляция, уместно интерпретировать как состояние *эйфории*.

Обратим внимание на еще одну интересную особенность построенных зависимостей.

Если мир жесток, если все вокруг кричит женщине о том, что она не прощаема, не спасаема, то мы, фактически, имеем модель приговора, когда для женщины все зависит от слов старца: отчаяние или надежда, не спасена или спасена, ад или рай. Действительно, в этом случае готовность женщины выбрать позитивный полюс (или ее оценка своего положения) в зависимости от u и α может изменяться от 0 до 1.

Если мир нейтрален, то решение женщины уже в существенно меньшей степени зависит от слов старца: значение X_1 колеблется от 0.5 до, примерно, 0.823... (обратим внимание: даже наивысшее значение готовности выбрать позитивный полюс, которое может сформироваться у женщины, в данном случае ниже, чем в случае жестокого мира). И это понятно: в мире, полном осуждения и ненависти, как за единственную и последнюю соломинку женщина может ухватиться за надежду, данную ей старцем. Так же, как тонущий человек до судорог сжимает протянутую ему руку, женщина с жадностью хватается за эту соломинку. В мире же равнодушно-нейтральном у нее всегда останутся сомнения в возможности прощения, ведь доля того осуждения (а отчасти и наказания), которое нес бы собой жестокий внешний мир, в мире аморфно-нейтральном становится самоосуждением и самонаказанием.

Но вернемся к анализируемому эпизоду романа. Что ответил женщине старец?

«Ничего не бойся и никогда не бойся, и не тоскуй. Только бы покаяние не оскудевало в тебе - и все Бог простит. Да и греха такого нет и не может быть на всей земле, какого бы не простил Господь воистину кающемуся. Да и совершить не может, совсем, такого греха великого человек, который бы истощил бесконечную Божью любовь. Али может быть такой грех, чтобы превысил Божью любовь? О покаянии лишь заботься, непрестанно, а боязнь отгни во все. Веруй, что Бог тебя любит так, как ты и не помьшляешь о том, хотя бы со грехом твоим и во грехе твоём любит. А об одном кающемся больше радости в небе, чем о десяти праведниках, сказано давно. ... Любовью все покупается и все спасается. Уж коли я, такой же как и ты человек грешный, над тобой умилился и пожалел тебя, кольми паче Бог. Любовь такое бесценное сокровище, что на нее весь мир купить можешь, и не только свой, но и чужие грехи еще выкупишь...»

Старец прощает, старец дает надежду на спасение, старец говорит о возможности искупления ($y=1$)... Но (и это самое главное!) старец еще и повышает индекс оптимизма женщины. Это значит, что в случае $x_1=x_2=0$ при $\alpha \geq 0.25$ женщина наверняка выберет позитивный полюс.

В случае же $x_1=x_2=0.5$ ее готовность будет очень высока. Причем старцу «достаточно» поднять настроение кающейся хотя бы до нейтрального, чтобы у женщины сформировалась высочайшая из возможных готовность выбрать позитивный полюс, которая уже не зависит от колебаний ее настроения.

Вероятно, священник на исповеди, отпустив грех кающейся, не позаботился о главном - об увеличении индекса оптимизма, о помощи, необходимой страдающей женщине для преодоления сокрушающего ее отчаяния.

Заметим, что в анализируемом эпизоде линейно-квадратичная модель переходит в булево-линейную при $\alpha=0.5$. Это показывает, насколько важным был учет индекса оптимизма в данном случае, ибо из контекста видно, что женщина была далеко не в нейтральном настроении.

Но теперь мы можем подняться над конкретикой рассмотренной ситуации и попытаться объяснить, с точки зрения построенной модели, некоторые удивительные христианские принципы.

Обратимся вновь к рассмотренному эпизоду. Если в сложившейся ситуации

другой человек оценивает свое будущее в соответствии с нашими действиями, то, чем выше наша готовность выбрать позитивный полюс, тем выше эта готовность у другого человека. При этом в случае высокого индекса оптимизма этого человека не возникает метания между двумя решениями (так как при этом только один из корней $x(\alpha)$ уравнения (5) удовлетворяет условию $x \in [0,1]$) - остается только высокая готовность выбрать позитивный полюс.

Но обратим внимание на еще одну очень интересную особенность кривых $x(\alpha)$, описывающих готовность субъекта выбрать альтернативу, олицетворяющую для него добро, в зависимости от индекса оптимизма. Чем больше значение параметра α , тем более пологим становится график функции $x(\alpha)$ при высоких индексах оптимизма, что мы интерпретируем как **уверенность** субъекта в своем выборе. Действительно, чем меньше $|x'(\alpha)|$, тем меньше колебания настроения ($\Delta\alpha$) сказываются на изменении величин x .

В этом смысле становятся понятны слова старца Зосимы, говорившего, что «если бы ты светил, то светом своим озарил бы и другим путь, и тот злодей, может быть не совершил бы его [преступления] при свете твоём».

Проиллюстрируем теперь на примере квадратичной модели глубочайший смысл христианской доктрины «**не унывай**». Мы многократно находим этот призыв на страницах Евангелия и Посланий святых апостолов.

«...Должно всегда молиться и **не унывать**.» (Луки, 18:1)

«Делая добро, да **не унываем**; ибо в свое время пожнем, если не ослабеем.» (К Галатам св. Павла, 6:9.)

Рассмотрим следующую ситуацию. Пусть $x_1=x_2=\beta_1=\beta_2=0$, $\alpha=1$.

Тогда уравнение интенционального выбора принимает вид

$$0 + (1-0) \cdot (1-0) \cdot (-4 \cdot x^2 + 4 \cdot x) = x \Leftrightarrow -4 \cdot x^2 + 4 \cdot x = 0 \Leftrightarrow x = 0, \quad x = 0.75.$$

Таким образом, у субъекта, попавшего в такую «безнадежную» ситуацию, но сохранившего, тем не менее, присутствие духа, все-таки формируется высокая готовность выбрать позитивный полюс, помимо «естественной» в такой ситуации нулевой готовности. Мы можем назвать такого человека *подвижником*.

Если в аналогичной ситуации индекс оптимизма субъекта $\alpha=0.5$ (назовем такого человека *философом*), то уравнение, описывающее интенциональный выбор, принимает вид

$$0 + (1-0) \cdot (1-0) \cdot (-2 \cdot x^2 + 2 \cdot x) = x \Leftrightarrow -2 \cdot x^2 + 2 \cdot x = 0 \Leftrightarrow x = 0, \quad x = 0.5.$$

Таким образом, у субъекта также формируется ненулевая готовность выбрать позитивный полюс, но она **ниже**, чем аналогичная готовность у субъекта, названного нами подвижником.

Если индекс оптимизма у субъекта равен нулю, то у него формируется **только** нулевая готовность выбрать позитивный полюс. Назовем такого субъекта *отчаявшимся*.

Те же результаты, очевидно, дает и линейно-квадратичная модель.

Этот пример и проанализированный выше эпизод позволяют сделать следующий вывод. Чем выше индекс оптимизма человека, тем выше его готовность выбрать полюс, являющийся для него позитивным. При этом у субъекта все-таки может оставаться выбор - с некой отличной от нуля готовностью выбрать позитивный полюс или выбрать негативный. Таким образом, высокий индекс оптимизма является лишь условием того, что у субъекта могут формироваться большие интенции, окончательный же выбор полностью зависит от самого субъекта. Таким образом, благодаря высокому индексу оптимизма у субъекта, совершающего интенциональный («свободный», желаемый) выбор, появляется реальная возможность выбрать как позитивный, так и негативный

полнос. Он не «обречен» заведомо выбрать негативный полюс, равно как не «обязан» выбирать позитивный.

Выводы

В работе дается систематическое изложение формальных моделей субъекта, построенных В.А. Лефевром в рамках теории морального выбора.

Предлагается развитие этих моделей. С использованием построенной линейно-квадратичной модели проиллюстрирован удивительный христианский принцип «не унывай». Таким образом, мы получили возможность на новом уровне осмыслить христианские заветы.

Показана исключительная важность учета настроения (индекса оптимизма) субъекта при анализе определенных ситуаций. Доказано, что с увеличением индекса оптимизма увеличивается готовность субъекта выбрать позитивный полюс.

Построенная линейно-квадратичная модель позволяет расширить рамки предложенного В.А. Лефевром нелинейного подхода к представлению саморефлексии субъекта, что открывает новые горизонты в развитии настоящей теории, а также приближает нас к пониманию нелинейной природы человеческой психики.

Хочется также отметить, что в развиваемой теории существует большой математический аппарат, который не рассматривался нами в связи с тем, что целью настоящей работы было знакомство читателя непосредственно с моделями рефлексивного субъекта.

В заключение пользуюсь приятной возможностью поблагодарить В.А. Лефевра за активную поддержку этой работы и намеченную им стратегию дальнейших исследований, а также за ряд ценных замечаний. Особую признательность хочется высказать В.Е. Лепскому, усилиями которого в России возобновлены исследования по данной тематике. Я благодарна также Г.Г. Малинецкому и А.В. Подлазову за полезное обсуждение и помощь при подготовке настоящей статьи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 02-06-80219.

Библиографический список

1. *Лефевр В.А.* Алгебра совести. М.: Когито-центр, 2003. 426 с.
2. *Лефевр В.А.* Рефлексия. М.: Когито-центр, 2003. 496 с.
3. *Достоевский Ф.М.* Братья Карамазовы. М.: ЭКСМО-Пресс, 2000. 800 с.
4. *Анисимова С.А.* Рефлексивные модели субъекта, совершающего моральный выбор. ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2003. Препринт № 60.
5. *Анисимова С.А.* Линейно-квадратичная модель рефлексивного выбора // Рефлексивные процессы и управление. М.: Когито-центр, 2003. Т. 3, № 2.

Московский физико-технический институт, Долгопрудный

*Поступила в редакцию 08.07.2003
после доработки 29.01.2004*

NONLINEAR MODELS OF REFLEXIVE CONTROL THEORY

S.A. Anisimova

The work is devoted to mathematical modeling of reflective processes - intensively developing branch of mathematical psychology.

A systematical statement of subject models is given in the work where the subject faces a moral choice, i.e. a choice of one of two polar alternatives: first personifies good, and the second - evil.

A new, linear-square-law model of subject is offered, which allows combining nonlinear account of the subject's self-reflection and his opinion on actions of his partner, described in the linear way. A linear description of the partner appears to be natural because on the one hand it appreciably simplifies the model, on the other hand a person can estimate his own actions more subtly and in a more complicated manner than his partner's.

The episode from Dostoyevskiy's novel «Karamazoff brothers» is analyzed within the framework of the advanced model. Important influence of the subject optimism index on the accomplished choice is demonstrated and one of the most important Christian principles «Don't worry» is illustrated.



Анисимова Светлана Александровна - студентка Московского физико-технического института. Область научных интересов - математическая психология, рефлексивное управление. Автор 2 статей по указанному направлению.

E-mail: Sveto4ek@yandex.ru

В процессе подготовки к публикации данная статья прошла не одно рецензирование. Отмечая дискуссионный характер ее материала, мы предполагаем опубликовать в следующем номере развернутые комментарии научного консультанта автора статьи и рецензента.

Редакция



NEURODYNAMICAL CONTROL OF HEARTBEAT IN SPINY LOBSTER, *PANULIRUS JAPONICUS*

Toru Yazawa, Ken Kiyono, Katsunori Tanaka, Tomoo Katsuyama

We performed time series analysis of heartbeat interval of Japanese spiny lobster. We studied isolated and intact hearts. The fluctuation pattern of beat-interval was different in the two conditions. However, the power spectra derived from two conditions were not distinguishable. We, therefore, considered that those spectra might be contaminated by unsteady «trends» in constantly changing internal and external environments. In order to remove such potential trends, we applied detrended fluctuation analysis and obtained distinguishable scaling exponents between isolated and intact hearts: 0.51 ± 0.02 and 0.8 ± 0.2 , respectively. Those exponents indicate that fluctuation of isolated hearts have white noise-like qualification, while that of intact hearts have a $1/f$ -like or a long-range correlation nature. These results suggest that, by using the scaling exponent, it may be possible to determine whether or not the heart has lost contact with the central nervous system, provided the exponent is derived from a large sample, for example about 10,000 beats.

Introduction

Heart rate variations reflect the complex control of the heart from the cardiac control center in the brain [1]. Beat-to-beat interval variations, therefore, contain information about the activity of cardio-regulatory neurons. The heart of lobster receives innervations of only three kinds of cardio-regulatory axons from the brain center [2]. This simplicity may have a great advantage for studying physiological significance of heart rate variations. To understand neurodynamical control of heartbeat, we performed time series analysis of heartbeat intervals of Japanese spiny lobsters.

When one considers the brain-heart system as a complex dynamical system, *scaling* property (such as power spectrum, scaling exponent, etc) one needs a way to characterize the system quantitatively. Spectral analysis has been widely used for approaching such a goal [3]. However, we have previously noticed that the pattern of fluctuation differs between the hearts in different conditions, although the power spectra were almost identical [4]. Since biological systems usually have trend, we must consider that Fourier-spectral analysis is invalid for such biological data that have trend. To remove the trend, we adopted the detrended fluctuation analysis (DFA) [5]. This test revealed a difference in the scaling exponents between isolated and intact hearts. We here demonstrate the possibility to distinguish between states of heartbeat by means of the scaling exponent.

Materials and Methods

Physiology. Spiny lobsters, *Panulirus japonicus*, were obtained from a fisherman at Shimoda, Japan, and maintained in an aquarium. The isolated hearts were maintained in a steady physiological condition (20 C, lobster saline solution [4]) and heartbeats were recorded with a mechanical force transducer (see ref [6] for the method). In the intact hearts, electrical activity of cardiac muscle (ECG) was recorded by a conventional electrophysiological method (see ref [4]). In both cases, heartbeat signals were sampled at 1 KHz and stored in the PC and analyzed using the Power Lab (ADI, Australia) and our own program. The period of length of recordings was usually 2 to 3 hours, about 10,000 beats. Seawater was effective for isolating the ECG from environmental electrical noise. The implanted electrodes did not seem to adversely affect the animals. Some implanted lobsters lived more than one year and two animals even ecdysed.

Numerical Analysis. Time interval T_n between n th beat and $n+1$ st beat was calculated from the ECG data. Time-series obtained, $\{T_n\}$, $n=1,2,\dots,N$, were analyzed. Peng et al. [5] described DFA test before. We referred those articles for the methods. Briefly, DFA was carried out as follows: at first, we made a new series defined as

$$\{T'_n\} = \{T_n\} - \langle T_n \rangle, \quad (1)$$

where T_n is time interval of the original time series of heartbeat recording, and $\langle T_n \rangle$ is its mean value. Then, summing up $\{T'_n\}$ from the first term to the k th term, we obtain $y(k)$ as follow,

$$y(k) = T'_1 + T'_2 + \dots + T'_k. \quad (2)$$

Subsequently, we divided $y(k)$ into sub series, which has l terms, and approximated each subseries to the linear function $y_l(k)$ using the least mean square method. Each approximate-function $y_l(k)$ represents a local «trend» of entire series. If the cause of unsteadiness of original data comes only from such a trend, subtraction $y(k) - y_l(k) = \Delta_l(k)$ yields a steady series. Here, it should be noted that this procedure would not remove every types of unsteadiness. The mean square deviation of $\Delta_l(k)$, $F(l)$, estimates the performance of the approximation. If the signal T'_n is self similar, $F(l)$ satisfies the following scaling relation:

$$F(l) \sim l^\alpha. \quad (3)$$

Since we are interested in the heartbeat fluctuation against *time* instead of beat number n , we transform the time series $\{T'_n\}$ into the function of time, $T(t)$, using the re-sampling method [4]. In this case, the scaling relation (3) is replaced to

$$F(\tau) \sim \tau^\alpha, \quad (4)$$

where we introduced time-length τ instead for sub series length l . The scaling exponent α obtained from (4) is related to the exponent of power spectrum. If $F(\tau)$ satisfies (4), power spectrum of the function $T(t)$ forms

$$P(\nu) \sim 1/\nu^\beta, \quad (5)$$

where ν is frequency. The power β is related with the exponent α as

$$\beta = 2\alpha - 1. \quad (6)$$

When $T(t)$ is a white noise, since $\beta=0$, relation (6) gives $\alpha=0.5$. For a $1/f$ fluctuation, $\beta=1$ and $\alpha=1$. When α falls in the range $0.5 < \alpha < 1$, one can say $T(t)$ has a «long-range correlation». We plotted $\ln(F(\tau))$ against $\ln(\tau)$ (see below), and the slope shows the exponents α .

Results

Power spectral density. Heart rate of lobsters fluctuates, but isolated hearts and intact hearts exhibited different fluctuation patterns when comparison was carried out at the same temperature, at the same time of day, the same season of the year, and with a similar body-size of preparation (150 ± 12 g). Fig. 1 shows examples of data obtained from ECG for about one and half hour. In heart rate plots, fluctuation of baseline rate is discernable (*a1* and *b1*). At the baseline level, isolated hearts (*a1*) exhibited greater fluctuations than intact hearts (*b1*). In turn, isolated hearts exhibited much less rate variability than in intact hearts because several spine-like structure can be recognized in intact trace, i.e., data points greater than noise data points. This means that several beats out of 1600 deviated from mean value. One can also notice that the mean rate of intact heart is higher than that of isolated heart (mean interval of 0.5 ms and 1.0 ms, respectively).

Although time series data showed such differences between the hearts in different conditions, power spectral density (PSD) did not exhibit much difference between each other (*a2* and *b2*), due to potential contamination by unsteady «trend». We thus tried to

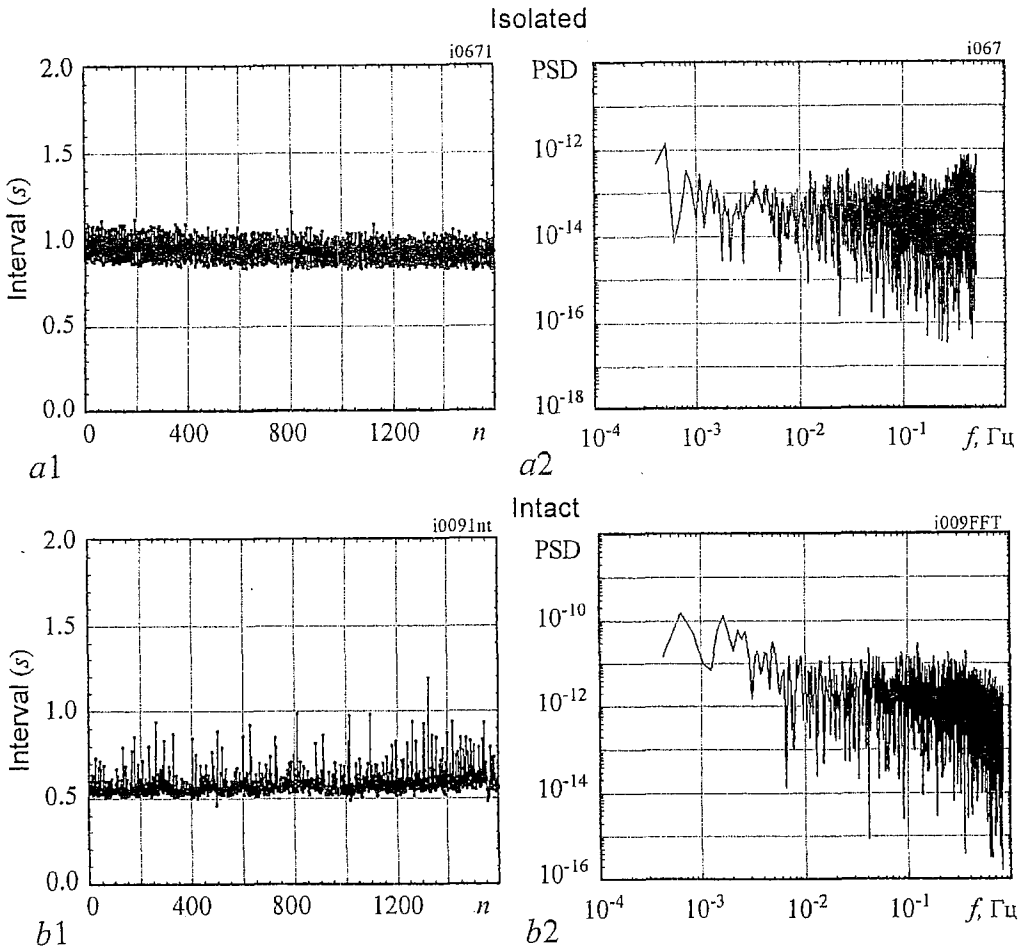


Fig. 1. An example of ECG analysis for isolated (*a*) and intact (*b*) hearts. (*a1* and *b1*) Representation of time series of heartbeat interval. X-axis (*n*), consecutive heartbeats numbered from 0 to 1600. Y-axis, heartbeat interval shown in sec. Mean intervals are roughly 1 s for isolated heart (*a1*) and 0.5 s for intact heart (*b1*). (*a2* and *b2*) Representation of power spectral density (PSD) calculated from time series data shown in left hand side respectively. *a2* and *b2* are indistinguishable though *a1* and *b1* are apparently different in shape

remove the trend. In the present study, we adopted the DFA to estimate scaling exponents [5].

Isolated heart DFA. We next attempted to distinguish heart conditions quantitatively with the DFA. The DFA results also enabled us to give interpretations for the cardiac control mechanisms in terms of physiology.

Isolated hearts showed an exponent of 0.51 ± 0.02 (Fig. 2, a). Curiously, the slope was drastically changed at the border of $\tau=200$ s (see abscisses 2.3) between 0.5 and 1.6 in slope. This seems to show an existence of two scaling exponents, $\alpha_1=0.5$ ($\tau < 200$ s) and $\alpha_2=1.6$ ($\tau > 200$ s). In the analysis, we approximated the trend to the linear function $y_l(k)$. We performed additional analyses using higher order approximation functions for the linear function $y_l(k)$. Since these analyses also showed the slope 0.5, we conclude the exponent α_1 (0.5) is robust. However, the time-length τ shifted toward much larger value than «200 s». Furthermore, the slope 1.6 was not always observable as in the case of linear function fitting, which is shown in Fig. 2, a. It seems inadequate to go through physiological discussion as to the number 1.6 although the number itself has specific meaning because 1.6 indicates Brownian type of fluctuation.

We emphasize the fact that DFA revealed the unique exponent 0.5 and characteristic time-length 200s, period of which were sometimes much longer at high order approximations.

Intact heart DFA. Intact hearts showed a peculiar scaling feature as shown by straight lines in log-log plots (Fig. 2, b). We obtained the exponent of 0.8 ± 0.2 ($n=7$). This indicates that intact hearts exhibit fluctuations that have long-range correlation. Statistically speaking, one heartbeat interval correlates with forth-coming and later-coming heartbeat intervals. Heartbeats happening at a different moment can be statistically connected with each other. The correlation does not constitute a deterministic connection. A certain heartbeat affects other incident happened afterwards.

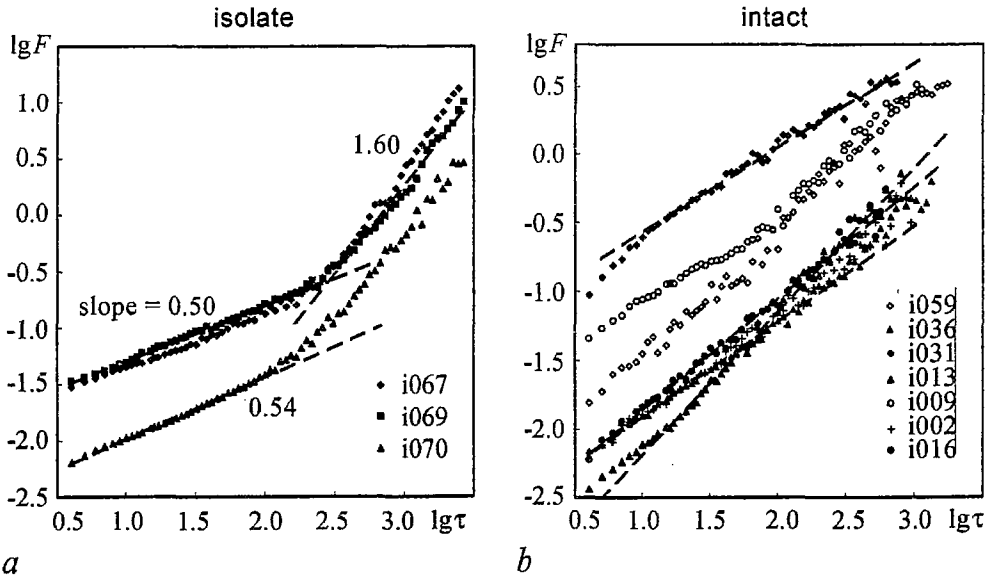


Fig. 2. Log-log plots of $F(\tau)$ vs. τ for isolated (a) and intact (b) hearts. (a) All three hearts showed an identical scaling property. In the range $\tau < 200$ s, i.e. $\log \tau < 2.3$, the plots show the slope 0.5. This slope indicates the exponent α of 0.5, which corresponds to a white-noise. (b) All seven plots exhibited the exponent about 0.8 in the entire range of τ examined. The α value of 0.8 indicates that the fluctuation has a long-range correlation like the $1/f$ fluctuation

Discussion

Isolated heart. The characteristic period length 200 s appears to be the intrinsic burst rate property of the cardiac pacemaker under the conditions employed here. More remarkably, DFA analysis indicated that the lobster heart can maintain a steady rate for a considerable length of time, 200 s.

What does 200 s mean? We have found from microdialysis (MD)-HPLC analysis of lobster hemolymph that dopamine can be released for the period length of this order, 200 s. When MD-probe-implanted lobsters were disturbed (noxious stimulation applied by rod touching, for instance), the circulating dopamine level increased sharply from resting conditions (5 mg per 10 micro-liter microdialysis sample) after the lobster was disturbed by being touched or by human approach (about 100 pg dopamine per 10 micro-liter). After a sharp peak of 100 pg was attained, the dopamine level decayed exponentially along with a curve of time-constant about 200 s (Yazawa, in preparation in detail). This reveals not only pulse-like hormone release induced by sudden stress but also a short life of effective dose of hormones such as dopamine, which disappear in the blood stream in minutes.

Hormones are believed to bind their receptors on the target cell surface. The binding triggers an intracellular signal transduction cascade, a chemical chain reaction. To accomplish this, target cells must «freeze» until completion of information transmission before executing the state change of intracellular environment. The interval of 200 s may be the shortest biological decoding period for the cardiac ganglion before converting information and establish readiness to new state. It takes time for the pacemaker to respond to central nervous input.

Considering the steadiness of heartbeat, it is necessary to try to explain the persistence of exponent 0.5 for 200s. Steadiness of heartbeat may be physiologically important. How is this steadiness accomplished? Previous studies may provide some answers: the regularity is a property of the cardiac ganglion neuronal network that is made up of only 9 neurons in the lobster [7]. The white noise-like fluctuations must arise from this ganglion. The ganglion is indeed designed to be insensitive to perturbations from outside the ganglion, even to distortion, i.e., potentially violent heart muscle movement, but not to bombardment of hormones and neurotransmitters. The resistance to perturbations and the regularity seems to arise from the tight coupling between the neurons of the network. It is known that the pacemakers are not single cells in lobster heart and in vertebrate heart. We have obtained a DFA scaling exponent of 0.5 from isolated bullfrog heart experiments (Yazawa, Tanaka, Katsuyama, unpublished). In both hearts, pacemaker cells always discharge action potentials in synchrony. In hearts in poor physiological condition, the individual can produce independent rhythms. This will result in cardiac dysfunction, a large human social problem nowadays. If the heart is completely isolated from the body, one can check the heart using scaling exponent to confirm whether it works properly by itself.

Intact heart. We obtained the exponent of 0.8 ± 0.2 ($n=7$). This indicates that intact hearts exhibit fluctuations that have long-range correlation. This exponent has remarkable difference from that of isolated hearts that exhibited a white noise type exponent, i.e., 0.51 ± 0.02 . Physiologically, we consider that this result predicts that one heartbeat interval correlates with forth-coming and later-coming heartbeat intervals. Heartbeats happening at a different moment can be statistically connected with each other.

What kind of mechanisms can offer this correlation? The fundamental conformation of protein molecules, i.e., hardness and flexibility, offers potential sites for the mechanism causing and/or bringing such effects. For instance, in cells there are ionic channels for generating myocardial action potentials and there are various enzymes

involved in signal transducer such as c-AMP. Slight changes within a physiological range of chemical composition and ionic composition of haemolymph may alter the conformation of some of these proteins. It is plausible that the correlations arise from such protein-based relatively slow adaptive changes.

The present results, and our bullfrog data as well, indicate that the white noise-like fluctuations seen in isolated hearts are distorted whenever the organ is innervated and under the control of the central nervous system, i.e., in other word, the exponent 0.5 might be altered from 0.8 when the heart are disconnected from the brain. This hypothesis can be tested with developing hearts, such as the heart in chick embryo [3]. There is also an intriguing data worked out on the crayfish heart by Doyle and McMahon (unpublished) reporting that early embryonic heart is myogenic and insensitive to TTX, but becomes innervated soon after (i.e., early embryonic crayfish hearts have no connection with the nervous system). DFA analysis of such embryonic preparations might be informative.

We speculate that the regularity of heart function might be compromised if it was to be sensitive both to external environmental noise and to internal physiological inputs. If the heart itself could see and respond to the environment directly, brain control would be much. But, the heart located inside the body only see the environment through specific information channels that comes to the heart. The entrances for information are evolutionally established architecture, i.e., chemical hormonal pathway and neurotransmitter-mediated nervous system pathway. The α value 0.5 in isolated heart is shifted to 0.8 by the connection to the CNS through hormones and cardio-regulatory neurons. However, we cannot interpret how this shift is derived in terms of physiology. We can only suppose that the mechanisms for producing α value 0.8 are imprinted on the DNA-structure. Even though we cannot identify the factors that give rise to the scaling exponent, $\alpha=0.8$, it is interesting that 0.8 is similar to a $1/f$ type fluctuation. Interestingly, in vertebrate heart, a $1/f$ type fluctuation was detected in healthy individuals, although the physiological meaning for that fluctuation is still unknown [8]. Here we demonstrated that DFA analysis can be used to distinguish differences between isolated and innervated hearts. We speculate that the human heart transplantation should be accomplished within the period when the isolated heart can exhibit white noise-like fluctuations. During this period, the heart pacemaker appears to be in a good physiological condition. One is led to wonder whether there would be a change in DFA scaling exponent in transplanted heart were to be re-innervated? Unfortunately, the α value of isolated human hearts is not known.

In conclusion, physicomathematical analytical method applied to the ECG reveals the possibility for describing heart condition, i.e., distinguishing out-of-control from proper-control of CNS. This method is testable for many «hearted» animals including humans, if we have enough basic cardiac-physiological knowledge for the species under studying. Crustacean hearts provide a good model system for investigating the basic mechanism of cardio-vascular control.

Acknowledgement

We thank Jerrel Wilkens for reading manuscript and valuable comments. This study was supported in part by grant from the Japan Ministry of Education, Science, Sports and Culture, № 12048217 (microbrain), № 14540633(H15), and by grant from TMU RigakukennkyukaKachoHaibun № 0300,000 (H14) to TY.

References

1. Saul J.P. (1990) Beat-to-beat variations of heart rate reflect modulation of cardiac autonomic outflow. *NIPS*. 5:32-27.
2. Alexandrowicz J.S. (1932) The innervation of the heart of the crustacea. I. Decapoda. *Q. J. Microsc. Sci.* 75:181-249
3. Moriya K., Hochel J., Pearson J.T., and Tazawa H. (1999) Cardiac rhythms in developing chicks. *Comp. Biochem. Physiol. A.* 124:461-468.
4. Yazawa T. and Katsuyama T. (2001) Spontaneous and repetitive cardiac slowdown in the freely moving spiny lobster, *Panulirus japonicus*. *J.Comp.Physiol.A.*187:817-824.
5. Peng C.-K., Buldyrev S.V., Havlin S., Simons M., Stanley H.E., and Goldberger A.L. (1994) Mosaic organization of DNA nucleotides. *Phys. Rev. E.*49:1685-1688. Peng C.-K., Havlin Stanley H.E., and Goldberger A.L. (1995) Quantification of scaling exponents and crossover phenomena in nonstationary heartbeat time series. *Chaos*. 5:82-87.
6. Yazawa T., Wilkens J.L., ter Keurs H.E.D.J., and Cavey M.J. (1999) Structure and contractile properties of the ostial muscle (musculus orbicularis ostii) in the heart of the American lobster. *J. Comp. Physiol. B.* 169:529-537
7. Hagiwara S., and Bullock T.H. (1957) Intracellular potentials in pacemaker and integrative neurons of the lobster cardiac ganglion. *J. Cell. Comp. Physiol.* 50:25-47.
8. Kobayashi M., and Musha T. (1982) $1/f$ fluctuation of heart beat period. *IEEE trans. Biomed. Eng.* 29:456-547.

Tokyo Metropolitan University, Japan
Graduate School of Education,
Tokyo University, Japan
Numazu College of Technology, Japan

Received 23.04.2004

The paper includes main results published at first in the Proceedings of the International Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics», Nizhny Novgorod, Russia, 6-12 September, 2003, 1-1, p. 19.

УДК [612.172.2:519.6](075.8)

НЕЙРОДИНАМИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ СЕРДЕЧНОГО РИТМА КОЛЮЧЕГО ЛОБСТЕРА, «PANULIRUS JAPONICUS»

Toru Yazawa, Ken Kiyono, Katsunori Tanaka, Tomoo Katsuyama

Проведен анализ с помощью временных рядов кардиоинтервалов японского колючего лобстера. Исследованы изолированные и интактные сердца. Характер флуктуационной картины интервалов между сердечными сокращениями различен в этих двух случаях. Однако соответствующие спектры мощности не различались. Предполагается, что эти спектры могут быть «загрязнены» неустойчивыми трендами в постоянно меняющейся внутренней и внешней среде. В целях исключения таких потенциальных трендов был применен *detrended fluctuation analysis* и получены скейлинговые экспоненты, хорошо различимые для изолированных и интактных сердец: 0.51 ± 0.02 и 0.8 ± 0.2 , соответственно. Эти экспоненты указывают на то, что флуктуации изолированных сердец изменяются по закону белого шума, а неповрежденных - по закону $1/f$ или имеют характер длительных корреляций. Эти результаты позволяют сделать вывод о возможности

использования скейлинговых экспонент для определения возможных нарушений связи сердца с центральной нервной системой при условии, что экспоненты определены по длительной выборке, например, по 10,000 сердечных сокращений.



Toru Yazawa - Ph.D. Assistant Prof. of Biological Sci. Leader of BiPaC. A physiologist, recently started recording and analyzing heartbeat of humans, frogs, crustaceans, insects, and vervet worms too, because fundamental cardiac control system must have evolved on the Earth from such lower animals.

BioPhysical Cardiology Research Group (BiPaC), Faculty of Science, and Department of Biology, Tokyo Metropolitan University, 1-1 Minami-Ohsawa, Hachioji, Tokyo 192-0397, Japan.

E-mail: yazawa-tohru@c.metro-u.ac.jp

Ken Kiyono - Graduate School of Education, Tokyo University, Komaba, Tokyo 113-0033, Japan.



Katsunori Tanaka - Young Physicist, MS. A BiPaC member with powerful skill for physical analysis of heartbeat. His presentation entitled State-Space Representation of Frog Heartbeat was awarded from the Japan Society of Bio-Imaging 2002.

BioPhysical Cardiology Research Group (BiPaC), Faculty of Science, Tokyo Metropolitan University, 1-1 Minami-Ohsawa, Hachioji, Tokyo 192-0397, Japan.



Tomoo Katsuyama - Ph.D. Professor of Numazu National College of Technology. A statistic Physicist. The interdisciplinary research group, BiPaC, has been established by Toru Yazawa and Katsunori Tanaka in 2002 with a pivotal contributions of Katsunori Tanaka especially serious approach from Physics side to biological phenomena.

BioPhysical Cardiology Research Group (BiPaC), Faculty of Science, Tokyo Metropolitan University, 1-1 Minami-Ohsawa, Hachioji, Tokyo 192-0397, Japan; Department of Physics, Numazu College of Technology, Numazu 410-8501, Japan.



STEEP UNIDIRECTIONAL WAVES: EXPERIMENTS AND MODELING

K. Goulitski, L. Shemer and E. Kit

We demonstrate the possibility to obtain experimentally a single steep unidirectional wave at a prescribed cross-section of the wave tank. It is shown that the evolution of wave groups with moderate to high maximum steepness is accompanied by notable nonlinearity. The spatial version of the Zakharov equation that was obtained by the authors recently was used as a theoretical model. The equation describes nonlinear spatial evolution of unidirectional wave groups with wide spectra. Good agreement was obtained between the experimental results and the model computations for wave groups with moderate steepness. For wave groups with very high steepness, a good qualitative agreement was observed. It is suggested that bound waves affect the wave envelope shape as well as the location of the focusing. Lack of the quantitative agreement between the numerical computations and the experiments for very steep wave groups is partially attributed to the inability of the conservative Zakharov model to describe the non-conservative effects like the wave breaking.

Introduction

An ability to produce a single steep wave at a prescribed location in a laboratory wave tank of constant depth is often required for model testing in coastal and ocean engineering. Such waves can be generated by focusing a large number of waves at a given location and instant. Dispersive properties of deep or intermediate-depth surface gravity waves can be utilized for this purpose. Since longer gravity waves propagate faster, a wave group generated at the wave maker in which wave length increases from the front to the tail may be designed to focus the wave energy at a desired location. Such a wave sequence can be seen as a group that is modulated both in amplitude and in frequency. One-dimensional theory describing spatial and temporal focusing of various harmonics of dispersive gravity waves based on the linear Schrödinger equation was suggested by Pelinovsky & Kharif (2000). These authors suggested such a focusing as a possible mechanism responsible for generation of extremely steep singular waves, the so called freak, or rogue, waves. However, the experiments of Brown & Jensen (2001) demonstrated that nonlinear effects are essential in the evolution of those waves. An extensive review of field observations of those waves, as well as relevant theoretical, numerical and experimental studies was recently presented by Kharif and Pelinovsky (2003).

The essential nonlinear behavior of wave groups with high maximum wave steepness has been demonstrated in a number of studies. Attempts were made to describe the propagation of deep or intermediate depth gravity water-wave groups with a relatively narrow initial spectrum by a cubic Schrödinger equation (CSE), Shemer et al. (1998). It

was demonstrated in this study that while this equation is adequate for description of the global properties of the group envelope evolution, it is incapable to capture more subtle features such as the emerging front-tail asymmetry observed in experiments. For the weakly-dispersive wave groups in shallow water, application of the Korteweg - deVries equation provided results that were in very good agreement with the experiments (Kit et al. 2000). In the case of stronger dispersion in deeper water, more advanced models than the CSE are required. This stems from the fact that due to nonlinear interaction, considerable widening of the initially narrow spectrum is observed. The modified Schrödinger equation due to Dysthe (1979) is a higher (4th) order extension of the CSE. Application of this model indeed provided good agreement with experiments (Shemer et al. 2002). An alternative theoretical model that is free of band-width constraints is the Zakharov (1968) equation. Unidirectional spatial version of this equation was derived in Shemer et al. (2001) and applied successfully do describe the evolution of nonlinear wave groups in the tank. Kit & Shemer (2002) showed the relation between the spatial versions of the Dysthe and the Zakharov equations.

An attempt to check the limit of applicability of the Dysthe equation to describe evolution of wave groups with wider spectrum has been carried out in Shemer et al. (2002). Numerical solutions of the wave group evolution problem were performed out using both the Dysthe model and the Zakharov equation. Comparison of results obtained demonstrated that while the Dysthe model performed in a satisfactory fashion for not too wide spectra, it failed when initially very wide spectra were used.

Extremely steep (freak) wave can be seen as a wave group with a very narrow envelope and correspondingly wide spectrum. Kharif et al. (2001) applied the CSE model to simulate nonlinear freak wave generation by the focusing mechanism. For the reasons presented above, numerical simulation of this problem requires, however, application of a model without strong bandwidth limitations. In the current study we perform an experimental study of propagation of steep wave groups with wide spectrum in a laboratory tank, accompanied by numerical simulations based on the spatial version of the Zakharov equation.

1. Theory

The purpose of the present study is to obtain at a prescribed distance from the wave, $x=x_0$, steep unidirectional wave group with a narrow, Gaussian-shaped envelope with the surface elevation variation in time, $\zeta(t)$, given by

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp(- (t/mT_0)^2) \cos(\omega_0 t), \quad (1)$$

where $\omega_0=2\pi/T_0$ is the carrier wave frequency, and ζ_0 is the maximum wave amplitude in the group. The small parameter representing the magnitude of nonlinearity ϵ is the maximum wave steepness $\epsilon=\zeta_0 k_0$. The wave number is related to the frequency ω by the finite depth dispersion relation

$$\omega^2 = kg \tanh(kh), \quad (2)$$

g being the acceleration due to gravity. The parameter m determines the width of the group; higher values of m correspond to wider groups and consequently narrower spectra. The spectrum of the surface elevation given by (1) is also Gaussian.

To produce single steep wave at a desired location along the tank, we apply the «time-reversal» idea suggested by Pelinovsky & Kharif (2000). The wave field at earlier locations, $x < x_0$ is obtained from the computed complex surface elevation frequency spectrum at this location. To this end, the unidirectional discretized spatial version of the Zakharov equation is used:

$$ic_g \partial B_j(x)/\partial x = \sum_{\omega_j + \omega_l = \omega_m + \omega_n} V(\omega_j, \omega_l, \omega_m, \omega_n) B_l^* B_m B_n \exp(-i(k_j + k_l - k_m - k_n)x), \quad (3)$$

where c_g is the group velocity and * denotes complex conjugate. This equation describes the slow evolution along the tank of every free spectral component $B_j = B(\omega_j)$ of the surface elevation spectrum in inviscid fluid of constant (infinite or finite) depth and accounts for Class I, or quartet, nonlinear interactions among various components. The procedure for computation of the interaction coefficients V in (3) is based on Krasitski (1994) and was developed by Annenkov (2002).

The dependent variables $B(\omega_j, x)$ representing the free components in the wave field are related to the generalized complex «amplitudes» $b(\omega_j, x)$. These complex amplitudes are composed of the Fourier transforms of the surface elevation $\hat{\zeta}(\omega_j, x)$ and of the velocity potential at the free surface $\hat{\phi}^s(\omega_j, x)$:

$$b(\omega, x) = (g/(2\omega))^{1/2} \hat{\zeta}(\omega, x) + i(\omega/(2g))^{1/2} \hat{\phi}^s(\omega, x). \quad (4)$$

The amplitudes b represents a sum of the free and the bound waves given by

$$b(\omega_j, x) = [\varepsilon B(\omega_j, x_2) + \varepsilon^2 B'(\omega_j, x, x_2) + \varepsilon^3 B''(\omega_j, x, x_2) \dots] \exp(ikx). \quad (5)$$

The bound higher order components B' and B'' can be computed at each location once the free wave solution $B_j(x)$ is known. The corresponding formulae, as well as the kernels necessary for their computations are given in Krasitski (1994). The scaled coordinate $x_2 = \varepsilon^2 x$. Inversion of (4) allows computing the Fourier components of the surface elevation $\hat{\zeta}(\omega, x)$. Inverse Fourier transform then yields the temporal variation for the surface elevation $\zeta(x, t)$.

The spectrum corresponding to (1) is integrated using (3) from the planned focusing location x_0 backwards up to the wavemaker at $x=0$. The waveforms derived from the computed spectra serve as the wavemaker driving signals, with corrections that account for the actual wavemaker response. The study is carried out for various maximum wave amplitudes.

2. Experimental Facility and Procedure

Experiments are carried out in a wave tank which is 18m long, 1.2m wide and 0.6 m deep. A paddle-type wavemaker hinged near the floor is located at one end of the tank. The wavemaker consists of four vertical modules, which in the present experiments are adjusted to move in phase with identical amplitudes and frequencies. The wavemaker is driven by a computer-generated signal. The instantaneous surface elevation is measured simultaneously by four resistance-type wave gauges. The probes are mounted on a bar parallel to the side walls of the tank and fixed to a carriage which can be moved along the tank.

Probes are calibrated *in situ* using a stepping motor and a computerized static calibration procedure described in detail in Shemer et al. (1987). The calibration is performed at the beginning of each experimental run. The probe response is essentially linear for the range of surface elevations under consideration in the present study. The voltages of the four wave gauges, the signal driving the wavemaker and the wavemaker position potentiometers outputs are sampled using an A/D converter and stored at the computer hard disk for further processing.

The carrier wave period adopted in (1) is $T_0 = 0.7s$, corresponding to the wavenumber $k_0 = 8.22m^{-1}$, so that $k_0 h = 4.93$ and thus deep-water dispersion relation is satisfied. The maximum driving amplitudes are selected so that at the focusing location, the resulting carrier wave has the maximum wave amplitudes ζ_0 corresponding to the

steepness $\varepsilon=k_0\xi_0$ ranging from $\varepsilon=0.1$ to $\varepsilon=0.4$. The location of the focusing point ranged from $x_0=5\text{m}$ to $x_0=8\text{m}$.

The Gaussian energy spectrum of (1) has a shape with the relative width at the energy level of $1/2$ of the spectrum maximum given by

$$\Delta\omega/\omega_0 = 1/(m\pi)^{1/2}(\ln 2)^{1/2}. \quad (6)$$

The value of the parameter m in the experiments was selected to be $m=0.6$, so that the relative spectrum width $\Delta\omega/\omega_0=0.312$, which is beyond the domain of applicability of the narrow spectrum assumption of the cubic Schrödinger and Dysthe models. Moreover, the lower harmonics of the spectrum, contrary to the carrier wave, do not satisfy the deep water condition anymore. Therefore, in all expressions for the interaction coefficients finite depth versions were used in this study.

For each set of selected variable parameters (maximum steepness ε and the distance of the focusing location from the wavemaker x_0) the solution of the system of N ordinary differential equations (3), N being the total number of wave harmonics considered, was obtained for distances from the wavemaker in the range $1\text{m} \leq x \leq 10\text{m}$. The number of free wave harmonics considered in this study is $N=100$. The wavemaker driving signal was adjusted to get as good as possible agreement between the calculated and the measured wave field at $x=1\text{m}$. This value of x was chosen since at this distance from the wavemaker the evanescent modes decay and do not contaminate anymore the wave field.

3. Results

A representative selection of the accumulated in this study cases is discussed in this Section. In the first case considered the focusing point in the computations was selected at $x_0=8\text{m}$, and the maximum wave steepness at the focusing location $\xi_0k_0=0.2$. The computed and the measured temporal variation of the surface elevation at different locations along the tank are presented in Figs. 1, *a*, *b*, respectively. From the computation results in Fig. 1, *a* one can see that the selected value of the group-width parameter m in (1) indeed yields a narrow wave group with a single steep wave at this location. Closer to the wavemaker the group becomes notably wider, and the maximum wave amplitudes decrease accordingly. The amplitude and the frequency modulation within the group are clearly seen. Note that the computed surface elevations at equal distances from the focusing point, i.e. at $x=6\text{m}$ and at $x=10\text{m}$, are identical if time is reversed after the focusing point. Before the focusing, the group starts with slowly-propagating short waves, while longer waves appear later. After the focusing point the faster long waves appear first.

The experimental results presented in Fig. 1, *b* demonstrate a very good agreement with the computations. Residual noise is observed behind the group, and the wave shape at the focusing location is not exactly symmetric.

The computed and the measured spectra for the experimental parameters of Fig. 1 are presented in Fig. 2 at various locations along the tank. The variation of the spectral shape along the tank is evident and indicates that wave evolution is essentially nonlinear even at this relatively low amplitude of forcing. The agreement between experiments and computations is quite satisfactory and both the numerical simulations and the measurements exhibit similar features. The spectral shapes shown in Fig. 2, *b* indicate that the spectrum becomes wider with the distance from the wavemaker and at the prescribed distance of $x_0=8\text{m}$ the spectrum approaches the Gaussian shape of the numerical simulations. The peak frequency at $x=1\text{m}$ is shifted to the right relative to the carrier frequency $f_0=1/T_0$. The computed spectra (Fig. 2, *a*) at the equal distances from the focusing location, e.g. at $x=6\text{m}$ and at $x=10\text{m}$, are identical, as expected. The low

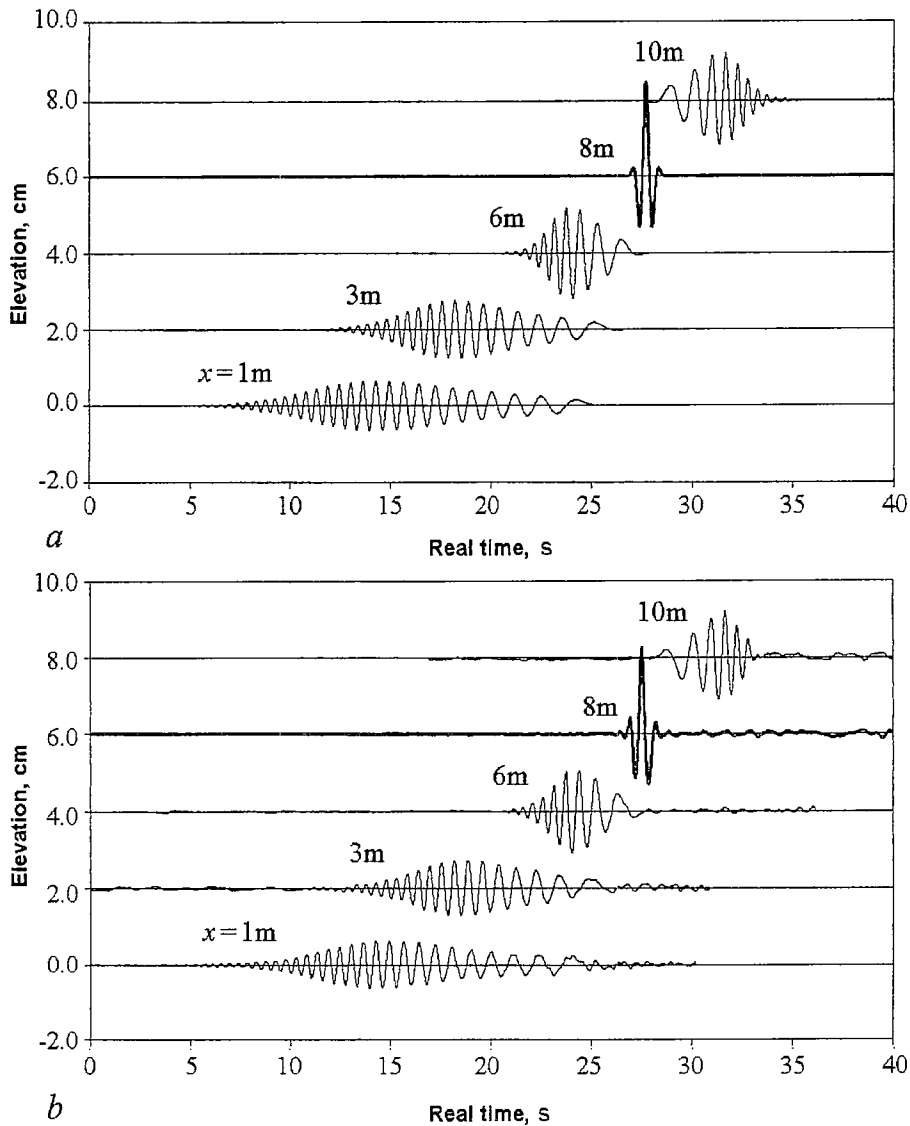


Fig. 1

frequency part of the computed spectrum remains unaffected during the evolution process.

When the maximum wave steepness is increased to $\zeta_0 k_0 = 0.4$, the agreement between the computed (Fig. 3, *a*) and the measured (Fig. 3, *b*) surface elevation along the tank remains quite good. The distortion of the envelope shape at $x=1\text{m}$ is visible in computations as well as in experiments. Note that the peak values within the group appear to be somewhat different in those figures. It should be stressed that the computed surface elevation is obtained taking into account the free modes only, while in the experiments the effect of the bound waves can be of significance.

Additional reason for certain disagreement between the measured results and the computations can be attributed to the difficulties to reproduce accurately in the experiments the computed spectrum at the vicinity of the wavemaker. The results on the wave amplitude spectra for the conditions of Fig. 3 are given in Fig. 4. Comparison of the variation of the computed spectral shapes at moderate maximum wave steepness in Fig. 2, *a*, with those in Fig. 4, *a* for very steep wave group, clearly indicates that the evolution process in the latter case is strongly affected by nonlinearity. The agreement between the

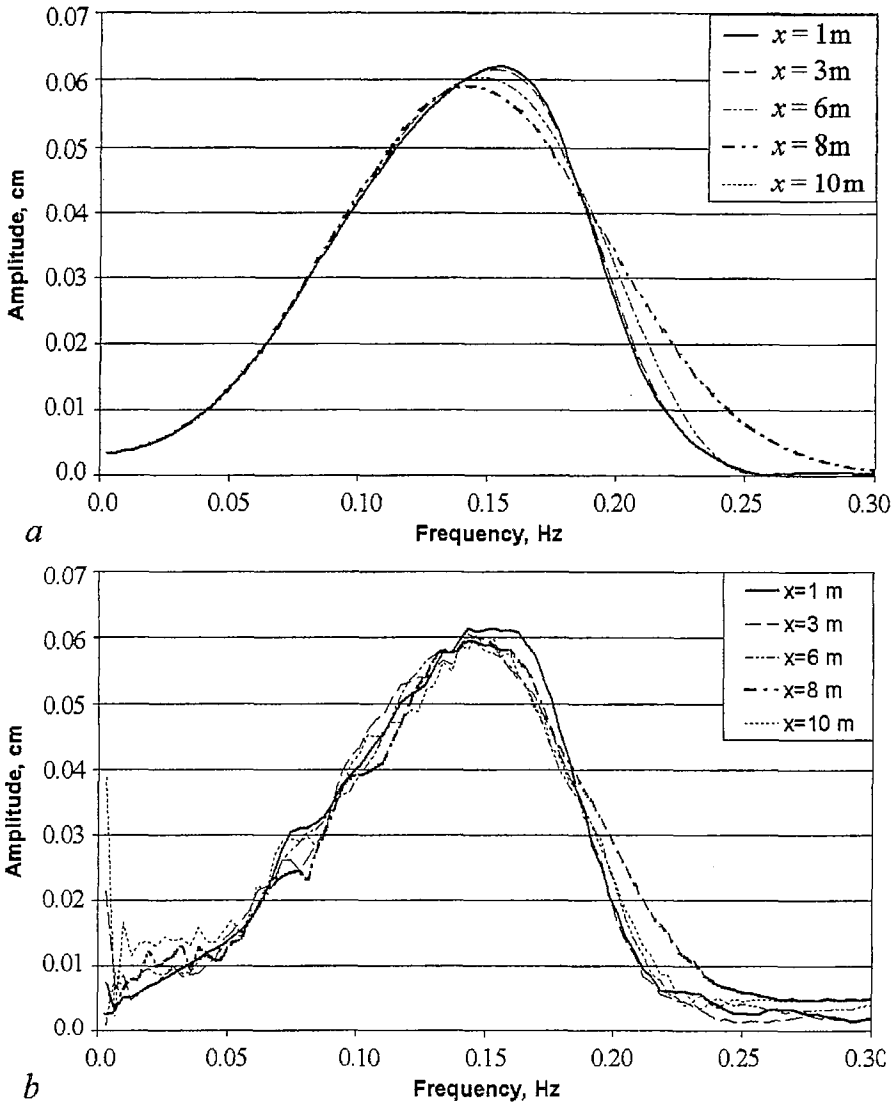


Fig. 2

measured and the computed spectra is now less impressive. This can be partially attributed to discrepancy between the actual measured spectral shape at $x=1\text{m}$ (Fig. 4, *b*) and that computed at this location (Fig. 4, *a*). While the lower frequency parts of the spectra at all locations are quite similar in computations and in the experiments, the spectral amplitudes in the experiment also decay much faster than in the computations. This can possibly stem from the energy dissipation of the shorter waves due to both viscous effects and breaking.

It is customary in ocean engineering to determine wave height, H , as the difference between the consecutive minimum and maximum surface elevations. We adopt this definition here to study the wave height evolution along the tank. The evolution of the maximum wave height, H_{\max} , within the group along the tank for $\epsilon=0.2$ is shown in Fig. 5, *a* for the focusing location of $x_0=6\text{m}$. Although there is a consistent shift between the measured and the computed values due to the difficulties in accurate generation of the required initial waveform at the wavemaker, the rate of increase of the maximum wave height during the focusing process and the following decrease in the maximum wave height during defocusing for $x>x_0$ are practically identical. At an essentially higher

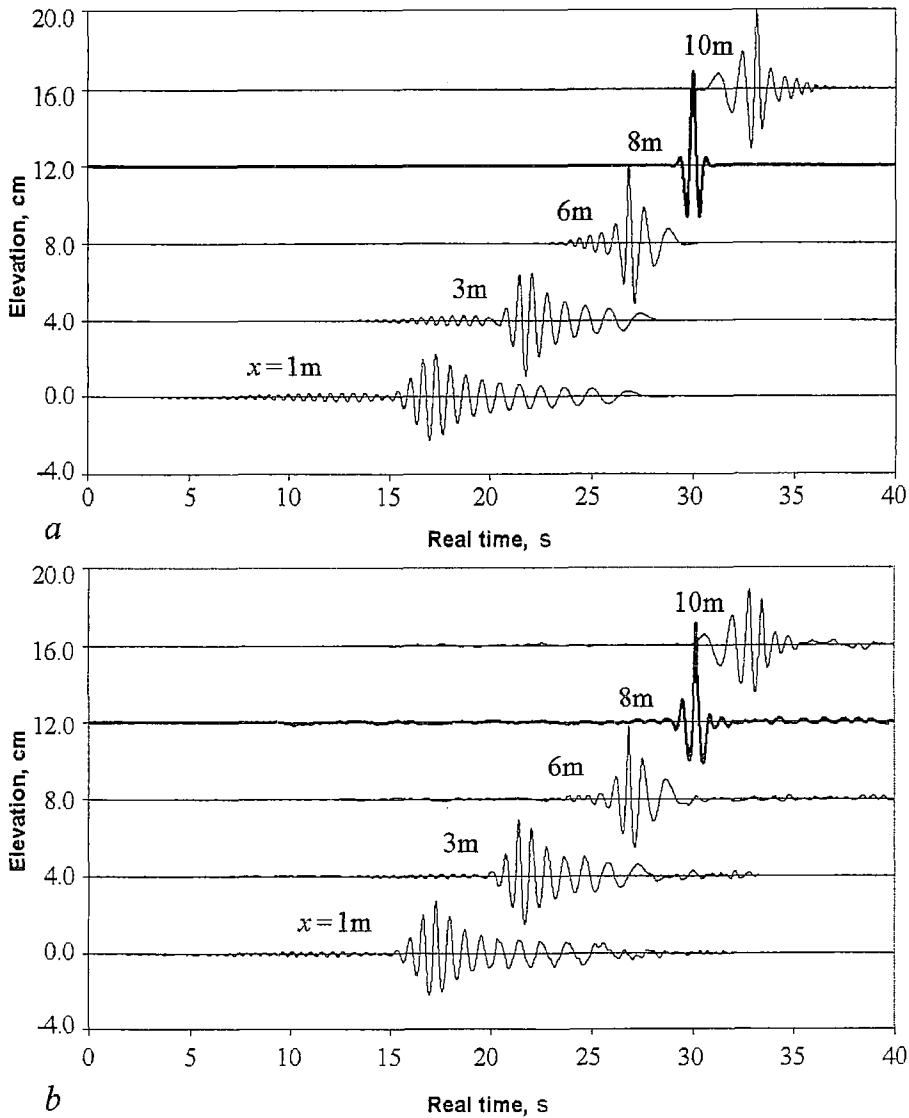


Fig. 3

amplitude ($\epsilon=0.4$), the disagreement between the computational and the experimental results shown in Fig. 5, *b* for $x_0=6\text{m}$ is clearly visible. In the theoretical computations the growing and the decaying branches remain symmetric relative to the focusing point x_0 . In the experiments, the growth rate of the maximum wave steepness is somewhat lower than in simulations, suggesting stronger dissipation. The notable decay of the measured value of H_{\max} following the focusing location x_0 is an indication that this very steep wave breaks.

Concluding remarks

The ability to obtain focused steep waves at any desired location along the tank is demonstrated. It is shown that the focusing process is accompanied by a notable change of the spectral shape and is thus essentially nonlinear. The unidirectional spatial discrete version of the Zakharov equation is adequate to describe nonlinear evolution of wave groups with wide spectrum and moderate steepness. For very steep waves, the agreement

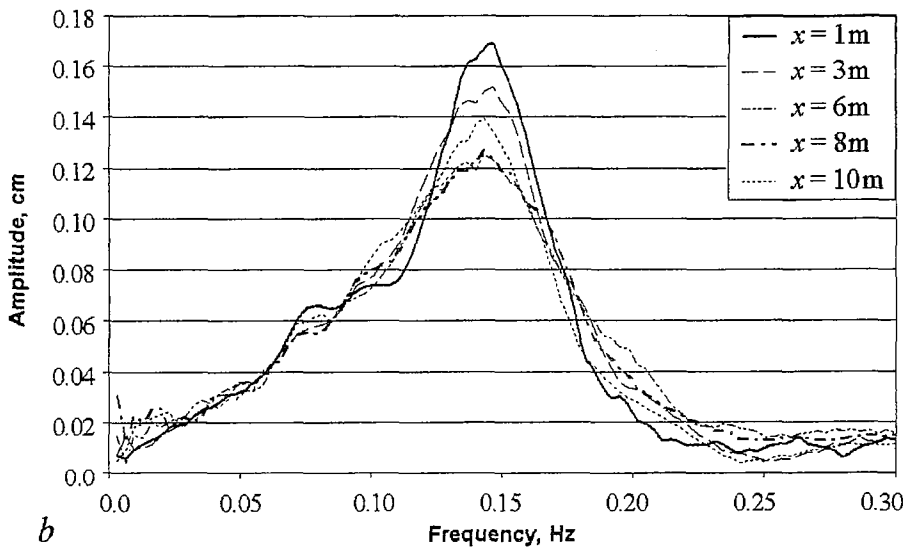
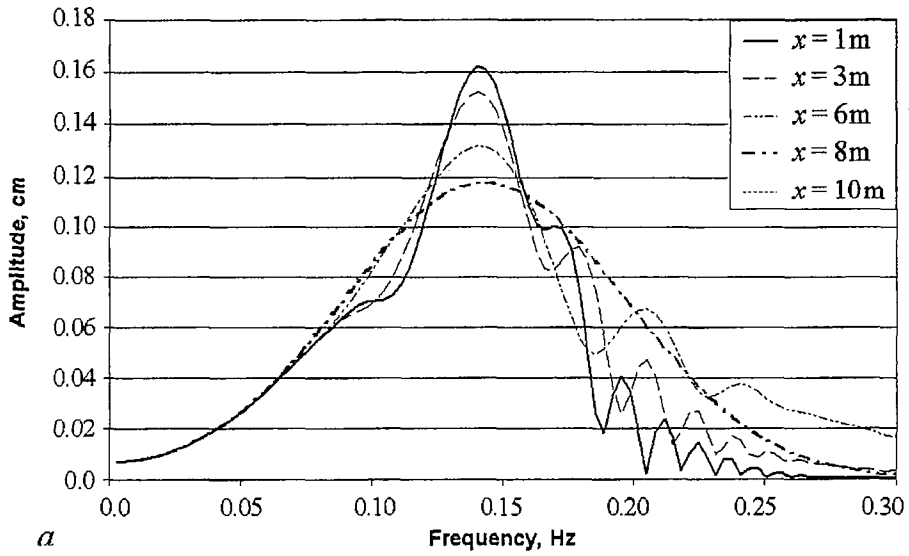
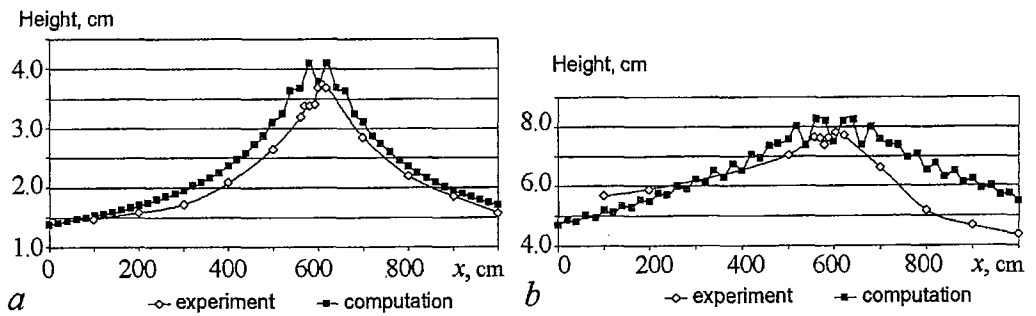


Fig. 4



b

Fig. 5

between the model predictions and the experiments is only qualitative. This is attributed to a number of effects. The reproduction in the experiments of the desired waveform at the wavemaker becomes more complicated as the amplitude increases. The effects related to the bound waves also strongly depend of the wave steepness. These effects in principle can be accounted for in the framework of the Zakharov equation. The corrections due to bound waves were not introduced in the current study. The most important factor, however, that causes the discrepancy between the experiments and the computations, is the wave breaking. The breaking effects and the resulting energy dissipation were clearly documented in the present study. The Hamiltonian Zakharov model is incapable of describing these non-conservative effects.

Acknowledgements

The authors are indebted to Dr. S.Yu. Annenkov for permission to use his routines for computation of the interaction coefficients in the Zakharov equation. These routines were transferred to us in the course of his visit to our laboratory. We also acknowledge the support of INTAS.

References

1. *Annenkov S.Y.* (2002) Private communication.
2. *Brown M.G. and Jensen A.* (2001) Experiments on focusing unidirectional water waves. **J. Geophys. Res.** **106**, 16,917-16,928
3. *Dysthe K.B.* (1979) Note on a modification to the nonlinear Schrödinger equation for application to deep water waves. **Proc. Roy. Soc. London A369**, 105-114.
4. *Kit E., Shemer L., Pelinovsky E., Talipova T., Eitan O. and Jiao H.-Y.* (2000) Nonlinear Wave Group Evolution in Shallow Water. **J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng.** **126**, 221-228.
5. *Kit E. and Shemer L.* (2002) Spatial versions of the Zakharov and Dysthe evolution equations for deep water gravity waves. **J. Fluid Mech.** **450**, 201-205.
6. *Kharif C. and Pelinovsky E.* (2003) Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon. **Europ. J. Mech. B/Fluids** **22**, 603-634.
7. *Kharif C., Pelinovsky E., Talipova T. and Slunyaev A.* (2001) Focusing of nonlinear wave groups in deep water. **JETP Letters** **73**, 170-175
8. *Krasitskii V.P.* (1994) On the reduced equations in the Hamiltonian theory of weakly nonlinear surface waves. **J. Fluid Mech.** **272**, 1-20.
9. *Pelinovsky E. and Kharif C.* (2000) Simplified model of the freak wave formation from the random wave field. 15th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Caesaria, Israel, 2000, 142-145.
10. *Shemer L., Kit E. and Miloh T.* (1987) Measurements of two- and three-dimensional waves in a channel including the vicinity of cut-off frequencies, **Experiments in Fluids** **5**, 66 - 72.
11. *Shemer L., Kit E., Jiao H.-Y., and Eitan O.* (1998) Experiments on nonlinear wave groups in intermediate water depth. **J. Waterway, Port, Coastal & Ocean Eng.** **124**, 320-327.
12. *Shemer L., Jiao, Haiying Kit E., and Agnon Y.* (2001) Evolution of a nonlinear wave field along a tank: experiments and numerical simulations based on the spatial Zakharov equation. **J. Fluid Mech.** **427**, 107-129.
13. *Shemer L., Kit E., and Jiao H.-Y.* (2002) An experimental and numerical study of the spatial evolution of unidirectional nonlinear water-wave groups. **Phys. Fluids** **14**, 3380-3390.

14. *Zakharov V.E.* (1968) Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of deep fluid. *J. Appl. Mech. Tech. Phys. (English transl.)* **2**, 190-194.

*Department of Fluid Mechanics
Tel-Aviv University*

Received 11.12.03

The paper includes main results published at first in the Proceedings of the International Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics», Nizhny Novgorod, Russia, 6-12 September, 2003, 3-18, p. 278.

УДК 532.59

ОДНОНАПРАВЛЕННАЯ ВОЛНА ВЫСОКОЙ КРУТИЗНЫ: ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

К. Гулицкий, Л. Шемер, Э. Кут

В работе представлена возможность получения однонаправленной волны высокой крутизны в предписанном сечении по длине канала. Показано, что процесс фокусирования волновой группы сопровождается заметным изменением формы спектра в результате существенной нелинейности. В качестве теоретической модели была использована полученная ранее авторами версия уравнения Захарова, описывающая нелинейную эволюцию в пространстве волновых групп с широким спектром. Получено хорошее согласие между численными и экспериментальными результатами для волновых групп с умеренной крутизной волны, а также хорошее качественное соответствие для волновых групп с высокой крутизной. Выдвинуто предположение о влиянии связанных волн на изменение ожидаемой формы волны и на местоположение места фокусирования волновой группы. Отсутствие согласия между экспериментом и численным счетом для волновых групп с очень высокой крутизной можно объяснить отчасти тем фактом, что модель Захарова, основанная на сохранении гамильтониана, неспособна описывать такие неконсервативные процессы, как разрушение волны.

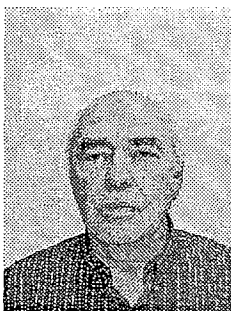


Konstantin Goulitski received his M.Sc. degree as an engineer-physicist from the Kazan State Technical University (Kazan Aircraft Institute) in 1994. He got his Ph.D. degree (Candidate of Technical Sciences) in thermal and molecular physics from the same university in 1997. From 1998 he worked as a teacher in the department of theoretical fundamentals of thermal physics in the Kazan State Technical University. After staying for one year, starting in 2001, as a research engineer at the faculty of mechanical engineering, Technion, Haifa in 2001, he enrolled at the end of 2002 as a Ph.D. student in the Department of Fluid Mechanics of Tel-Aviv University. His current research interests are in the field of dynamics of nonlinear surface waves.



Lev Shemer got his M.Sc. degree in Chemical Physics from the Moscow Physico-Technical Institute in 1970, and his Ph.D. degree in experimental studies of turbulent flows from the Tel-Aviv University in 1981. After spending two years at M.I.T. as a post doctoral fellow, Lev Shemer joined the Faculty of Engineering of the Tel-Aviv University in 1984, where he currently is a Professor of Fluid Mechanics. He occupied various administrative posts, serving as the Chairman of the Department of Fluid Mechanics and Heat Transfer from 1994 to 1998, and since 2001 as a Dean for Immigrant Absorption of the Tel-Aviv University. His research interests are in the fields of experimental and theoretical studies of nonlinear water waves, in the remote sensing of the ocean surface, as well as in experimental study of two phase flow.

E-mail: shemer@eng.tau.ac.il.



Eliezer Kit received his M.Sc. degree in electrical engineering from the Leningrad Electrotechnical Institute in 1964, and Ph.D. degree in the field of Magnetohydrodynamics from the Latvian Academy of Sciences in 1971. In 1973 he joined the Coastal and Marine Research Institute affiliated with the Technion, Haifa. Currently he is a Professor of Fluid Mechanics in the Faculty of Engineering of Tel-Aviv University that he joined in 1980. His main research interests are in the field of vorticity dynamics in turbulent flows, dynamics of nonlinear surface waves and sediment transport in coastal zone. He has great experience in realization of laboratory and field experiments and numerical modeling of water waves and turbulence in boundary and free shear layers.



SOLITON COMPRESSION IN DISPERSION DECREASING FIBERS

A.A. Sysoliatin, V.A. Bogatyryov, S.V. Muraviev

Dispersion decreasing fibers (DDF) have been recognized to be useful for efficient soliton pulse compression. High-quality pulse compression has been obtained in DDF and the input power requirements are significantly lower than that for soliton-effect compression. The maximum compression factor is determined by the ratio of input to output dispersion and typically limited to about 20. Using DDF with optimum dispersion profile it is possible to obtain pedestal-free pulses of less than 200fs duration.

There are several techniques to compress optical pulses, in particular it is possible to utilize soliton effects. Earlier research focused on using the compression of high-order solitons. This can provide rapid compression but suffers from residual pedestal. Furthermore, the pulse quality at the optimum point of compression is poor, since a significant proportion of the pulse energy is contained in a broad pedestal. A less rapid technique but with better pulse quality is adiabatic amplification of fundamental solitons. To avoid pulse distortion the amplification per soliton period cannot be too big. The method to vary dispersion along the fiber length can be used to obtain the same effect as adiabatic amplification, but the effect can be achieved in a passive fiber.

For optical soliton, a small dispersion varying perturbs soliton in the same way as an amplification or loss. The fibers with varying dispersion can have a lot of application in the soliton propagation control. Improved pulse quality with minimal or no pedestal component can be achieved by the adiabatic compression technique using dispersion decreasing fibers (DDF). High-quality pulse compression is possible and the input power requirements are significantly lower than that for soliton-effect compression. The maximum compression factor is determined by the ratio of input to output dispersion and typically limited to about 20. Using DDF with optimum dispersion profile it is possible to obtain pedestal-free pulses of less than 200fs duration.

In general, the single mode fibers with dispersion varying along the length are attracting a considerable attention due to their value for soliton control and propagation. Whether the group velocity dispersion (GVD) decreases exponentially along the fiber length the fundamental optical soliton can propagate without broadening in this medium [1]:

$$\beta_2(z) = \beta_2(0)\exp(-\xi z) \quad (1)$$

where ξ is loss parameter. The varying along length dispersion is equivalent to amplification from mathematical point of view. One is able to compensate the influence

of optical loss in real fiber varying a chromatic dispersion along the fiber length. The numerical simulations are showing that, if in real fiber with loss 0.2dB/km the optical soliton doubles after a propagation on 30km, in the case of the fiber with varying along length dispersion one may propagate without broadening up to 90km.

The practical way to develop fibers with varying dispersion had been established [2]. This method performs a precise control of the fiber core diameter during the drawing. This technology became possible owing to digital signal processing used for the control of the drawing process. At present fibers with various dispersion functions can be produced. In particular DDF have been using successfully for soliton compression and soliton train generation. The method to draw fibers varying along the length from standard preform had been developed. The length of fiber with varying dispersion may be in the range from several meters to several kilometers. The dispersion deviation from the prearranged value is less than 0.1ps/nm/km.

Tailoring the dispersion along the fiber length could not only prevent loss-induced soliton broadening, but also perform pulse compression. In a DDF of a certain length, the dispersion is monotonically and smoothly decreased from an initial value to a smaller value at the end of the length in accordance with some specified profile. Usually the optimum fiber length to achieve the adiabatic compression is a few dispersion length Z_0 , defined in terms of the pulsewidth, T_{FWHM} (full width at half maximum or FWHM), and GVD parameter β_2 (ps^2/km):

$$Z_0 = T_{FWHM}^2 / (3.11|\beta_2|). \quad (2)$$

The required pulse peak power increases in proportion to the square of the soliton order. The peak power required for the formation of Nth order soliton is:

$$P_N = N^2 / (\gamma Z_0), \quad (3)$$

where γ is the fiber nonlinearity coefficient in units of $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$.

For a DDF with length L the ratio of input to output dispersion determines the maximum pulse compression factor for the case of no fiber loss and a constant nonlinearity coefficient:

$$W_{\text{eff}} = \beta_2(0) / \beta_2(L). \quad (4)$$

The compression experiments have been carried out to confirm the theoretical predictions. The experimental setup included a light source, the EDFA and DDF. The light source was an actively mode-locked fiber laser, which outputs the 2ps fundamental solitons at a center wavelength of 1551nm and repetition rate of 10.496GHz. The DDF length was 1km and its dispersion value changes linearly from 10 to 0.5ps/nm/km. The autocorrelations and spectra of output pulses after DDF (1km length, input pulse of 2ps) are illustrated in Figures 1-2. The average power on DDF input P_{in} was changing from 100 to 240mW.

One should take into account the dispersion profile, i.e. dispersion function along the DDF length, to achieve both high-quality pulse compression and a large compression factor. Earlier experimental works have insisted upon using a hyperbolic dispersion profile since adiabatic soliton pulse compression in this case is expected to be linear. However, numerical simulations and consideration of the higher order effects indicate that the linear and Gaussian dispersion profiles are nearly optimum to obtain efficient pulse compression, especially for subpicosecond pulse compression. High-quality compression with compression factors over 50 can be achieved by launching pulses with input soliton order $1 < N < 2$ into a DDF with an approximate length equal to one soliton period. On the other hand, soliton-effect compression in fibers with constant dispersion can achieve comparable compression factors of 40, however, a much higher input soliton

**Pulse Compression in DDF:
Autocorr. Traces**

SN: V007SG01C07A, 10.496 GHz, 1550 nm

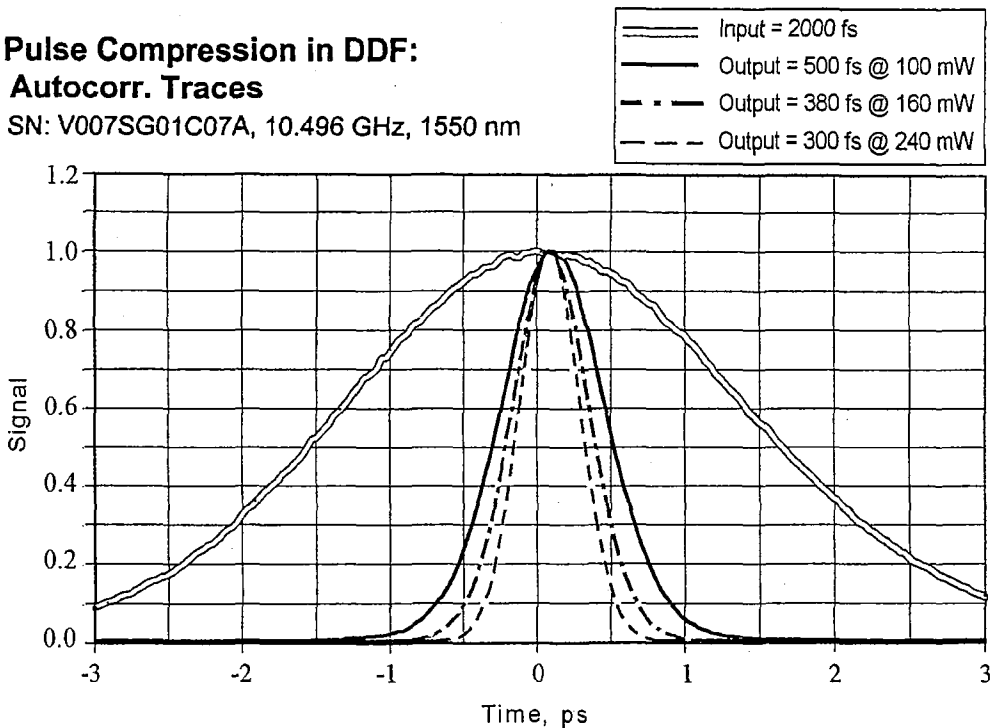


Fig. 1. Autocorrelation plots, input pulse 2ps

Pulse Compression in DDF: Optical Spectra

SN:V007SG01C07A, 10.496 GHz, 1550 nm

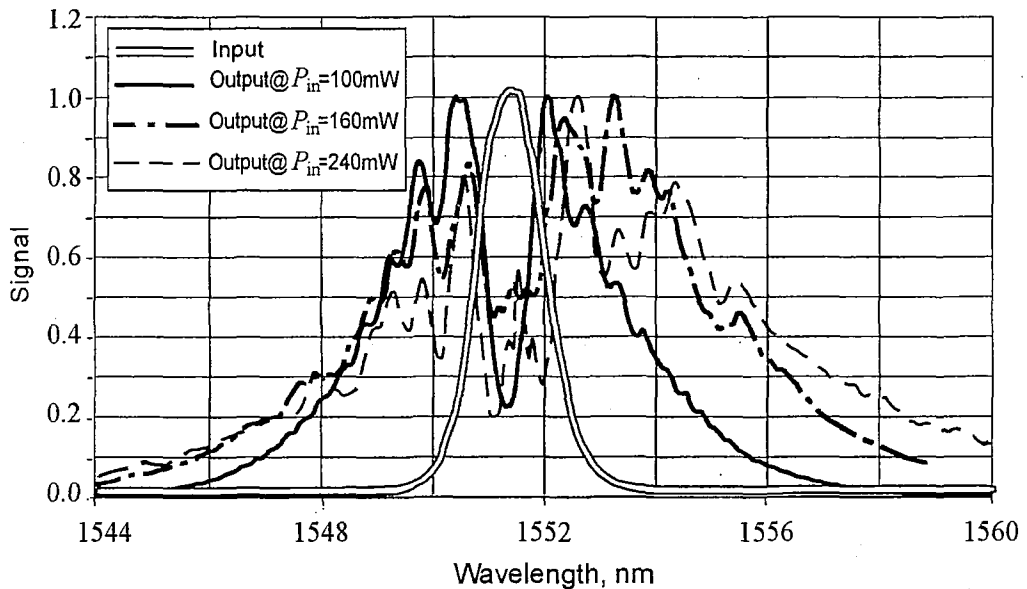


Fig. 2. Optical spectra of compressed pulses

order of $N=10$ is required. It means significantly higher peak power requirements from the pulse source and approximately 70% of output energy contained in the pedestal component, i.e. the pulse quality in this case is poor. It had been shown that higher order soliton pulse compression in DDF can achieve both high-quality compression and large compression factors [3]. In comparison with the adiabatic compression of a fundamental

soliton, the required DDF length is significantly less and much larger compression factors can be achieved. The pulses of 15ps can be compressed down to 200fs using practical fiber lengths (<3km).

In the case of short (<3ps) solitons it is necessary to take into account the higher-order nonlinear and dispersive effects. In particular intrapulse Raman scattering results to the shift of the soliton mean frequency. This frequency shift leads to the change in GVD due to third-order dispersion β_3 . These effects result to the soliton corruption. However the stable compression of ultrashort solitons in DDF can take place in the presence of the Raman effect and third order dispersion.

Theory and experiments point to the purposefulness of the application of longitudinally inhomogeneous fibers in various areas: input and output of radiation, shaping of the radiation wavefront in graded-index fibers, fiber sensors, optical amplifiers (such fibers allow spontaneous emission to be decreased and thereby the gain raise), femtosecond pulse compression in the infrared and visible region. In particular, multi-soliton fission and quasi-periodicity were predicted in fibers a periodically modulated dispersion [4].

The soliton pulse compression in DDF can achieve both large compression factors and high quality compression. The dispersion profile of the DDF is an important design consideration. In comparison with the soliton-effect compression in fibers with constant dispersion, comparable compression factors can be achieved with significantly lower power requirements. To design the proper dispersion profile along the span length the dispersion slope and mode size changes should be taken carefully into account. The approach to control the chromatic dispersion along the fiber length has the practical advantage of providing optical soliton stability in a way that is completely automatic and passive.

References

1. *Tajima K.* Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss // *Opt.Lett.* 1987. Vol. 12. P. 54.
2. *Bogatyryov V.A., Bubnov M.M., Semjenov S.L. and Sysoliatin A.A.* Length-varying computer-controlled fibre drawing // *Measurement Science Technology.* 1994. Vol. 5. P. 1370.
3. *Pelusi M.D. and Liu H.F.* Higher order soliton pulse compression in dispersion-decreasing optical fibers // *IEEE Journal of Quantum Electronics.* 1997. Vol. 33. P. 1430.
4. *Bauer R.G., Melnikov L.A.* Multi-soliton fission and quasi-periodicity in a fiber with a periodically modulated core diameter // *Optics Communications.* 1995. Vol. 115. P. 190.

*Fiber Optics Research Center at the GPI, RAS
Institute of Applied Physics, RAS*

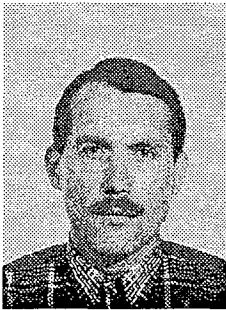
Received 13.11.2003

The paper includes main results published at first in the Proceedings of the International Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics», Nizhny Novgorod, Russia, 6-12 September, 2003, 2-61, p. 235.

СЖАТИЕ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В СВЕТОВОДАХ С УМЕНЬШАЮЩЕЙСЯ ПО ДЛИНЕ ДИСПЕРСИЕЙ

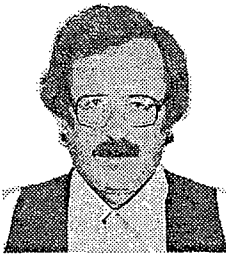
А.А. Сысолятин, В.А. Богатырев, С.В. Муравьев

Световоды с изменяющейся по длине дисперсией представляют собой эффективный инструмент для сжатия оптических импульсов пикосекундной и субпикосекундной длительности. В этих световодах возможна компрессия с высоким качеством, в то же время требования к уровню мощности существенно ниже, чем для метода солитонного сжатия. Максимальный коэффициент компрессии определяется отношением величин дисперсии на входе и выходе и обычно его значение не более 20. В световодах с оптимальным профилем дисперсии по длине можно получить импульсы без пьедестала длительностью менее 200фс.

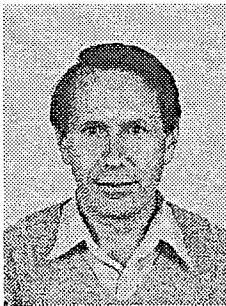


Sysoliatin Alexej A. was born in Novosibirsk, Russia, in 1958. He received the B.S. degree in physics from S.Petersburg Electrotechnical University, in 1981 and the Ph.D. degree from General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, in 1995. His current scientific interests include nonlinear wave propagation, soliton transmission systems, design and technology of fibers with varying along length chromatic dispersion.

E-mail:alexs@fo.gri.ru



Bogatyryov Vladimir A. was born in the USSR on May 29, 1949. In 1972 graduated from the Moscow Physical-Technical Institute. From 1972 to 1982 he was with P.N. Lebedev Physical Institute. His early works were connected with the investigation of high power neodymium lasers. Since 1982 his research interests lie in the technology of specialty fibers, including the metal coated optical fibers.



Muraviov Sergey V. was born in March 1955 in Kirov, Russia (USSR). He entered the Radiophysical Faculty of the Gorky State University in 1974 and graduated from the Department of Statistical Radiophysics in 1979. Since 1979 he has been on the radioelectronic engineer staff of the Institute for Radiotechnique in Nizhny Novgorod. Since 1988 he has been on the leading optoelectronics engineer staff of the Institute of Applied Physics (IAP) in Nizhny Novgorod, which belongs to the Russian Academy of Sciences. His current research interests include nonlinear optics, laser - matter interactions, including the generation and application of UV harmonics of Nd:YAG laser radiation for irradiation of polymers and inorganic glasses.



ДИНАМИКА СОЛИТОНОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ В РЕЗОНАТОРАХ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕЛКОЙ ВОДЫ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

А.Б.Езерский, О.Е.Полухина, Ж.Броссар, Ф.Маран, И.Мутбази

Изучается возбуждение солитонов поверхностных волн в резонаторах. Экспериментально установлено, что солитоны могут генерироваться на поверхности мелкой воды на фоне крупномасштабной резонаторной моды. Обнаружены мультистабильность и удвоение периода возбуждаемых в резонаторе нелинейных волн. Построены пространственно-временные диаграммы для различных параметров внешнего воздействия. Проведено сравнение пространственно-временной динамики нелинейных полей при столкновении двух солитонов в резонаторе и в безграничной системе.

Для теоретического описания генерации солитонов поверхностных волн использованы два подхода. Первый основан на поиске решений обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуды и фазы солитона, распространяющегося на фоне гармонической волны, а второй - на прямых расчетах динамики поверхностных волн с использованием уравнений мелкой воды в приближении Буссинеска. Качественное исследование уравнений для амплитуды и фазы солитона и численный расчет уравнений Буссинеска позволили объяснить характеристики солитонов, которые наблюдались в эксперименте.

Введение

Возбуждение и динамика солитонов на поверхности мелкой воды изучается обычно для случая неограниченно протяженных систем [1, 2]. В безграничной среде солитоны, возникшие в результате эволюции начального возмущения, распространяются в противоположных направлениях и через определенное время расходятся, поэтому их взаимодействием можно пренебречь. По этой причине наиболее подробно изучено поведение возмущений, распространяющихся в одну сторону. В экспериментах возбуждение таких солитонов достигается за счет создания начального подъема уровня жидкости в определенной области [3,4] или за счет однократного смещения поршня, толкающего жидкость в горизонтальном направлении [5,6]. В теории динамика таких возмущений описывается хорошо известным уравнением Кортевега - де Вриза (КдВ), при выводе которого изначально полагается, что волны распространяются в одном направлении. Даже если используются уравнения Буссинеска (в них учтено взаимодействие встречных волн), обычно находят решения в виде волн, распространяющихся в одном направлении [7].

К настоящему времени кроме процесса возникновения солитона поверхностных волн или последовательности солитонов, рождающихся из начальных возмущений [8], подробно были исследованы отдельные акты взаимодействия: взаимодействие двух солитонов, отражение солитона от вертикальной стенки [3,4], уступа на дне [9] и т.д. Было обнаружено, например, что амплитуда солитона в момент отражения от стенки увеличивается более чем вдвое, а отраженный солитон запаздывает относительно времени, рассчитанного в предположении, что скорость распространения солитона постоянна [10]. При взаимодействии двух солитонов возникают похожие эффекты: появляется временная задержка, а амплитуда смещения больше, чем сумма амплитуд солитонов. Следует отметить, что в большинстве экспериментов достаточно хорошо выполняются основные предположения, заложенные в теории [11-14]: солитоны приходят из бесконечности, взаимодействуют со стенкой или между собой и уходят на бесконечность [15].

Солитоны, однако, можно возбуждать не только в системах бесконечной длины, но также и в резонаторах. Очевидно, что в резонаторах, где взаимодействием нелинейных волн, распространяющихся в противоположных направлениях, уже нельзя пренебрегать, пространственно-временная динамика солитонов будет другой. Число экспериментальных работ по изучению солитонов поверхностных волн в резонаторах достаточно ограничено. Параметрическое возбуждение нелинейных волн, включая солитоподобные импульсы, было описано в [16,17] для экспериментов в кювете длиной 60 см, совершающей горизонтальные колебания. Эта работа была опубликована 35 лет назад, когда свойства солитонов и даже сам термин «солитон» не были еще широко известны. Авторы [16,17] назвали наблюдаемые волны «резонансными колебаниями». Они исследовали временные ряды смещения свободной поверхности в нескольких точках резонатора, а информации о пространственно-временной динамике возмущений не было получено. Режимы параметрического возбуждения одного или нескольких нераспространяющихся осциллирующих солитонов описаны в [18]. Обнаружено, что амплитуда смещения свободной поверхности в таких нелинейных волнах близка к классическому солитону с экспоненциально уменьшающимися на больших расстояниях полями.

Можно указать также несколько примеров возбуждения солитонов в резонаторах для волн в системах, физическая природа которых совершенно иная, чем поверхностные волны, но которые, тем не менее, обладают такими же дисперсионными и нелинейными характеристиками, что и поверхностные волны на мелкой воде. Так, солитоны электромагнитных волн наблюдались в отрезке LC -линии, возбуждаемой синусоидальным напряжением [19], а солитоны поперечных волн - в полоске резины при параметрическом возбуждении гармонической внешней силой [20].

Когда солитоны возбуждаются в резонаторах, то возникают новые по сравнению с безграничными системами проблемы. Они связаны с многократными взаимодействиями солитонов, распространяющихся по резонатору, а также с взаимодействием солитонов и резонаторных мод. Именно эти явления исследуются в данной работе. Результаты излагаются в такой последовательности. Статья разделена на две части: эксперимент и теоретическое обсуждение. В первой части п. 1.1 представлено описание эксперимента по возбуждению солитонов в канале, в п. 1.2 приведено разбиение плоскости управляющих параметров на области с качественно различной пространственно-временной динамикой нелинейных волн, в п. 1.3 описана процедура выделения солитонов из временных рядов, полученных в эксперименте, а в п. 1.4 представлены результаты измерения их характеристик. Во второй части работы в п. 2.1 проведено сравнение данных нашего эксперимента

с данными экспериментов Максворти [3] по отражению солитона от вертикальной стенки. Теоретические модели для возбуждения солитонов в резонаторах анализируются в пп. 2.2 и 2.3. Мы сравнили экспериментальные данные с результатами, полученными из полуфеноменологической теории взаимодействия солитонов с монохроматической волной (п. 2.2), а также с результатами численных расчетов уравнений Буссинеска (п. 2.3). В п. 2.4 обсуждаются возможные причины расхождения результатов расчетов и экспериментальных данных.

1. Эксперимент

1.1 Схема экспериментальной установки. Эксперименты проводились в бассейне лаборатории механики университета Гавра, Франция. Длина бассейна L составляла 10 метров, ширина 0.5 метра. Глубина жидкости H была 0.26 метра. Поверхностные волны возбуждались волнопродуктором (рис. 1), представлявшим собой плоскую пластину, периодическое движение которой осуществлялось за счет электромотора. Пластина вращалась вокруг центра O_1 , и, строго говоря, амплитуда ее горизонтального смещения зависела от глубины. Измерения смещения свободной поверхности проводились двумя датчиками сопротивления. Один из датчиков мог перемещаться с помощью координатной системы на расстояние до 5.6 метра в центральной части бассейна, а другой был неподвижным и располагался у стенки, отражающей поверхностные волны. Используя сигналы от двух датчиков, мы могли строить пространственно-временные диаграммы. При этом сигнал от неподвижного датчика использовался как опорный, и проводилось фазовое усреднение. Волнопродуктор позволял возбуждать резонаторные моды с частотами $f_n = (gk_n \tanh(k_n H))^{1/2} / (2\pi)$, где $k_n = \pi n / L$, $n = 1, 2, 3, \dots$, g - ускорение свободного падения. В ходе экспериментов частота волнопродуктора выбиралась близкой к частоте моды, длина которой была равна длине резонатора L , то есть $n=2$, $f_2 \approx (gH)^{1/2} / L$. В условиях эксперимента резонансная частота этой моды составляла $f_2 = 0.165$ Гц. Измерения показали, что эта мода имеет достаточно высокую добротность. Относительная ширина резонансной кривой (по уровню 0.707) составляла $\gamma = \Delta f_2 / \Delta f \leq 0.02$. С большей точностью установить ширину резонансной кривой не удалось, поскольку минимальный шаг по частоте возбуждения у используемого в эксперименте устройства составлял $\Delta f_{st} = 0.002$ Гц.

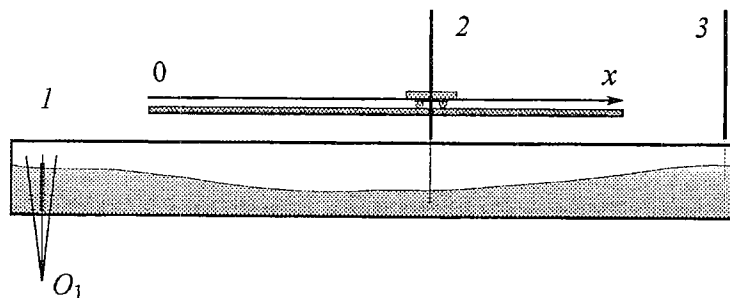


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 - волнопродуктор, O_1 - ось вращения пластины; 2 - подвижный датчик; 3 - неподвижный датчик

1.2. Пространственно-временные диаграммы. Пространственно-временные диаграммы, получаемые в эксперименте, существенным образом зависят от управляющих параметров системы: амплитуды a_{ex} и разности между частотой волнопродуктора и резонансной частотой f_2 возбуждаемой моды. В связи с тем, что

волнопродуктор совершает вращательное движение, под амплитудой смещения a_{ex} будем понимать усредненную по глубине амплитуду горизонтального смещения волнопродуктора.

На рис. 2 представлены характерные диаграммы для различных параметров внешнего воздействия и соответствующие временные ряды, полученные при помощи неподвижного датчика, расположенного у стенки. Как видно из этих диаграмм, при малой амплитуде внешней силы в резонаторе возбуждаются стоячие

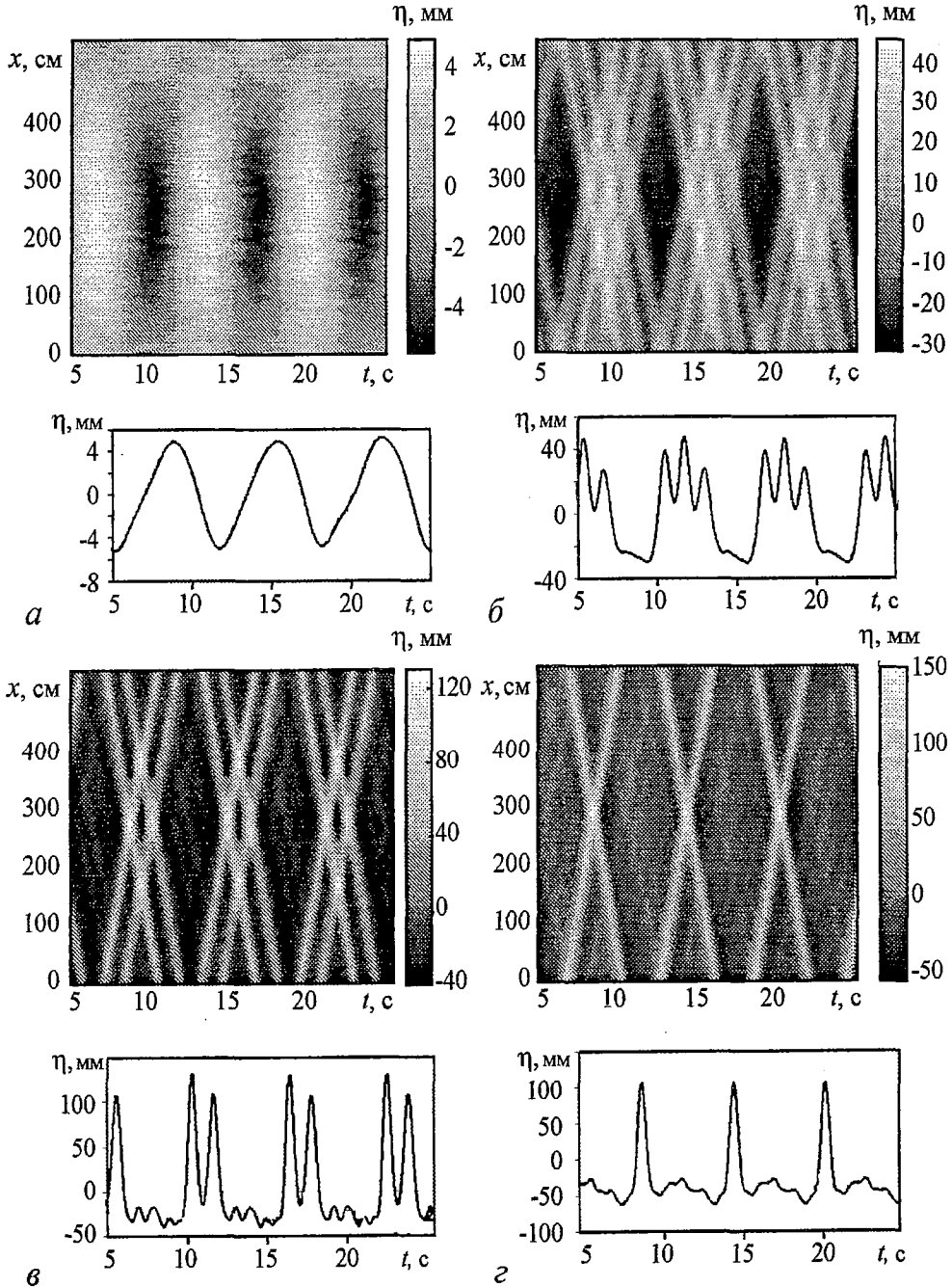


Рис. 2. Пространственно-временные диаграммы и соответствующие временные ряды: а - $a_{\text{ex}}=2.3$ см, $f_{\text{ex}}=0.151$ Гц, $\Delta=(f_{\text{ex}}-f_2)/f_2=-0.087$; б - $a_{\text{ex}}=8.2$ см, $f_{\text{ex}}=0.158$ Гц, $\Delta=-0.045$; в - $a_{\text{ex}}=8.2$ см, $f_{\text{ex}}=0.170$ Гц, $\Delta=0.028$; з - $a_{\text{ex}}=8.2$ см, $f_{\text{ex}}=0.177$ Гц, $\Delta=0.07$

поверхностные волны (рис. 2, а). При больших амплитудах в системе возникают распространяющиеся импульсы (рис. 2, б-г). Импульсы на пространственно-временных диаграммах видны как яркие полосы. Наклон этих полос соответствует скорости распространения импульсов и в условиях нашего эксперимента эта скорость близка к скорости поверхностных волн на мелкой воде (подробное обсуждение скорости распространения импульсов будет проведено в дальнейшем). Число импульсов зависит от частоты возбуждения. Под числом импульсов мы понимаем следующее. Представим стоячую волну как суперпозицию двух бегущих волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Синхронно с каждой из этих волн распространяются импульсы - в большинстве наших экспериментов от одного до трех. Понятно, что количество импульсов, зарегистрированных датчиком, будет разным в зависимости от точки резонатора, в которой этот датчик находится. Легко понять, что только в центре резонатора и у его боковых границ количество импульсов, регистрируемых датчиками, совпадает с количеством импульсов в каждой из бегущих волн. В зависимости от частоты при фиксированной амплитуде внешней силы могут возбуждаться три импульса на периоде волны (см. рис. 2, б), два импульса (им соответствуют две пары треков, представленные на рис. 2, в) или один импульс. В последнем случае есть только два пересекающихся трека (см. рис. 2, г).

Разбиение плоскости параметров (f_{ex}, a_{ex}) на области с качественно различной динамикой показано на рис. 3. Внутри областей, отмеченных цифрами, наблюдается возбуждение соответственно одного, двух и трех импульсов на периоде волн. При достаточно большой амплитуде есть небольшая область, где наблюдается возбуждение четырех импульсов. При управляющих параметрах, попадающих в зоны, отмеченные пунктирной линией, наблюдалась мультистабильность: при одних и тех же величинах частоты и амплитуды колебаний волнопродуктора, но различных начальных условиях, могли наблюдаться различные режимы. Например, в зоне 2-3 - возбуждение двух (рис. 4, а), трех (рис. 4, б) или переменная генерация двух и трех импульсов на периоде (рис. 4, в). Последний

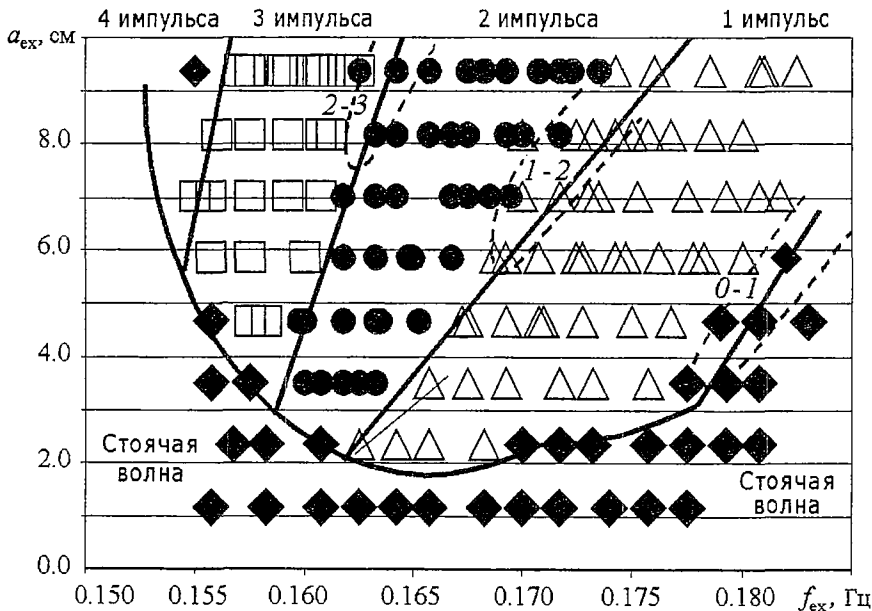


Рис. 3. Разбиение плоскости (f_{ex}, a_{ex}) на области с существенно различными режимами генерации нелинейных волн. Области, выделенные пунктирными линиями, соответствуют параметрам, при которых режимы генерации зависят от начальных условий. Резонансная частота возбуждаемой монохроматической моды составляет $f_2=0.165$

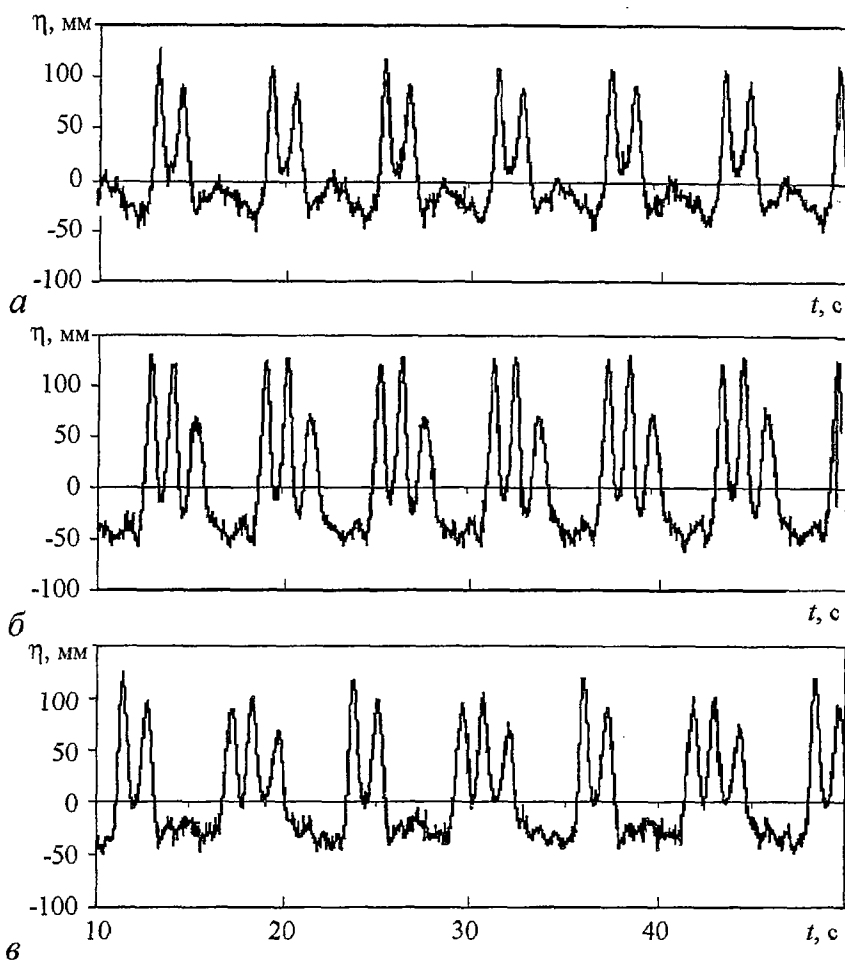


Рис. 4. Мультистабильность, наблюдаемая при $a_{\text{ex}}=9.4$ см, $f_{\text{ex}}=0.165$ Гц (область 2-3 на рис. 3)

из режимов соответствует удвоению периода. Нелинейные волны, возбуждаемые в системе, имеют период вдвое больший, чем период колебаний волнопродуктора.

Пространственно-временные диаграммы показывают, что импульсы, распространяющиеся в противоположных направлениях, взаимодействуют. На диаграммах можно найти, например, области, где импульсы сливаются. Вместо двух максимумов в результате слияния в определенной области диаграммы возникает один максимум. Размер области, где происходит слияние, зависит от амплитуды импульсов. Это ясно видно на рис. 2, где пространственно-временные диаграммы демонстрируют столкновение двух импульсов для различных управляющих параметров системы. Чем больше амплитуда импульса, тем меньше протяженность области, где наблюдается слияние.

1.3. Выделение солитонов. Детальный анализ экспериментальных данных показал, что для определенного интервала управляющих параметров импульсы, возбуждаемые в резонаторе, близки по своим характеристикам к солитонам. Чтобы доказать это, мы предположили, что в резонаторе солитоны возбуждаются на фоне гармонической волны. Вопрос состоит в том, как разделить импульсы и гармонические колебания. Очевидно, что это нельзя сделать при помощи линейных фильтров: частота повторения импульсов в точности равна частоте гармонических колебаний. Поэтому использовался следующий прием. Определялось положение максимумов импульсов (рис. 5, а), затем данные,

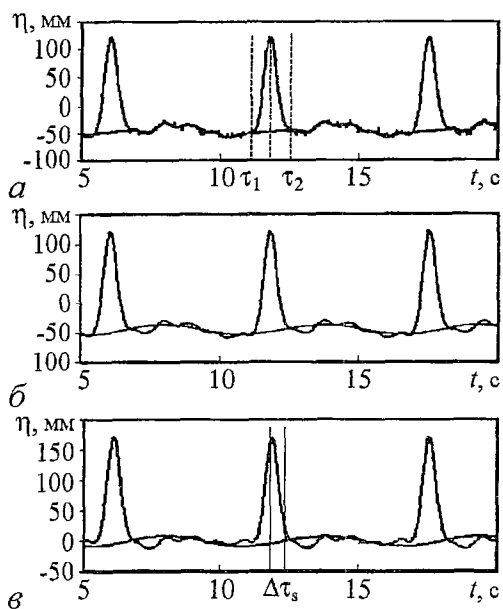


Рис. 5. Выделение из временного ряда солитонов и гармонической волны: *а* - исходный временной ряд и ряд со срезанными на интервалах $\tau_1 + \tau_2$ солитонами, *б* - гармоническая волна и «гармоническая волна плюс солитон», *в* - последовательность солитонов и гармоническая волна. На рис. *в* указан сдвиг фазы солитона и гармонической волны $\varphi_s = \Delta\tau_s \omega$, где $\omega = 2\pi f_{ex}$

$\cosh^{-2}(t/\tau_s)$ всюду за исключением областей с малой амплитудой поля (рис. 6). Длительность импульса τ_s уменьшается с увеличением амплитуды импульса A_s . Экспериментальные данные представлены на рис. 7. На этом же графике показана теоретическая зависимость длительности классического солитона от его амплитуды.

Мы назвали наблюдающиеся в эксперименте импульсы солитонами, чтобы подчеркнуть, что они локализованы в определенной области пространства, а их характеристики близки к характеристикам классического солитона.

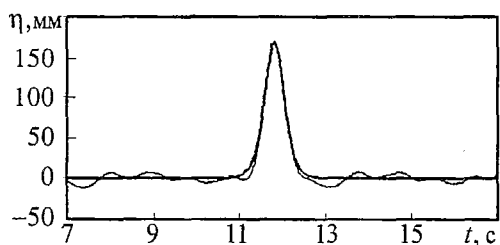


Рис. 6. Сравнение формы импульса с теоретической зависимостью $\eta = A_s \cosh^{-2}((t-t_0)/\tau_s)$

полученные в эксперименте, на интервале $\tau_1 + \tau_2$ заменялись линейной зависимостью смещения свободной поверхности от времени. Таким образом вырезались импульсы. Из полученного сигнала за счет фильтрации вырезались все гармоники с частотой выше частоты возбуждения. Полученный таким образом сигнал вместе с исходным временным рядом представлен на рис. 5, *б*. На рис. 5, *в* представлены отдельно гармоническая мода резонатора и последовательность импульсов. Очевидно, что результаты фильтрации существенным образом зависят от того, как выбрать времена τ_1 и τ_2 . Расчеты для разных τ_1 и τ_2 показали, что при разумном выборе этих параметров ($\tau_{1,2} \leq 1/6 T$, T - период внешней силы) разброс характеристик гармонических колебаний и импульсов не большой. Временные ряды с использованием такого алгоритма обрабатывались при помощи пакета программ LabView 4.1. Было установлено, что форма импульсов близка к классическим солитонам

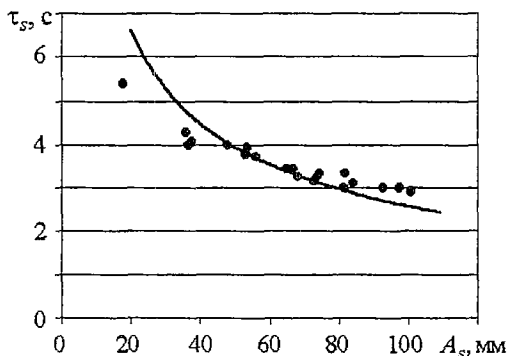


Рис. 7. Экспериментально полученные значения длительности солитона (точки). Для сравнения приведена теоретическая зависимость $\tau_s = 1/V_s (4H^3/(3A_s))^{1/2}$, $V_s = V_0(1 + A_s/(2H))$ (сплошная линия)

1.4. Свойства солитонов. Фазовый сдвиг между солитоном и гармонической волной. Выделение из временных рядов солитонов и гармонической волны позволяет сравнить свойства нелинейных волн, наблюдающихся в эксперименте, с хорошо известными решениями уравнения Кортевега - де Вриза (см., например, [2]). Смещения свободной поверхности «мелкой» воды подчиняются уравнению

$$\partial\eta/\partial t + V_0\partial\eta/\partial x + 3/2(V_0/H)\eta\partial\eta/\partial x + 1/6 V_0 H^2\partial^3\eta/\partial x^3 = 0, \quad (1)$$

которое имеет решение в виде солитона

$$\eta_s(x-V_s t) = A_s \cosh^{-2}((3A_s/(4H^2))^{1/2}(x-V_s t)), \quad V_s = V_0(1+A_s/(2H)), \quad (2)$$

где $V_0=(gH)^{1/2}$ - скорость поверхностных волн бесконечно малой амплитуды в мелкой воде. Понятно, что длительность солитона пропорциональна $A_s^{-0.5}$, скорость солитона зависит от его амплитуды - нелинейная добавка к скорости пропорциональна A_s .

Мы предполагаем, что нелинейные волны, возбуждаемые в резонаторе, состоят из двух солитонов, распространяющихся навстречу друг другу, причем каждый из солитонов распространяется на фоне гармонической волны. В нулевом приближении мы пренебрежем взаимодействием встречных волн и представим нелинейное поле смещения поверхности в виде четырех компонент

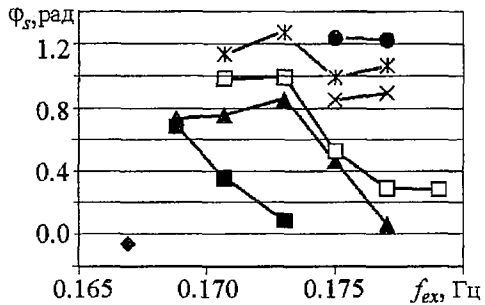
$$\eta_s(x-V_s t) + \eta_0 \sin(\omega t - kx - \varphi_s) + \eta_s(x+V_s t) + \eta_0 \sin(\omega t + kx - \varphi_s), \quad (3)$$

где ω, k - частота и волновое число гармонической волны, η_0 - амплитуда волны, φ_s - фазовый сдвиг между солитоном и гармонической волной (см. рис. 5, в). Отметим, что рядом с боковой стенкой, где расположен неподвижный датчик, смещение свободной поверхности может быть представлено как

$$\eta = 2\eta_0 \sin(\omega t - \varphi_s) + 2\eta_s(t).$$

Представление (3) не учитывает взаимодействия встречных гармонических волн и солитонов. В частности, хорошо известный эффект увеличения амплитуды солитона при отражении от стенки и появление фазового сдвига не может быть описан в рамках представления (3). В предположении, что модель (3) справедлива, были измерены параметры солитонов. Используя процедуру разделения сигнала на гармоническую волну и солитон (п. 1.3) по временным рядам, полученным с неподвижного датчика, мы выяснили зависимость характеристик солитона от управляющих параметров. Зависимость длительности солитона на уровне $0.4199A_s$ ($0.4199=\cosh^{-2}(1)$) от амплитуды солитона представлена на рис. 7. Теоретическая зависимость, показанная на этом же рисунке, получена из формулы (2).

Был измерен также фазовый сдвиг φ_s (рис. 8). При малой амплитуде внешней силы фазовый сдвиг был близок к нулю. С увеличением амплитуды фазовый сдвиг увеличивался до 40-60 градусов. Амплитуда солитона зависела от частоты и амплитуды



	◆	■	▲	□	×	●	×
$a_{ex}, \text{ см}$	1.7	2.6	3.4	4.3	5.1	6.0	6.8

Рис. 8. Зависимость фазы солитона от частоты внешней силы. Данные получены для разных значений амплитуды внешней силы a_{ex}

волнопродуктора. При одной и той же амплитуде внешнего воздействия амплитуда солитона и фаза солитона зависели от частоты внешнего воздействия. Измеряя время достижения максимальной амплитуды солитона при различных положениях датчика смещения свободной поверхности, можно определить траекторию движения солитона. Пример таких измерений показан на рис. 9.

Если исключить область, где происходит слияние двух максимумов, то можно определить скорость движения солитона на различных участках траектории. Линейная аппроксимация показала, что скорость солитона имеет приблизительно постоянную величину на всех участках, $V_s \approx 2\pi f_{ex} L$. Солитоны распространяются синхронно с гармонической волной. В центральной части резонатора, где происходит столкновение двух встречных солитонов, возникает область, где солитоны сливаются - вместо двух максимумов существует один. Размер области слияния L_m зависит от амплитуды солитона (рис. 10). Длина слияния, так же как и размер солитона уменьшается при увеличении амплитуды солитона.

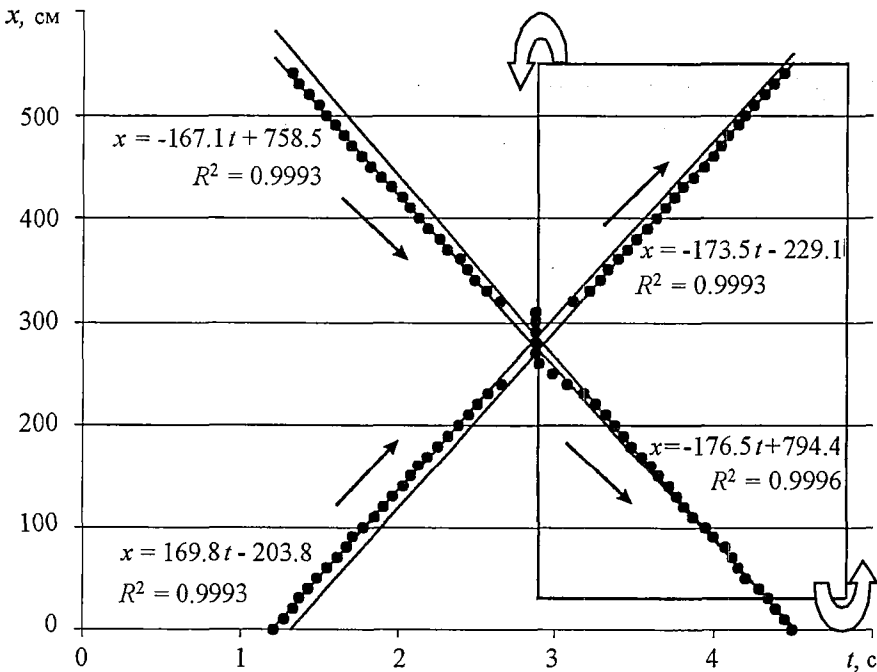


Рис. 9. Траектории солитона в резонаторе, полученные при $a_{ex}=8.2$ см, $f_{ex}=0.177$ Гц. Для каждой из траекторий показано уравнение, соответствующее наилучшей линейной аппроксимации, и величина R^2 достоверности аппроксимации. Если развернуть выделенную область на 90° , то получатся траектории, изображенные далее на рис. 11

2. Обсуждение результатов

2.1. Сравнение с результатами Максворти. Полученные нами результаты по взаимодействию солитонов в резонаторах естественно сравнить с результатами по динамике солитонов в безграничных средах [3]. Типичная траектория для случая столкновения двух солитонов (см. рис. 9) состоит из четырех участков. Стрелки показывают направление движения солитонов. Наилучшая линейная аппроксимация и корреляция точек даны для каждого из участков траекторий. Укажем некоторые особенности траекторий солитонов. Как показывает линейная аппроксимация траекторий, скорости солитонов на этих

четырёх участках несколько различаются. Хотя различие небольшое ($\pm 3\%$), оно достаточно хорошо проявляется, так как точки на каждом из участков траектории имеют высокую (0.999) степень корреляции. Имеется также небольшой фазовый сдвиг - задержка солитонов, вызванная их взаимодействием.

Траектории солитонов, взаимодействующих в резонаторе, можно сравнить с траекториями, приведенными в работе Максворти [3]. Как было показано в этой работе, столкновение

двух встречных солитонов поверхностных волн одинаковой амплитуды в безграничной среде эквивалентно отражению одного солитона от вертикальной стенки. Действительно, при отражении от вертикальной стенки горизонтальная скорость возмущений равна нулю, а при столкновении двух солитонов одинаковой амплитуды можно выделить сечение (ось симметрии), в котором горизонтальная скорость будет равна нулю. Это обеспечивает эквивалентность двух задач. Траектория солитона, отраженного от стенки, представлена на рис. 11. Как видно

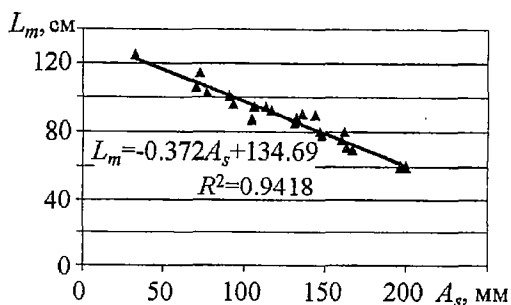


Рис. 10. Зависимость длины слияния L_m от амплитуды солитона A_s . Показано уравнение, соответствующее наилучшей линейной аппроксимации и величина R^2 достоверности этой аппроксимации

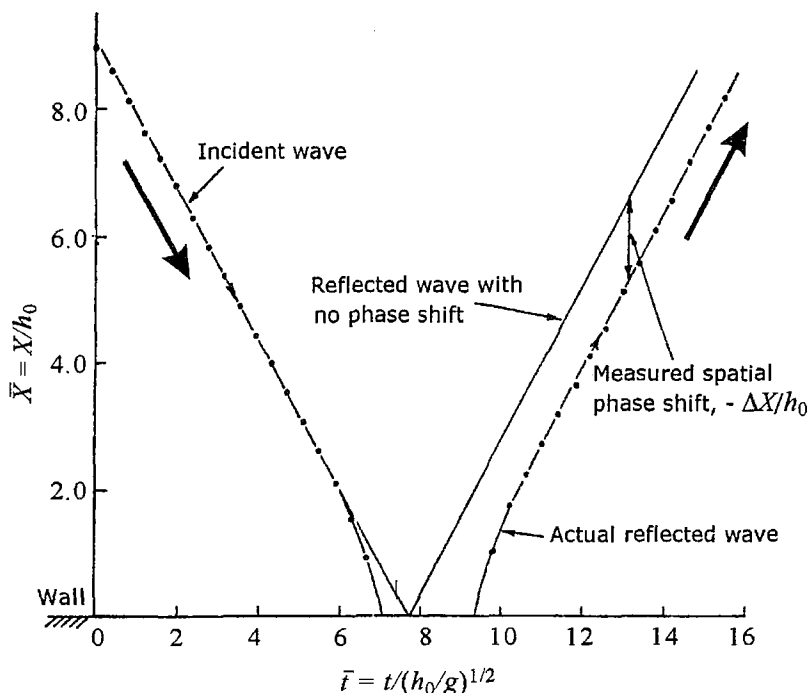


Рис. 11. Траектория солитона, полученная Максворти [3] (по горизонтальной оси отложено безразмерное время, по вертикальной - безразмерная координата)

из этого рисунка, существует определенное время, в течение которого максимум находится в одной точке. Это время τ , называют временем остановки. Зависимость безразмерного времени остановки от амплитуды солитона показана на рис. 12.

Отметим сходства и различия траекторий, представленных на рис. 9 и 11. Как видно из этих рисунков, траектории подобны и получаются одна из другой поворотом на угол 90° . Вместо длины слияния L_m , которая наблюдается при взаимодействии солитонов в нашем эксперименте, существует время остановки τ ,

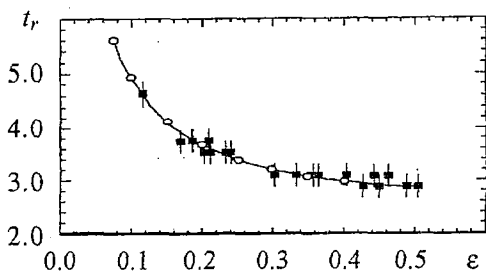


Рис. 12. Зависимость безразмерного времени остановки t_r от безразмерной амплитуды солитона ϵ . Незаполненными кружочками обозначены результаты расчетов, проведенных в [10]

в нашем эксперименте анализировались временные ряды в различных точках и определялось время, при котором достигается максимум амплитуды с изменением значения координаты вдоль резонатора. Подробный анализ того, как способ обработки данных влияет на форму траекторий солитонов, представлен в Приложении 1.

Как было отмечено Максворти, амплитуда солитона, отраженного от стенки, несколько меньше, чем до отражения. Это обусловлено потерями. В случае возбуждения солитонов в резонаторе, кроме потерь есть еще взаимодействие солитонов с монохроматической модой, которое может приводить и к увеличению амплитуд солитонов. Поэтому нельзя утверждать, что в резонаторе амплитуда солитонов до взаимодействия должна быть больше, чем после взаимодействия. Это и демонстрируют полученные нами данные.

2.2. Аналитическая модель генерации солитонов. В данном разделе мы сравним характеристики солитонов поверхностных волн, измеренные в эксперименте, с результатами полуперифеноменологической теории. Следует отметить, что теоретическое изучение нелинейных полей, возбуждаемых в резонаторе гармонической силой, было развито в [17] для поверхностных волн на мелкой воде и в [19] для электромагнитных волн в LC-линиях. В этих работах возмущения, распространяющиеся в резонаторах, представлялись как сумма монохроматических волн и нелинейных возмущений. В силу того, что работа [17] появилась несколько раньше, чем началось интенсивное исследование солитонов в различных областях науки, в ней не было никакого упоминания о солитонах, тогда как в [19] постулировалось существование солитона на фоне монохроматической волны.

Для описания солитонов электромагнитных волн в [19] были выведены уравнения для амплитуды и фазы солитона, распространяющегося в резонаторе на фоне монохроматической моды. Аналогичные уравнения для поверхностных волн на мелкой воде выглядят следующим образом:

$$dE_s/dt = 3/2 (\omega\eta_0/H)E_s \cos\varphi_s - \delta E_s, \quad (4.1)$$

$$d\varphi_s/dt = 1/2 (gH)^{1/2} A_s k/H - \eta_0 k (g/H)^{1/2} \sin\varphi_s - \Delta. \quad (4.2)$$

Под E_s здесь понимается энергия солитона $E_s = \int_{-\infty}^{\infty} A_s^2 dx \sim A^2$, а под фазой солитона φ_s - безразмерное время между максимумом солитона и нулем монохроматической моды (рис. 7, в), $\Delta = 2\pi(f_{ex} - f_2)$ это расстройка, а δ - коэффициент, описывающий экспоненциальное затухание солитона. Первое уравнение системы (4) - уравнение энергетического баланса. Изменения амплитуды солитона обусловлены передачей энергии от гармонической волны (первое слагаемое в (4.1), его подробный вывод

представлен в Приложении 2) и диссипацией энергии (второе слагаемое в (4.1)). Следует подчеркнуть, что коэффициент δ описывает диссипацию, которая не зависит от масштаба возмущений. Такая диссипация действительно наблюдается в различных системах [21, 22], однако этот параметр в отличие от всех других, входящих в систему (4), мы не определили при проведении нашего эксперимента и в дальнейшем выберем его из условия близости теоретически предсказанных параметров солитона к экспериментальным данным. Второе уравнение системы (4) - кинематическое условие. Скорость солитона в системе отсчета, движущейся со скоростью гармонической волны ($V_{ph} = \omega/k$), зависит от амплитуды солитона A_s (первое слагаемое в (4.2)). Гармоническая волна переносит солитон как частицу с соответствующей скоростью, зависящей от фазы. Этот перенос описывается вторым слагаемым в правой части (4.2). Изменения фазы обусловлены также расстройкой между частотой внешней силы и резонансной частотой (третье слагаемое). Следует подчеркнуть, что система (4) получена для солитона и монохроматической волны, распространяющихся в одном направлении. Для солитона и волны, распространяющихся в противоположных направлениях, уравнения будут теми же, а взаимодействие встречных возмущений не принимается во внимание.

Уравнения (4) могут быть получены также из уравнений, описывающих возбуждение солитона бегущими возмущениями. Такой подход был развит в монографии [23].

Качественный анализ решений системы (4) показал (см., например, [19]), что устойчивые стационарные состояния для фазы φ_s и амплитуды A_s удовлетворяют соотношениям

$$\varphi_s = \arccos(2H\delta/(3\omega\eta_0)), \quad (5.1)$$

$$A_s = 2\Delta/k + 2\omega\eta_0/(Hk)[1-(2H\delta/(3\omega\eta_0))^2]^{1/2}. \quad (5.2)$$

Используя процедуру выделения амплитуды и фазы солитона, описанную в п. 1.3, мы можем сравнить экспериментальные данные с теоретическими предсказаниями. Из представленной теоретической модели следует, что фаза солитона не зависит от расстройки. Поэтому мы представили значения фазы φ_s как функцию амплитуды гармонической волны η_0 для всех частот возбуждения, при которых в эксперименте наблюдался один солитон (рис. 13). Зависимость амплитуды солитона A_s от амплитуды гармонической моды показана на рис. 14 для двух различных частот возбуждения. При построении теоретических кривых, изображенных на рис. 13 и 14, значение затухания δ было выбрано равным 0.0015 1/с. Как видно из графиков, есть достаточно хорошее качественное соответствие между теоретическими и экспериментальными зависимостями. Отметим, что использованная при теоретических расчетах величина коэффициента δ хорошо

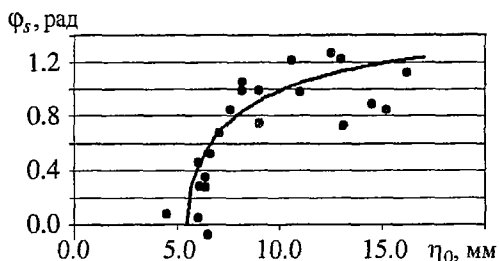


Рис. 13. Зависимость фазы φ_s солитона от η_0 - амплитуды гармонической волны (точки) и теоретическая зависимость (5.1) для $\delta=0.0015$ (кривая)

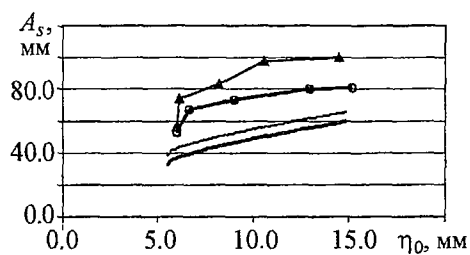


Рис. 14. Зависимость амплитуды солитона A_s от амплитуды гармонической волны η_0 ; точки, соединенные ломаными кривыми - экспериментальные данные, гладкие кривые - теоретическая зависимость (5.2). Толстые линии соответствуют расстройке $\Delta=0.063$ [рад], тонкие - $\Delta=0.075$ [рад]

коррелирует с измерениями добротности гармонической моды с частотой f_2 по ширине резонансной кривой. Непосредственные измерения показали, что $Q^{-1} = \Delta f_2 / f_2 \approx 0.02$. Если предположить, что затухание моды с частотой f_2 такое же, как у солитона, то в результате пересчета получим близкую величину добротности: $Q^{-1} = \Delta f_2 / f_2 \approx 0.023$.

2.3. Численные расчеты. Чтобы рассчитать нелинейные волны, наблюдавшиеся в эксперименте, и иметь возможность получать в теоретических моделях пространственно-временные диаграммы для разных параметров внешней силы, мы провели численные расчеты уравнений, описывающих распространение волн на мелкой воде. Мы использовали одномерные уравнения мелкой воды в приближении Буссинеска [1], в которые было добавлено затухание,

$$\begin{aligned} \hat{\eta}_\tau + \hat{u}_\xi + \varepsilon(\hat{u}\hat{\eta})_\xi &= 1/6 \mu^2 \hat{u}_{\xi\xi\xi} + \gamma_1 \hat{\eta}_{\xi\xi} - \gamma \hat{\eta}, \\ \hat{u}_\tau + \hat{\eta}_\xi + \varepsilon \hat{u} \hat{u}_\xi &= 1/2 \mu^2 \hat{u}_{\xi\xi\tau} + \gamma_1 \hat{u}_{\xi\xi} - \gamma \hat{u}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\hat{\eta} = \eta / (\varepsilon H)$ - смещение свободной поверхности (здесь и далее знаком (^) обозначены безразмерные переменные); $\hat{u} = u / (\varepsilon H \omega_{ex})$ - скорость в поверхностных волнах; $\tau = t \omega_{ex}$ - время; $\xi = x / L$ - координата вдоль резонатора; $\mu = H / L$, H - глубина жидкости, L - длина резонатора; ε - малый параметр асимптотического разложения, введенный, например, в [1]. Мы дополнили уравнения Буссинеска слагаемыми, описывающими диссипацию: вязкие потери (слагаемые с коэффициентом γ_1) и частотно-независимые потери (слагаемые в правой части (6) с коэффициентом γ). Первый тип потерь связан с феноменологическим учетом затухания, вызванного сдвиговыми напряжениями, величина которого растет пропорционально квадрату волнового числа, а второй - определяется потерями в пограничном слое поверхностной волны у дна. Потери такого типа обсуждаются в работах [21,22]. Как показано в этих работах, частотно-независимые потери обусловлены рассеянием волн на мелкомасштабной турбулентности. В наших экспериментах такая турбулентность существует в пограничном слое у дна. Измерения пульсаций скорости в пограничном слое с помощью лазерного доплеровского анемометра показали значительную интенсивность пульсаций скорости на расстоянии порядка 1 мм от дна. Учет обоих видов диссипации является очень важным для нашего случая, так как установление конечной амплитуды нелинейных волн в резонаторе связано с балансом поступления энергии в систему из-за внешнего воздействия и потерь энергии в системе.

Для численных расчетов мы использовали следующие граничные условия при $\xi=0$ и $\xi=1$:

$$\begin{aligned} \partial \hat{\eta}(\tau, \xi=0) / \partial \xi &= 0, \quad \hat{u}(\tau, \xi=0) = \hat{V}_0 \sin(2\pi f t), \\ \partial \hat{\eta}(\tau, \xi=1) / \partial \xi &= 0, \quad \hat{u}(\tau, \xi=1) = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Отметим, что если $V_0=0$, то граничные условия (7) будут соответствовать задаче о волнах на мелкой воде в резонаторе с твердыми стенками. Мы будем моделировать работу волнопродуктора гармонически изменяющейся горизонтальной скоростью на одном из концов резонатора.

Численное моделирование системы уравнений (6) проводилось на основе неявной конечно-разностной схемы, реализованной в пакете MATLAB5.3:

$$\begin{aligned}
& (\eta_j^{n+1}-\eta_j^{n-1})/(2\Delta\tau) + (u_{j+1}^n-u_{j-1}^n)/(2\Delta\xi) + \varepsilon u_j^n(\eta_{j+1}^n-\eta_{j-1}^n)/(2\Delta\xi) + \\
& + \varepsilon \eta_j^n(u_{j+1}^n-u_{j-1}^n)/(2\Delta\xi) = 1/6 \mu^2(u_{j+2}^n-2u_{j+1}^n+2u_{j-1}^n-u_{j-2}^n)/(2\Delta\xi^3) + \\
& + \gamma_1(\eta_{j+1}^{n+1}-2\eta_j^{n+1}+\eta_{j-1}^{n+1})/(\Delta\xi^2) + \gamma\eta_j^{n+1}, \\
& (u_j^{n+1}-u_j^{n-1})/(2\Delta\tau) + (\eta_{j+1}^n-\eta_{j-1}^n)/(2\Delta\xi) + \varepsilon u_j^n(u_{j+1}^n-u_{j-1}^n)/(2\Delta\xi) = \\
& = \mu^2/(4\Delta\tau)[(u_{j+1}^{n+1}-2u_j^{n+1}+u_{j-1}^{n+1})/(\Delta\xi^2) - (u_{j+1}^{n-1}-2u_j^{n-1}+u_{j-1}^{n-1})/(\Delta\xi^2)] + \\
& + \gamma_1(u_{j+1}^{n+1}-u_j^{n+1}+u_{j-1}^{n+1})/(\Delta\xi^2) + \gamma u_j^{n+1}.
\end{aligned}$$

Здесь $f_i^n=f(\tau_n, \xi_j)$. Эти уравнения применялись во внутренних узлах пространственной сетки, а на границах использовались разностные аналоги краевых условий (7).

Приведем результаты численных расчетов при разных параметрах. В первой серии экспериментов мы положили частотно-независимое затухание равным нулю и исследовали, как зависят временные реализации и пространственно-временные диаграммы от амплитуды и частоты возбуждающей силы. Результаты при нулевых начальных условиях $\hat{u}(\tau=0, \xi)=0$, $\hat{\eta}(\tau=0, \xi)=0$ представлены на рис. 15. При малой амплитуде V_0 внешней силы (рис. 15, а) в системе возбуждаются стоячие волны (размерная амплитуда смещения пластины волнопродуктора составляет $a_{ex}=0.325$ см). При большей амплитуде (рис. 15, б-г; $a_{ex}=3.25$ см) форма нелинейных волн, возбуждающихся в системе, зависит от соотношения между частотой внешнего воздействия f_{ex} и резонансной частотой f_r . При $f_{ex}=0.95f_r=0.1563$ Гц на периоде наблюдаются три импульса, при $f_{ex}=0.98f_r=0.1612$ Гц - два импульса и при $f_{ex}=1.02f_r=0.1678$ Гц - один. Точно такие же режимы наблюдаются при соответствующих параметрах внешней силы в эксперименте. В численных расчетах, так же как и в эксперименте, мы получили мультистабильность и удвоение периода. Режим генерации солитонов зависел от начальных условий - например, при нулевых начальных условиях генерировался один солитон на периоде волны, а если при тех же параметрах внешней силы стартовать с начальных условий, соответствующих генерации двух солитонов на периоде, то этот режим оказывался устойчивым. В определенной области параметров наблюдалась попеременная генерация двух и трех импульсов или одного и двух импульсов, то есть возникал режим удвоения периода.

Во второй серии численных расчетов менялось соотношение между коэффициентами частотно-зависимой и частотно-независимой диссипации. Если предположить, что большая часть диссипации обусловлена частотно-независимыми потерями, например $\gamma_1=0.0001$, $\gamma=0.0015$, на интервалах между солитонами появляется осциллирующая компонента (рис. 16, ср. с рис. 5, где представлены экспериментальные данные). Качественное объяснение этого феномена может быть довольно простым. При затухании, приблизительно пропорциональном k^2 , потери энергии в высоких гармониках увеличиваются с номером и высокочастотные колебания подавляются. Поэтому солитон плавно изменяется на периферии. При частотно-независимом затухании высокие гармоники имеют большую амплитуду и проявляются на временных реализациях, полученных в численном эксперименте.

2.4. Отличия экспериментально наблюдаемых солитонов от «классических». В экспериментах обнаружено, что на фоне гармонической моды в резонаторе возбуждаются солитоны поверхностных волн. Наиболее подробно мы исследовали случай, когда на одном периоде гармонической волны возбуждается один солитон. Такой режим наблюдается при частотах внешней силы, больших, чем резонансная частота. Это можно понять, используя следующие рассуждения.

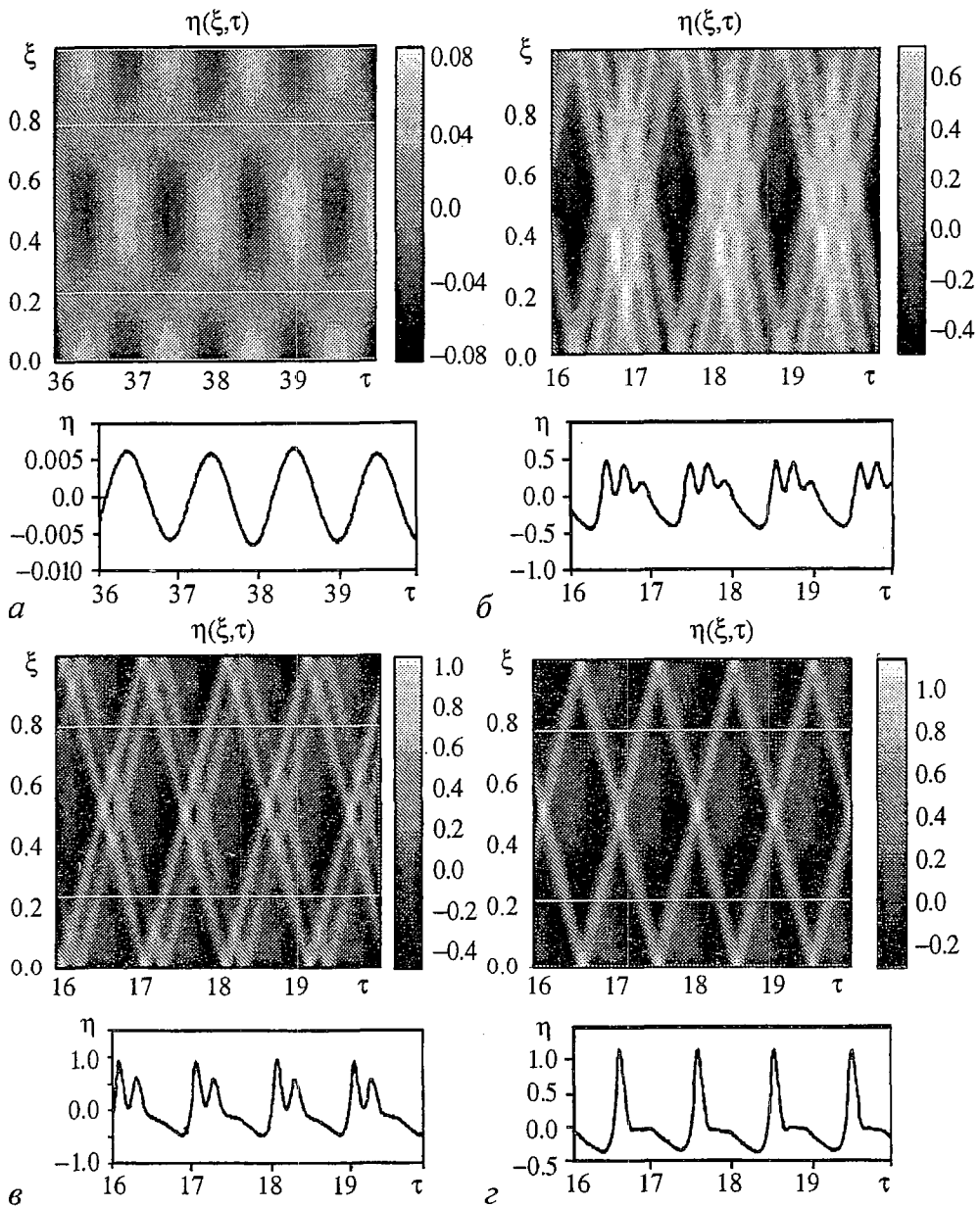


Рис. 15. Результаты численного моделирования системы уравнений (6): а - $V_0=0.05$, $f=0.95$; б - $V_0=0.5$, $f=0.95$; в - $V_0=0.5$, $f=0.98$; г - $V_0=0.5$, $f=1.02$. Белыми линиями выделены области, соответствующие построению пространственно-временных диаграмм в эксперименте (см. рис. 2)

При точном резонансе период возбуждаемых колебаний T_r будет равен $2L/(gH)^{1/2}$. Солитон, который распространяется по резонатору от одного конца до другого и назад, затрачивает время $T_s=2L/V_s$. Скорость солитона $V_s=(1+A_s/(2H))(Hg)^{1/2}>(Hg)^{1/2}$. Следовательно, $T_r>T_s$ и стационарный режим возбуждения одного солитона может существовать для частот, больших чем резонансная частота, и не может существовать при частотах ниже резонансной. Именно это и наблюдается в эксперименте. При частотах, меньших чем резонансная частота, в системе возбуждаются, по-видимому, связанные состояния солитонов. Скорость связанных состояний отличается от скорости движения одного солитона и они возбуждаются при других условиях. Вопрос о скорости движения связанных состояний нуждается, на наш взгляд, в дальнейшем исследовании.

Как показал эксперимент, скорость движения солитона по резонатору несколько меньше, чем ее оценки по формуле (2). Так, для режима, представленного на рис. 9, скорость солитонов находится в интервале $173 \text{ см/с} > V_s > 167 \text{ см/с}$. Если мы оценим V_s по формуле (2) для амплитуды $A_s=8 \text{ см}$, что соответствует экспериментальным условиям возбуждения солитона для данных на рис. 9, то получим $V_s=184 \text{ см/с}$ (скорость волн бесконечно малой амплитуды составляет $V=(gH)^{1/2}=160 \text{ см/с}$). Как объяснить разницу теоретически рассчитанной и экспериментально полученной скоростей? Следует, на наш взгляд, учесть, что в эксперименте, строго говоря, имеется нелинейная периодическая волна, а не уединенная волна - солитон. Оценим, используя точное решение в качестве эталона, отличие скорости солитона и кноидальной волны. Как известно [9], скорость кноидальной волны зависит от так называемого эллиптического параметра m и описывается формулой

$$V_{kn} = [1 - 1/2 A_s/H + 1/m (A_s/H) (1 - 3/2 E(m)/K(m))] (gH)^{1/2}, \quad (8)$$

где $K(m)$, $E(m)$ - эллиптические функции первого и второго рода. Параметр m отвечает за форму волны, причем $m=0$ соответствует гармонической волне, а $m=1$ - солитону. Используя формулу (8), можно оценить, каким должен быть эллиптический параметр, чтобы при амплитуде $A_s=8 \text{ см}$, глубине слоя $H=26 \text{ см}$ скорость распространения V_{kn} была равна 170 см/с , а не 184 см/с , как это дает формула (2). Оценки показывают, что эллиптический параметр для этих данных мало отличается от единицы ($m=0.9996$). Каковы характерные особенности волн при m близких к единице? Сравним, например, кноидальные волны при $m=0.9996$ и $m=0.9999$ (рис. 17). Форма импульсов в этих двух случаях практически не отличается, тогда как период повторения импульсов отличается сильно. При $m \rightarrow 1$ период стремится к бесконечности, а скорость распространения отличается от скорости линейных волн на мелкой воде на конечную величину, описываемую формулой (2). Для характеристики кноидальных волн можно ввести величину $n=\tau/T$, где τ - длительность импульса, а T - период кноидальных волн. Для условий эксперимента $n \approx 10$, что хорошо согласуется с оценкой эллиптического параметра $m=0.9996$. Таким образом, различие скоростей распространения импульсов, измеренное в эксперименте и рассчитанное по формулам, связано, по-видимому, с тем, что в эксперименте наблюдаются, строго говоря, периодические волны, а не солитоны. Приведенные здесь оценки показывают, что последовательность солитонов имеет меньшую скорость, чем один солитон. Исследование скорости распространения солитонов должно быть проведено более подробно. В

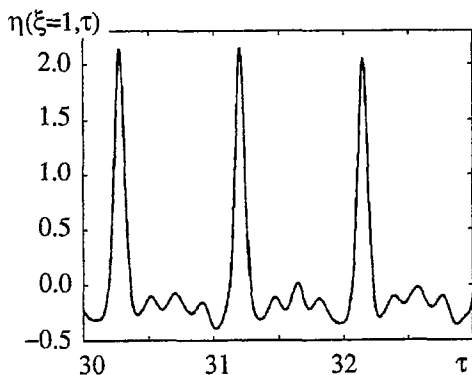


Рис. 16. Солитоны с осциллирующими хвостами, наблюдающиеся в численном расчете при параметрах $f_0=1.05$, $V_0=0.5$, $\gamma=0.0015$, $\gamma_1=0.0001$

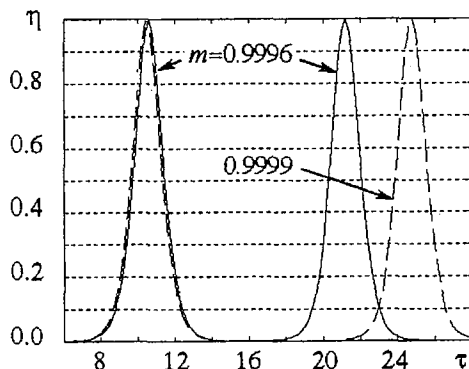


Рис. 17. Форма кноидальных волн при значениях эллиптического параметра, близких к единице

эксперименте, например, в интервале между солитонами наблюдается осциллирующая составляющая, которая никак не учитывалась при оценках.

Заключение

В заключение кратко сформулируем результаты, полученные в данной работе. При возбуждении гармонической внешней силой возмущений на поверхности мелкого канала была обнаружена генерация солитонов на фоне гармонической волны (моды резонатора). Измерения показали, что солитоны распространяются синхронно с гармоническими волнами. Выяснено, что солитоны привязаны к определенной фазе гармонической волны, которая зависит от амплитуды и частоты внешней силы. Аналитическая модель генерации солитонов и численный расчет показали хорошее соответствие экспериментально полученных данных и измеренных в эксперименте параметров нелинейных волн.

Авторы признательны Н. Абча за помощь в эксперименте, Е.Н. Пелиновскому за многочисленные обсуждения, П. Вейдману за подробную библиографию по экспериментальным исследованиям солитонов поверхностных волн. А.Б. Езерский благодарен за предоставленную возможность проведения экспериментов в бассейне лаборатории механики университета Гавра в течение программы PAST.

На стадии подготовки статьи к печати работа частично поддерживалась INTAS, грант № 03-51-3728.

Приложение 1

Представим на модельном примере, как будут выглядеть траектории движения солитонов, если положение максимума амплитуды определять или по мгновенным снимкам, или по временным рядам в отдельных точках.

Пусть мы имеем два солитона, распространяющиеся навстречу друг другу

$$\eta_{\pm}(x,t) = A/\cosh^2((3A/(4H))^{1/2}(x \mp Vt)/H),$$

$$V = (gH)^{1/2}(1+A/(2H)).$$

Пренебрежем нелинейным взаимодействием солитонов и построим пространственно-временную диаграмму столкновения двух солитонов, отображая на ней величину $\eta(x,t) = \eta_+(x,t) + \eta_-(x,t)$

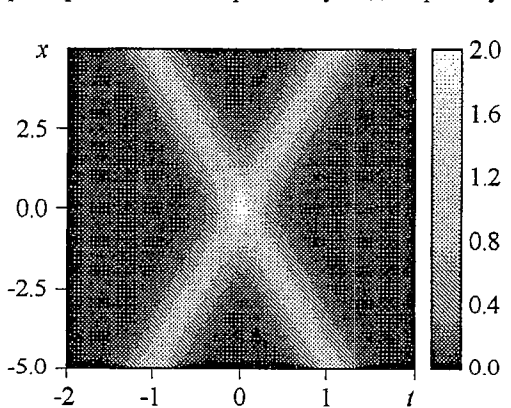


Рис. 18. Пространственно-временная диаграмма для столкновения солитонов (модельный пример)

(рис. 18). Теперь построим траектории движения солитонов (положения точки максимума амплитуды), используя мгновенные снимки или временные ряды. Если обрабатываются мгновенные снимки, то находится координата с максимальной амплитудой при фиксированном времени (рис. 19, а). Если обрабатываются временные ряды, то находится время, соответствующее максимальной амплитуде при фиксированной координате (рис. 19, б). В первом случае траектории солитонов аналогичны полученным в работе Макс-

ворти, с характерным временем остановки, а во втором - полученным в нашем эксперименте, с определенной длиной слияния. Траектории выглядят совершенно по-разному в зависимости от способа определения. Исчерпывающими характеристиками динамики солитонов являются, конечно, пространственно-временные диаграммы, которые и определялись нами в ходе экспериментов.

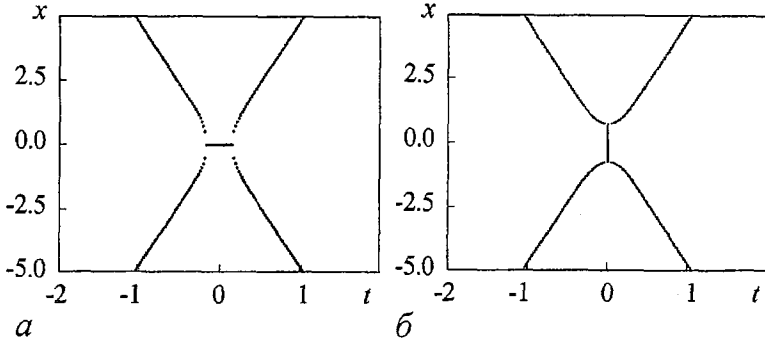


Рис. 19. Траектории солитонов при столкновениях, полученные по мгновенным снимкам (а) и по временным рядам (б) (модельный пример)

Приложение 2

Выведем уравнение, описывающее изменение амплитуды солитона, распространяющегося на фоне гармонической волны. Для этого рассмотрим распространение гармонической волны с частотой Ω и волновым числом χ на фоне переменного течения с характерной длиной, много большей пространственного периода волны. Будем считать $\chi H \ll 1$ и будем рассматривать такую волну как квазичастицу, имеющую энергию. Изменения амплитуды волны обусловлены передачей энергии от крупномасштабного течения. В системе отсчета, движущейся со скоростью крупномасштабного течения, мы оценим изменение энергии волны E , используя адиабатическое приближение

$$\partial(E/\Omega)/\partial t = 0. \quad (9)$$

Частота Ω зависит от поля скорости u и смещения поверхности η в крупномасштабном течении как

$$\Omega = u\chi + (g(H+\eta))^{1/2}\chi. \quad (10)$$

Предположим теперь, что крупномасштабное течение - это тоже волна на мелкой воде с частотой ω и волновым числом k , такими что $\Omega \ll \omega$, $kh \ll \chi H \ll 1$. В этом случае

$$\begin{aligned} \Omega &= u\chi + (g(H+\eta))^{1/2}\chi \approx \eta(g/H)^{1/2}\chi + (1+1/2 \eta/H)(gH)^{1/2}\chi \approx \\ &\approx 3/2 \eta(g/H)^{1/2}\chi + (gH)^{1/2}\chi. \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда из (9) мы находим

$$(1/E)\partial E/\partial t = (1/\Omega)\partial \Omega/\partial t \sim 3/2 (g/H)^{1/2}\partial \eta/\partial t. \quad (12)$$

Предположим теперь, что вместо гармонической волны имеется кноидальная волна, состоящая из набора гармоник. Заметим, что в правую часть (12) не входит ни частота, ни волновое число короткой волны. Следовательно,

уравнение (12) будет справедливо для каждой гармоники кноидальной волны. Тогда энергия кноидальной волны $E_{\text{кн}} = E_1 + E_2 + \dots$, где E_n - энергия гармонических составляющих, будет подчиняться тому же уравнению (12). Для солитона, предельного случая кноидальной волны, мы также получим это уравнение. Необходимо, чтобы размер солитона был много меньше, чем длина крупномасштабной волны.

Изменение энергии солитона в системе отсчета, движущейся со скоростью ω/k , имеет вид

$$\partial E_s / \partial t = 3/2 \omega c \eta \sin \varphi_s E_s. \quad (13)$$

Здесь E_s - энергия солитона, φ_s - фаза, введенная в разделе 1.4. «Свойства солитонов». Выражение (13) дает нам первый член в уравнении (4.1). Чтобы это уравнение описывало эволюцию солитона, необходимо дополнить его слагаемым, описывающим диссипацию энергии (второе слагаемое в правой части (4.1)). Подобное уравнение было представлено в [13] для солитонов электромагнитных волн, распространяющихся в LC-линии.

Библиографический список

1. *Leibovich S. and Seebass A. R. (ed.). Nonlinear Waves. Ithaca: Cornell University Press, 1974.*
2. *Remoissenet M. Waves called solitons: concepts and experiments. Berlin, Heidelberg, New-York: Springer-Verlag, 1996.*
3. *Maxworthy T. Experiments on collision between solitary waves // J.Fluid Mech. 1976. Vol. 76. P. 177-185.*
4. *Weidman P.D., Maxworthy T. Experiments on strong interaction between solitary waves // J.Fluid Mech. 1978. Vol. 85, part 3. P. 417-431.*
5. *Bettini A., Minelli T.A., Pascoli D. Solitons in undergraduate laboratory // Am. J. Phys. 1983. Vol. 51. P.977-984.*
6. *Olsen M., Smith H., Scott A.C. Solitons in a tank // Am. J. Phys. 1984. Vol. 54. P.826-830.*
7. *Feng Z. Travelling solitary wave solutions to the generalized Boussinesq equation // Wave motion. 2003. Vol. 37. P. 17-23.*
8. *Renouard D.P., Seabra Santos F.J., Temperville A.M. Experimental study of the generation, damping, and reflexion of a solitary wave // Dynamics of Atmosphere and Oceans. 1985. Vol. 9. P. 341-358.*
9. *Dingemans M.W. Water wave propagation over uneven bottoms Part 2 - Nonlinear wave propagation. Singapore: World Scientific, 1997.*
10. *Cooker M.J., Weidman P.D., Bale D.S. Reflection of high amplitude wave at a vertical wall // J.Fluid Mech. 1997. Vol. 342. P. 141-158.*
11. *Temperville A. Interaction of solitary waves in shallow water theory // Archives of Mechanics (Archiwum Mechaniki Stosowanej). 1979. Vol. 31, №2. P. 177-184.*
12. *Oikawa M., Yajima N. Interactions of solitary waves - a perturbation approach to nonlinear systems // J.Phys. Soc. Japan. 1973. Vol. 34. P. 1093-1099.*
13. *Su C.H., Rida M.Mirie. On head-on collision between solitary waves // J.Fluid Mech. 1980. Vol. 98, part 3. P. 509-525.*
14. *Power H., Chwang A.T. On reflection of a planar solitary wave at a vertical wall // Wave motion. 1984. Vol. 6. P. 183-195.*

15. *Hammack J.L., Segur H.* The Korteweg - de Vries equation and water wave. Part 2. Comparison with experiments // *J.Fluid Mech.* 1974. Vol. 60. P. 769-800.
16. *Chester W., Borns J.A.* Resonant oscillations of water waves. II. Experiment // *Proc. Roy. Soc. A.* 1968, sec. A 306. P. 23-39.
17. *Chester W.* Resonant oscillations of water waves. I. Theory // *Proc. Royal. Soc. A.* 1968. sec. A 306. P.1-22
18. *Wu J., Keolian R., Rudnik I.* Observation of nonpropagating hydrodynamic soliton // *Physical Review Letters.* 1984. Vol. 52, № 16. P. 1421-1424.
19. *Горшков К.А., Островский Л.А., Панко В.В.* Параметрическое усиление и генерация импульсов в нелинейных распределенных системах // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1973. Т. 16, №8. С. 1195-1204.
20. *Potapov A.I., Vesnitsky A.I.* Interaction of solitary waves under head-on collisions. Experimental investigation // *Wave motion.* 1994. Vol. 19. P. 29-35.
21. *Grimshaw R., Pelinovsky E.N., Talipova T.G.* Damping of large-amplitude solitary waves // *Wave motion.* 2003. Vol. 37. P. 351-364.
22. *Островский Л.А., Соустова И.А.* Верхний перемешанный слой океана как сток энергии внутренних волн // *Океанология.* 1979. Т. XIX, № 6. С. 973-981.
23. *Пелиновский Е.Н.* Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996. 267с.

*Институт прикладной физики РАН
Нижегородский государственный
технический университет
Университет Гавра, Франция*

*Поступила в редакцию 29.08.03
после доработки 16.01.04*

Основные результаты, представленные в статье, были первоначально опубликованы в материалах Международного симпозиума «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics», Нижний Новгород, Россия, 6-12 сентября, 2003. 1-49, p. 111.

DYNAMICS OF SOLITONS EXCITED IN RESONATORS ON THE SURFACE OF SHALLOW WATER: THEORY AND EXPERIMENT

A.B.Ezersky, O.E.Polukhina, J.Brossar, F.Marain, I.Mutabazi

Excitation of solitons of surface waves in resonators is investigated. It was found that solitons may be generated on the shallow water surface against the background of a large-scale resonator mode. Multistability and period doubling of nonlinear waves excited in the resonator were found. Spatio-temporal diagrams were plotted for different regimes of wave excitation. Spatio-temporal dynamics of nonlinear fields of soliton excitation in a resonator and in an unbounded system were compared.

Two approaches were used for theoretical description of solitons excitation. The first one was based on searching solutions of ordinary differential equations for phase and amplitude of soliton propagating against the background of harmonic wave and the second one was based on direct numerical calculations of Euler equations in the Boussinesq approximation. Qualitative investigation of equation for amplitude and phase of solitons and numerical simulation allowed us to explain the characteristics of solitons observed in the experiment.



Езерский Александр Борисович, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией Института прикладной физики РАН. Окончил радиофизический факультет Горьковского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (1976). Область научных интересов - гидродинамические неустойчивости, взаимодействие вихрей с акустическими волнами, формирование структур. Имеет более 100 публикаций. В соавторстве с М.И. Рабиновичем опубликована книга «Динамическая теория формообразования» (1998), в соавторстве с М.И. Рабиновичем и П. Уэйдманом - английский вариант этой книги - «The dynamics of patterns» (World Scientific, 2000). E-mail: abezersky@mail.ru



Полухина Оксана Евгеньевна родилась в 1977 году. В 1999 окончила с отличием факультет информационных систем и технологий Нижегородского государственного технического университета, работала младшим научным сотрудником в Институте прикладной физики РАН. В 2002 году защитила кандидатскую диссертацию по специальности «Динамика жидкости, газа и плазмы», с 2003 года работает доцентом кафедры «Прикладная математика» Нижегородского государственного технического университета.



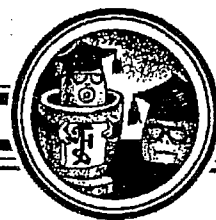
Броссар Жером родился в Анже, Франция (1953). Закончил технический университет по специальности инженерная механика (1977). Защитил докторскую диссертацию в университете Гавра, Франция (1987). Область научных интересов: механика жидкости, инженерная гидромеханика прибрежной зоны, перенос придонных осадков. В настоящее время - профессор в университете Гавра, Франция. Опубликовал более 10 статей в ведущих гидродинамических журналах.



Маран Франсуа окончил технический университет Руана (1988). Защитил докторскую диссертацию по механике жидкости (1992) в университете Гавра, Франция. Область научных интересов: перенос донных осадков, гидромеханика прибрежной зоны, формирование структур в придонном пограничном слое. В настоящее время - лектор в университете Гавра.



Мутабази Инносент родился в Руанде (1954). Окончил университет Дружбы народов им. Патриса Лумумбы (1980), защитил докторскую диссертацию в университете Париж VII (1990). Профессор физики в университете Гавра, Франция. Область научных интересов: гидродинамические неустойчивости, формирование структур, вязкоупругие жидкости, пространственно-временной хаос. Автор более 40 статей в ведущих физических журналах.



ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ТРЕХ КАСКАДНО СВЯЗАННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ФАЗОВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

В.В. Матросов, Д.В. Касаткин

Приводятся результаты исследования динамических режимов трех каскадно связанных систем фазовой автоподстройки. Изучено влияние параметров связей и начальной частотной расстройки на синхронные и квазисинхронные режимы. В пространстве параметров выделены области квазисинхронных колебаний генераторов ансамбля. Проведен сравнительный анализ динамики ансамблей, состоящих из двух и трех генераторов.

1. Данная работа является продолжением проводимых в [1-7] исследований, связанных с изучением коллективной динамики объединенных в ансамбль генераторов с фазовым управлением (систем фазовой автоподстройки - ФАП). Актуальность проводимых исследований определяется: во-первых, широким применением таких ансамблей для стабилизации и управления частотой и фазой колебаний в радиофизике, радиотехнике, радиоизмерительной технике и т.д. [8,9]; во-вторых, способностью генераторов ансамбля устойчиво демонстрировать колебания различной сложности, в том числе и хаотические, интерес к которым в последнее время возрос в связи с перспективой их практического использования [10-12; в третьих, связью с общими проблемами коллективной динамики систем типа взаимосвязанных ротаторов [13].

Рассматривается ансамбль трех каскадно связанных ФАП (КФАП) с фильтрами первого порядка в цепях управления при наличии дополнительных связей по цепям управления. В этом случае динамика взаимодействующих генераторов с фазовым управлением описывается следующими уравнениями [5]:

$$\begin{aligned}d\varphi_1/dt &= y_1, & \varepsilon_1 dy_1/dt &= \gamma_1 - y_1 - \sin \varphi_1 - \kappa_1 \sin(\varphi_2 - \varphi_1), \\d\varphi_2/dt &= y_2, & \varepsilon_2 dy_2/dt &= \gamma_2 - y_2 - \sin(\varphi_2 - \varphi_1) - \kappa_2 \sin(\varphi_3 - \varphi_2), \\d\varphi_3/dt &= y_3, & \varepsilon_3 dy_3/dt &= \gamma_3 - y_3 - \sin(\varphi_3 - \varphi_2),\end{aligned}\tag{1}$$

определенными в шестимерном цилиндрическом фазовом пространстве $U = \{\varphi_1(\text{mod}2\pi), y_1, \varphi_2(\text{mod}2\pi), y_2, \varphi_3(\text{mod}2\pi), y_3\}$. Здесь φ_i и y_i есть текущие фазовые и частотные ошибки, а γ_i - начальные частотные расстройки генераторов

относительно опорного сигнала, $\kappa_{1,2}$ - параметры дополнительных связей, ϵ_i - постоянные времени фильтров в цепях управления ($i=1,2,3$).

При всех $\epsilon_i \ll 1$ система (1) является системой с малыми параметрами при производных dy_i/dt , поэтому движения в фазовом пространстве U разделяются на «быстрые» и «медленные» [14]. Поверхность «медленных движений» Z является устойчивой по отношению к быстрым движениям. Уравнения медленных движений на поверхности Z имеют вид

$$\begin{aligned}d\varphi_1/dt &= \gamma_1 - \sin\varphi_1 - \kappa_1 \sin(\varphi_2 - \varphi_1), \\d\varphi_2/dt &= \gamma_2 - \sin(\varphi_2 - \varphi_1) - \kappa_2 \sin(\varphi_3 - \varphi_2), \\d\varphi_3/dt &= \gamma_3 - \sin(\varphi_3 - \varphi_2).\end{aligned}\tag{2}$$

Система (2), определенная на трехмерном фазовом торе $U_1 = \{\varphi_1(\text{mod}2\pi), \varphi_2(\text{mod}2\pi), \varphi_3(\text{mod}2\pi)\}$, описывает динамику КФАП с малоинерционными цепями управления.

Основная задача исследования моделей (1) и (2) состоит в изучении особых траекторий в соответствующих фазовых пространствах U и U_1 , отвечающих за установление синхронных и квазисинхронных режимов работы генераторов, в выяснении, как меняется индивидуальная динамика систем ФАП при объединении в ансамбль, как она зависит от параметров цепей управления и связей, а также от числа объединяемых подсистем. Исследование проведено с помощью качественно-численных методов и моделирования с использованием комплекса программ ДНС [15].

2. Индивидуальная динамика объединяемых в ансамбль ФАП описывается двумя первыми уравнениями модели (1), если положить в них $\kappa_1=0$. Эта динамика характеризуется двумя стационарными состояниями: устойчивым состоянием равновесия $O_1^*(\varphi_1^* = \arcsin \gamma_1, y_1^* = 0)$, соответствующим синхронизации генератора опорным сигналом, и устойчивым вращательным предельным циклом, соответствующим режиму биений.

При объединении в ансамбль динамика генераторов определяется аттракторами модели (1) (модели (2) при всех $\epsilon_i \ll 1$), которые отличаются большим разнообразием [5]. В фазовом пространстве $U(U_1)$ могут существовать: состояния равновесия, соответствующие глобальным синхронным режимам КФАП; колебательные предельные циклы и инвариантные торы, соответствующие генерации на выходе всех генераторов ансамбля колебаний с регулярной угловой модуляцией и средней частотой, стабилизированной по опорному сигналу (квазисинхронные режимы); вращательные предельные циклы и инвариантные торы, отвечающие генерации колебаний с регулярной угловой модуляцией и средней частотой, не стабилизированной по опорному сигналу (режимы биений); хаотические аттракторы - колебательные, определяющие глобальный режим хаотически модулированных колебаний (ХМК), и вращательные, соответствующие глобальному хаотическому режиму биений. Также в фазовых пространствах моделей (1) и (2) могут реализоваться колебательно-вращательные аттракторы, соответствующие квазисинхронным режимам отдельных генераторов КФАП. Далее в качестве одной из характеристик аттракторов математических моделей и соответствующих им динамических режимов КФАП будем использовать индекс вращения (индекс квазисинхронизма) $[J_1, J_2, J_3]$, где J_i принимает значение 1, если по фазовой координате φ_i происходит вращение, и 0 в противном случае. Отсутствие вращения по координате φ_i означает, что i -й

генератор работает в квазисинхронном режиме, когда остальные генераторы - в режиме биений.

3. Особенности динамического поведения КФАП при варьировании параметров рассмотрим на примере цепочки, состоящей из трех идентичных малоинерционных ФАП с одинаковыми связями. В этом случае поведение ансамбля описывается уравнениями (2) при $\gamma_1=\gamma_2=\gamma_3=\gamma$ и $\kappa_1=\kappa_2=\kappa$. Так как система (2) инвариантна относительно замены $(\gamma, \kappa, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$ на $(-\gamma, -\kappa, -\varphi_1, -\varphi_2, -\varphi_3)$, то достаточно рассмотреть $\gamma \geq 0$.

Модель (2) в рассматриваемом случае может иметь два устойчивых состояния равновесия:

$$O_1(\varphi_1^{(1)}=q_1, \varphi_2^{(1)}=q_1+q_2, \varphi_3^{(1)}=q_1+q_2+q_3) \text{ и}$$

$$O_2(\varphi_1^{(2)}=q_1, \varphi_2^{(2)}=\pi+q_1-q_2, \varphi_3^{(2)}=q_1-q_2-q_3),$$

где $q_1=\arcsin[\gamma(1-\kappa+\kappa^2)]$, $q_2=\arcsin[\gamma(1-\kappa)]$, $q_3=\arcsin\gamma$.

Каждому из устойчивых состояний равновесия O_1 и O_2 отвечает свой синхронный режим КФАП. Синхронный режим I_1 , определяемый состоянием равновесия O_1 , отличается от режима I_2 , определяемого состоянием равновесия O_2 , ошибками синхронизации второго и третьего генераторов.

На плоскости параметров (κ, γ) (рис. 1) состояние равновесия O_1 существует и является устойчивым при значениях параметров из области $C_1=\{0 < \gamma < \min(\gamma^+, \gamma_{h1})\}$, а состояние равновесия O_2 - из области $C_2=\{\min(0, \gamma_{h2}) < \gamma < \gamma^+\}$. Здесь штрихпунктирная линия $\gamma^+(\kappa)=\min\{1, (1-\kappa+\kappa^2)^{-1}\}$ ограничивает область существования состояний равновесия модели (2), а кривые $\gamma=\gamma_{h1}(\kappa)$ (линия 1) и $\gamma=\gamma_{h2}(\kappa)$ (линия 2) соответствуют потере устойчивости O_1 и O_2 через бифуркацию Андронова - Хопфа. Между кривыми γ_{h1} и γ_{h2} синхронные режимы отсутствуют.

Точка a на кривой γ_{h1} разделяет ее на опасный и безопасный участки. При выходе из области C_1 через участок кривой γ_{h1} , расположенный ниже точки a , происходит мягкая потеря устойчивости состоянием равновесия O_1 , которая сопровождается рождением устойчивого колебательного предельного цикла L_{O1}

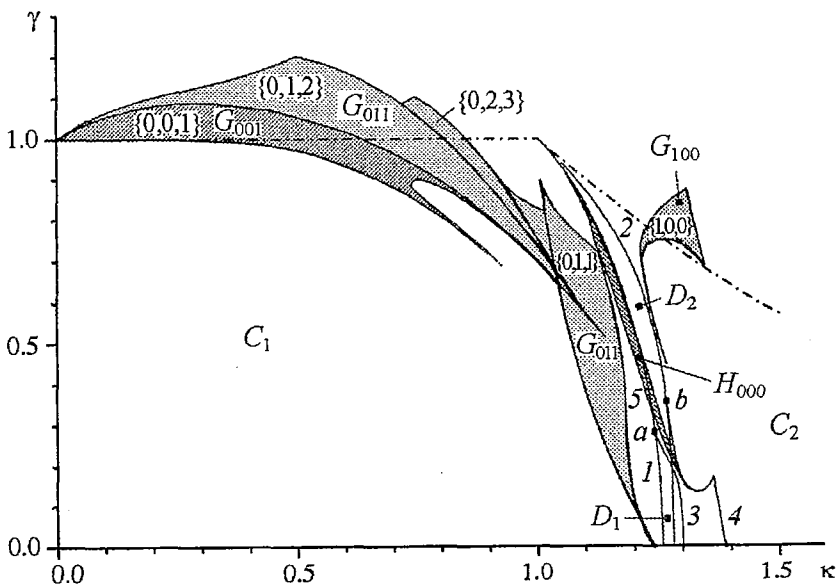


Рис. 1. Параметрический портрет системы (2) в случае $\kappa_1=\kappa_2=\kappa$ и $\gamma_1=\gamma_2=\gamma$

малой амплитуды. При увеличении параметра $\kappa(\gamma)$ происходит рост амплитуды предельного цикла, а когда параметры системы достигают кривой $\gamma = \gamma_{c1}(\kappa)$ (линия 3), цикл L_{01} исчезает, сливаясь с седловым. Таким образом, в области $D_1 = \{\gamma_{h1} < \kappa < \gamma_{c1}\}$ в КФАП реализуется глобальный квазисинхронный режим, который в области $\tilde{D}_1 = \{\gamma_{h1} < \kappa < \min(\gamma_{c1}, \gamma_{h2})\}$ является единственным, а в области $\tilde{D}_1 = D_1 \setminus \tilde{D}_1$ существует совместно с синхронным режимом I_2 . При выходе из области C_1 через часть кривой выше точки a смена устойчивости синхронного режима I_1 происходит жестко и сопровождается выходом КФАП на асинхронные режимы.

Граница γ_{h2} , так же как и граница γ_{h1} , имеет опасный и безопасный участки. Опасный участок расположен ниже точки b . При пересечении этой части кривой с уменьшением $\kappa(\gamma)$ смена устойчивости режима I_2 происходит жестко. В результате этой бифуркации КФАП переключается на глобальный регулярный квазисинхронный режим, определяемый устойчивым колебательным циклом. При выходе из области C_2 через участок кривой γ_{h2} выше точки b смена устойчивости режима I_2 происходит мягко и сопровождается возникновением режима глобальной регулярной квазисинхронизации, определяемого циклом L_{02} . Дальнейшее уменьшение параметра $\kappa(\gamma)$ приводит к бифуркациям удвоения периода цикла L_{02} , в результате которых в фазовом пространстве U_1 возникает хаотический колебательный аттрактор S_{02} , определяющий глобальный ХМК-режим. Аттрактор S_{02} существует при значениях параметров из области H_{000} . В этой области параметров может реализоваться режим, при котором на выходе всех генераторов ансамбля имеют место ХМК. Подобласть $\tilde{H}_{000} \subset H_{000}$, расположенная между кривыми γ_{h1} и γ_{h2} , является областью глобальной устойчивости аттрактора S_{02} . При $(\gamma, \kappa) \in \tilde{H}_{000}$ глобальный ХМК-режим в КФАП наступает гарантированно. При выходе из области H_{000} через левую границу (линия 5) аттрактор S_{02} разрушается. Режим, на который выходит КФАП в результате этой катастрофы, зависит от значений параметра γ . Это может быть синхронный режим I_1 (левее кривой γ_{h1}), режимы частичной квазисинхронизации, глобальный режим биений. К кривой γ_{h2} в точке b примыкает бифуркационная кривая $\gamma = \gamma_{c2}(\kappa)$, на которой один из мультипликаторов предельного цикла L_{02} принимает значение $+1$ (линия 4).

При значениях параметров из области G_{001} в фазовом пространстве U_1 существуют аттракторы с индексом вращения $[0, 0, 1]$, в КФАП устанавливается режим, при котором первый и второй генераторы функционируют в квазисинхронном режиме. Верхняя граница этой области определяется касательной бифуркацией, нижняя - либо петлей сепаратрис седлового (седло-узлового) состояния равновесия с отрицательной седловой величиной, либо касательной бифуркацией. Правая граница области G_{001} устроена сложно, она включает в себя бифуркационные кривые многообходных петель сепаратрис, касательных бифуркаций циклов кратности больше чем один, а также линию, отвечающую кризису хаотического аттрактора с индексом вращения $[0, 0, 1]$.

При значениях параметров из области G_{011} в квазисинхронном режиме может функционировать только первый генератор. Такому режиму в фазовом пространстве системы (2) отвечают аттракторы, ограниченные только по координате φ_1 . Заметим, что в фазовом пространстве U_1 этим условиям удовлетворяет целое множество аттракторов. Регулярные аттракторы (предельные циклы) этого множества различаются числом вращения*. На рис. 2

* Здесь под числом вращения понимается тройка чисел $\{\mu_1, \mu_2, \mu_3\}$, которые характеризуют число оборотов вокруг тора U_1 , совершаемых изображающей точкой, лежащей на предельном цикле, до замыкания траектории по координатам φ_1, φ_2 и φ_3 , соответственно.

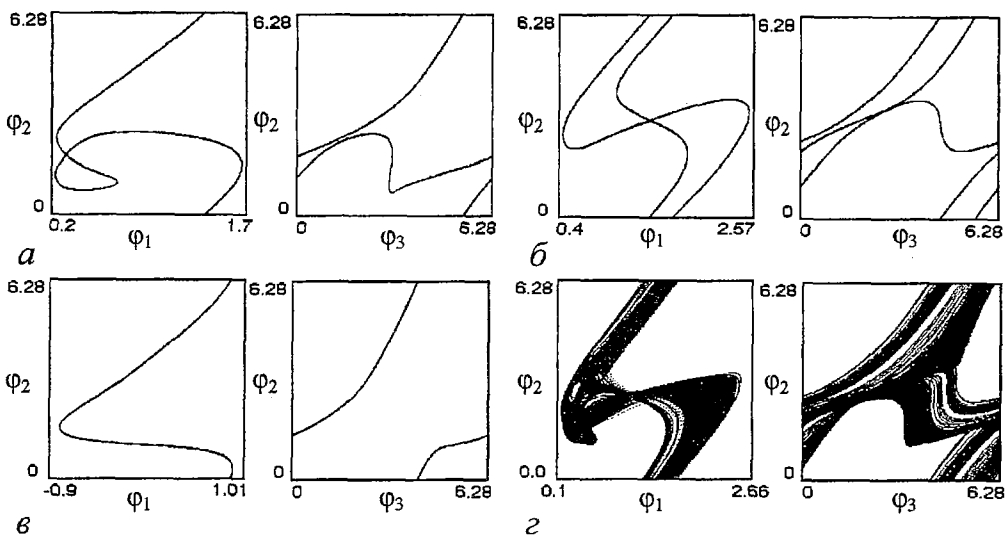


Рис. 2. Примеры аттракторов модели (2), соответствующих установлению квазисинхронных колебаний на выходе только первого генератора КФАП: регулярных, определяемых предельными циклами с числами вращения $\{0,1,2\}$ при $\gamma=0.9, \kappa=0.8$ (а), $\{0,2,3\}$ при $\gamma=1.09, \kappa=0.75$ (б), $\{0,1,1\}$ при $\gamma=0.11, \kappa=1.2$ (в), и хаотических при $\gamma=0.99, \kappa=0.68$ (г)

приведены примеры различных колебательно-вращательных аттракторов модели (2), отвечающих за режим частичной квазисинхронизации первого генератора. На рис. 1 область G_{011} разбита на подобласти в соответствии с числами вращения «базовых» предельных циклов («базовые» предельные циклы - циклы, не претерпевшие бифуркацию удвоения периода). Числа в фигурных скобках характеризуют число вращения «базового» предельного цикла.

Для значений параметров из области G_{100} в фазовом пространстве системы (2) имеют место фазовые траектории, которые определяют квазисинхронные колебания на выходе второго и третьего генераторов. При выходе из этой области через верхнюю границу предельный цикл $\{1,0,0\}$ исчезает при равенстве одного из мультипликаторов $+1$, при выходе через правую границу устойчивый предельный цикл исчезает в результате выхода пары комплексно-сопряженных мультипликаторов на единичную окружность, а выход через нижнюю границу сопровождается каскадом бифуркаций удвоения периода цикла, возникновением хаотического аттрактора и последующим его разрушением. Выход из области G_{100} всегда приводит к установлению асинхронных режимов КФАП и не зависит от того, через какую границу осуществляется выход.

При отрицательных связях $\kappa < 0$ и $\gamma \geq 0$ в плоскости (κ, γ) проходит единственная бифуркационная кривая γ^* , отделяющая область существования глобально устойчивого синхронного режима I_1 от области асинхронных режимов.

4. Представленный на рис. 1 параметрический портрет $\{\kappa, \gamma\}$ объясняет нетривиальное поведение генераторов, объединенных в ансамбль при варьировании параметров связей и начальной частотной расстройки. Из рисунка видно, что области параметров, где генераторы ансамбля способны демонстрировать квазисинхронные колебания, имеют весьма сложную форму и не обязательно являются односвязными. Это есть следствие того, что области квазисинхронных колебаний представляют собой объединение нескольких областей существования аттракторов различных типов. Например, область существования квазисинхронных колебаний на выходе первого генератора включает области D_1, D_2, G_{001} и G_{011} .

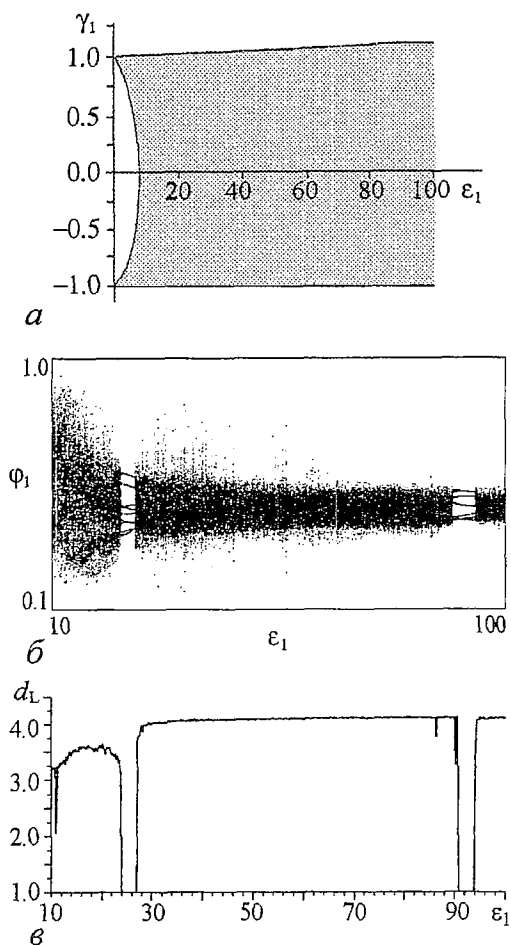


Рис. 3. Область существования ХМК на выходе первого генератора КФАП при $\gamma_2=0.5$, $\epsilon_2=7.5$, $\gamma_3=0.7$, $\epsilon_3=3$, $\kappa_1=0.15$, $\kappa_2=1.6$ (а); однопараметрическая бифуркационная диаграмма отображения Пуанкаре (б) и зависимость ляпуновской размерности (в) аттрактора, порождающего это отображение, для $\gamma_1=0.5$

модели (1) соответствуют хаотические аттракторы с индексом квазисинхронизма $[0,0,1]$ и $[0,1,1]$. Однопараметрическая бифуркационная диаграмма отображения Пуанкаре $\{\epsilon_1, \phi_1\}$ (рис 3, б) и график зависимости ляпуновской размерности (рис. 3, в), вычисленной по формуле Каплана - Йорке, свидетельствуют, что параметр ϵ_1 , хотя и приводит к хаотизации колебаний, мало влияет на свойства генерируемых колебаний, оставляя их достаточно однородными в широком диапазоне изменения параметра ϵ_1 . Управлять же свойствами генерируемых колебаний, в том числе и хаотических, можно с помощью параметров связей, используя тот факт, что генерации квазисинхронных колебаний на выходе отдельных генераторов отвечает большое разнообразие аттракторов. В качестве примера ХМК с различными свойствами на рис. 4 представлены проекции хаотических аттракторов модели (1) с индексами вращения $[0,0,0]$, $[0,0,1]$, $[0,1,1]$, а также соответствующие им спектры мощности, автокорреляционные функции и значения ляпуновских размерностей d_L , вычисленных по формуле Каплана - Йорке. Здесь свойства колебаний на выходе первого генератора изменялись путем варьирования лишь одного параметра связи κ_2 .

Заметим, что область G_{011} также является составной. Она содержит области существования предельных циклов с различными числами вращения и более сложных аттракторов, формирующихся на базе этих циклов. Поскольку хаотические аттракторы с индексом вращения $[0,1,1]$ могут формироваться на базе предельных циклов с неодинаковыми числами вращения, то область H_{011} генерации ХМК на выходе первого генератора даже при значениях параметров из G_{011} является многосвязной. Примечательным является то, что области существования аттракторов различных типов могут перекрываться, порождая явления неустойчивости квазисинхронных колебаний при варьировании параметров системы КФАП.

Анализ областей ХМК на плоскости (κ, γ) , а также на плоскостях (κ_1, κ_2) при $\gamma=0.3, 0.5, 0.7$ [4,5], свидетельствует, что в системе КФАП с малоинерционными цепями управления области генерации ХМК малы. Однако, как показывают исследования хаотических колебаний модели (1), эти области могут быть существенно расширены за счет введения инерционностей в локальные цепи управления ФАП. Это наглядно подтверждает рис. 3, а, на котором представлена область существования ХМК на выходе первого генератора КФАП. Этим колебаниям в фазовом пространстве

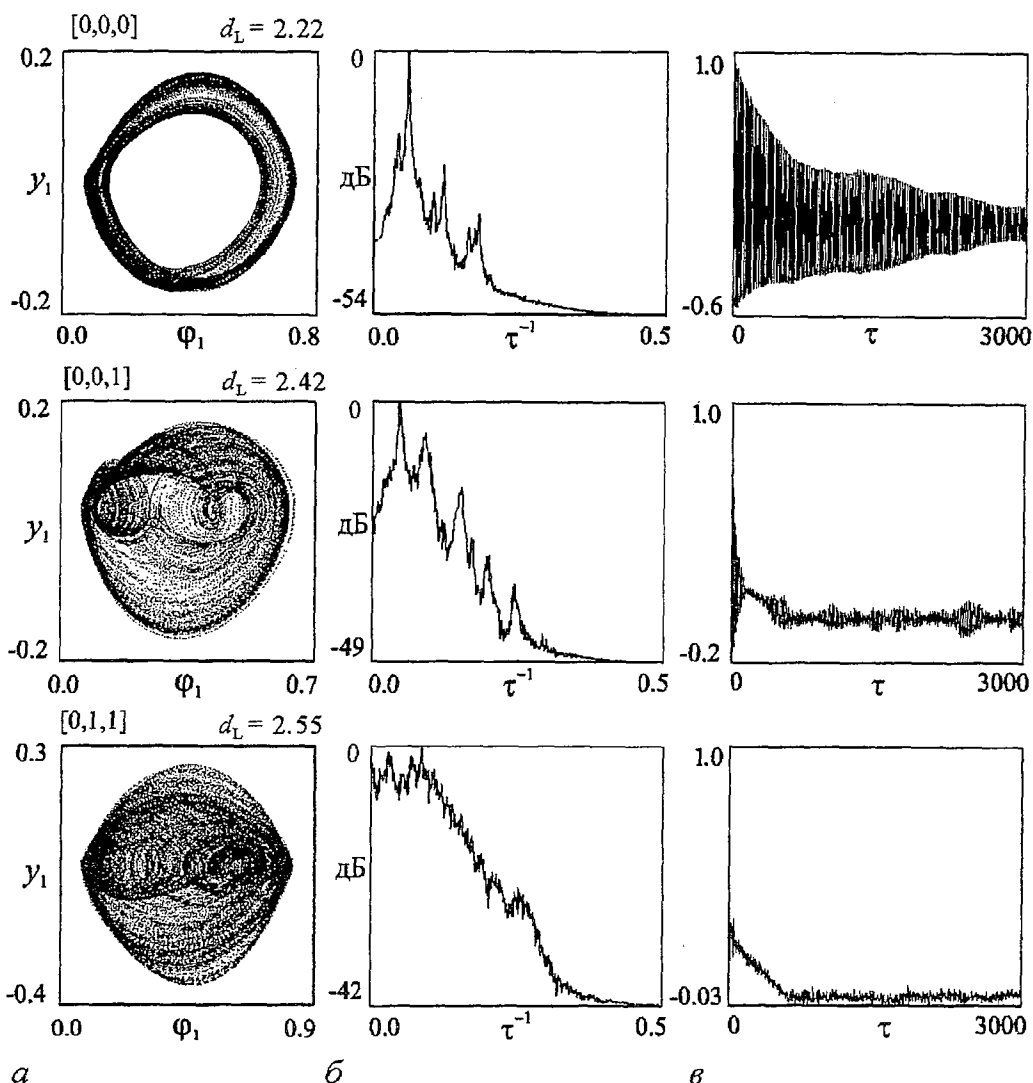


Рис. 4. Проекция хаотических аттракторов (а), спектры мощности (б) и автокорреляционные функции (в) хаотических аттракторов типа $[0,0,0]$, $[0,0,1]$, $[0,1,1]$ модели (1) при $\gamma_1=0.4$, $\varepsilon_1=0.8$, $\gamma_2=0.5$, $\varepsilon_2=7.5$, $\gamma_3=0.7$, $\varepsilon_3=3$, и $\kappa_1=0.3$; $\kappa_2=0.512, 0.84, 1.32$, соответственно

В заключение сравним полученный параметрический портрет на рис. 1 и аналогичный параметрический портрет $\{\kappa, \gamma\}$ для модели двух каскадно связанных генераторов [1,2]. Это сравнение позволяет констатировать следующие явления, связанные с увеличением числа звеньев цепочки.

Система трех идентичных каскадно связанных генераторов с малоинерционными цепями управления, так же как и система, состоящая из двух таких же генераторов, имеет два синхронных режима. Один (режим I_1) имеет место при «слабых» связях ($\kappa < 1$), другой (режим I_2) - при «сильных» связях ($\kappa > 1$). При увеличении числа звеньев области существования синхронных режимов уменьшаются, а кривые смены устойчивости синхронных режимов смещаются в область меньших значений κ , то есть смена устойчивости синхронных режимов происходит при более слабых связях. Если смена устойчивости синхронных режимов в двух каскадно связанных генераторах происходила одновременно, то при объединении трех систем в ансамбль смена устойчивости синхронных режимов I_1 и I_2 происходит при разных значениях параметров κ . Это приводит к тому, что в

области параметров трех связанных систем появляется область, где ансамбль не имеет синхронных движений. В двух каскадно связанных генераторах смена устойчивости режима I_1 происходила всегда жестко, а режима I_2 - всегда мягко. В трех связанных генераторах смена устойчивости как режима I_1 , так и режима I_2 может протекать как мягко, так и жестко. Принципиально новым явлением для трех связанных генераторов с малоинерционными цепями управления является то, что они могут генерировать хаотические колебания.

Обращает на себя внимание еще один тип движений, обнаруженный в модели цепочки трех однородных генераторов. Это движения типа $[1,0,0]$, при которых первый генератор работает в асинхронном режиме по отношению к опорному сигналу, а два последующих функционируют в квазисинхронном режиме. Этот режим интересен тем, что связанные однородные генераторы способны генерировать квазисинхронные колебания, стабилизированные по опорному сигналу даже в случае поступления на их вход асинхронного сигнала. Аналогичные режимы в системе двух связанных генераторов могут иметь место только при неоднородности связываемых генераторов ($\gamma_1 \neq \gamma_2$) [3].

5. Проведенное исследование стационарных движений и бифуркаций в моделях (1) и (2) позволило получить достаточно полное описание возможных динамических режимов поведения трех каскадно связанных систем ФАП с фильтрами первого порядка в цепях управления, а также оценить области существования различных динамических режимов в пространстве параметров. Удалось выявить и обосновать ряд особенностей динамического поведения управляемых генераторов, объединенных в ансамбль.

Прослежена эволюция областей существования синхронных режимов при изменении параметров связей, обнаружены области отсутствия синхронных режимов, изучены сценарии нарушения режима синхронизации при варьировании параметров системы. Установлена и объяснена достаточно сложная структура областей существования квазисинхронных режимов, в том числе и хаотических. Из полученных результатов следует, что систему трех каскадно связанных колец ФАП, не содержащих фильтров низких частот в цепях управления, можно рассматривать как генератор сложнопериодических автомодуляционных колебаний. При этом, изменяя степень связи по цепям управления, можно эффективно воздействовать на свойства таких колебаний. Включение фильтров в цепи управления позволяет обеспечить в рассматриваемой системе генерацию ХМК в достаточно широкой области параметров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 02-02-17573, 03-02-06369), программы «Университеты России» (проект УР.03.01.027).

Библиографический список

1. Корзинова М.В., Матросов В.В. Моделирование нелинейной динамики каскадного соединения фазовых систем // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36, № 8. С. 815.
2. Матросов В.В., Корзинова М.В. Коллективная динамика каскадного соединения фазовых систем // Изв. вузов. ПНД. 1994. Т. 2, № 2. С. 10.
3. Матросов В.В. Некоторые особенности динамического поведения каскадного соединения двух фазовых систем // Изв. вузов. ПНД. 1997. Т. 5, № 6. С. 52.
4. Matrosov V.V., Kasatkin D.V. The dynamics of three cascade coupled phase systems // Proc. Int. Conf. dedicated to the 100th Anniversary of A.A. Andronov. 2002. Vol. 2. P. 225-231.

5. *Матросов В.В., Касаткин Д.В.* Динамические режимы связанных генераторов с фазовым управлением // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 6. С. 698.

6. *Матросов В.В., Касаткин Д.В.* Анализ процессов возбуждения хаотических колебаний во взаимосвязанных генераторах с фазовым управлением // Изв. вузов. ПНД. 2003. Т. 11, № 4-5. С. 31.

7. *Matrosov V.V., Kasatkin D.V.* Collective dynamics of small ensembles of coupled PLL systems // Proc. of the Int.Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics. NWP-1: Nonlinear Dynamics and Information». IAP RAS, Nizhny Novgorod, 2003. P.137.

8. *Линдсей В.* Системы синхронизации в связи и управлении / Пер. с англ. под ред. Ю.Н. Бакаева и М.В. Капранова. М.: Сов.радио, 1978.

9. *Anderson P.M., Found A.A.* Power system control and stability. IEEE Press, NY, 1994.

10. *Дмитриев А.С., Панас А.И., Старков С.О.* // Зарубеж. радиоэлектрон. Успехи современной радиоэлектроники. 1997. № 10. С. 4.

11. *Шалфеев В.Д., Матросов В.В., Корзинова М.В.* // Зарубеж. радиоэлектрон. Успехи современной радиоэлектроники. 1998. № 11. С. 44.

12. *Shalfeev V.D., Matrosov V.V., and Korzinova M.V.* // Controlling Chaos and Bifurcations in Engineering Systems / Ed. by G. Chen. CRC Press. Boca - Raton - London - New York - Washington, D.C. 2000. P. 529.

13. *Афраймович В.С., Некоркин В.И., Осипов Г.В., Шалфеев В.Д.* Устойчивость, структуры и хаос в нелинейных сетях синхронизации. Горький: Изд-во ИПФАН, 1989.

14. *Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э.* Теория колебаний. М.: Физматгиз, 1959.

15. *Матросов В.В.* Динамика нелинейных систем. Программный комплекс для исследования нелинейных динамических систем с непрерывным временем. Н. Новгород: ННГУ, 2002.

*Нижегородский государственный
университет*

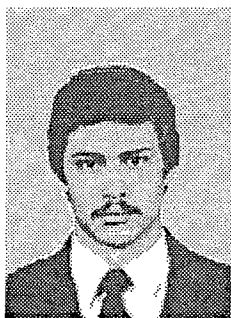
Поступила в редакцию 7.10.03

Основные результаты, представленные в статье, были первоначально опубликованы в материалах Международного симпозиума «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics», Нижний Новгород, Россия, 6-12 сентября, 2003. 1-63, p. 137.

PARTICULARITIES OF DYNAMICS OF THREE CASCADE-COUPLED PHASE-LOCKED LOOPS

V.V. Matrosov, D.V. Kasatkin

Results of investigations of dynamic modes of three phase-locked loops are presented. The influence of coupling parameters and initial frequency mismatch on synchronous and quasi-synchronous modes is studied. Domains of quasi-synchronous oscillations of controlled oscillators are allocated in the parameter space. The comparative analysis of dynamics of ensembles, consisting of two and three oscillators is carried out.

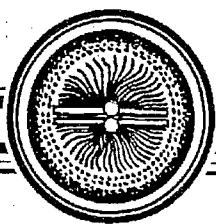


Матросов Валерий Владимирович - родился в 1960 году. Окончил факультет вычислительной математики и кибернетики Горьковского государственного университета по специальности «прикладная математика» (1982). С 1984 по 1999 научный сотрудник НИИ прикладной математики и кибернетики при ННГУ, с 1999 года доцент кафедры теории колебаний и автоматического регулирования ННГУ. Кандидат физико-математических наук (1994), доцент (2001). Область научных интересов - динамика нелинейных систем, динамический хаос, синхронизация и управление хаосом, математическое моделирование. Имеет более 50 публикаций в отечественных и зарубежных изданиях.

E-mail: matrosov@neuron.appl.sci-nnov.ru



Касаткин Дмитрий Владимирович - родился в Нижнем Новгороде (1978). Окончил радиофизический факультет Нижегородского государственного университета (2001). В настоящее время является аспирантом кафедры теории колебаний и автоматического регулирования ННГУ. Область научных интересов - теория колебаний и волн, нелинейная динамика активных сред, хаотическая динамика. Является соавтором нескольких научных статей по указанным направлениям.



Изв. вузов «ПНД», т.12, № 1-2, 2004

Синергетика: от прошлого к будущему

ВВЕДЕНИЕ В СИНЕРГЕТИКУ. ХАОС И СТРУКТУРЫ

Д.И. Трубецков

© Д.И. Трубецков, 1997, 2004

© Предисловие: Г.Г. Малинецкий, 2004

© Едиториал УРСС, 2004

М.: Едиториал УРСС, 2004. ISBN 5-354-00532-9

Современная наука о колебаниях и волнах представлена в книге своими эффектами и явлениями, встречающимися в медицине, химии, экологии, гидродинамике, электронике, экономике, социальных и других науках. Цель книги - показать, что такие понятия, как колебания и волны, неустойчивость и нелинейность, хаос и структуры позволяют понять единство современной картины мира. В книге также показано, как связанные с этими понятиями идеи проникают в разные науки.

Особое внимание уделено хаосу и структурам - центральным темам синергетики. Книга представляет самостоятельный интерес, но может рассматриваться и как продолжение книги Д.И. Трубецкова «Введение в синергетику. Колебания и волны» (М.: УРСС, 2003).

Книга может быть полезна учащимся физико-математических классов, студентам первых курсов естественнонаучных специальностей университетов. В основу книги легли лекции автора, которые были прочитаны в Саратовском государственном университете гуманитариям. Поэтому книга может быть интересна и полезна широкому кругу читателей, интересующихся синергетикой.

Предисловие. Знак пути

Служение стихиям не терпит суеты!
К двум полюсам ведет меридиан.
Благословенны вечные хребты,
Благословен великий океан!

В.С. Высоцкий

Филологи утверждают, что в мировой литературе существует не более двух десятков базовых сюжетов. Их вариации, сочетания, модификации и порождают все богатство - от древних эпосов до сценариев сериалов.

Одним из главных среди них является сюжет о Пути. Одиссей, прогневавший богов, стремясь в родную Итаку, переживает множество приключений и видит мир совершенно не таким, каким его представлял. Вергилий показывает Данте тьму и свет, чтобы он смог увидеть суровую повседневность средневековой Италии в новом ракурсе. Фродо Бэггинс вместе с друзьями несет Кольцо Всевластья в страшный Мордор, чтобы спасти Средиземье.

И после того, как путь пройден, цель достигнута, становится понятно, что Цель станет дверью в будущее (а может быть и тем, без чего будущее бы не состоялось), а Путь - уроком и легендой. Символы пути занимают важное место в мифах, религиях, преданиях.

И мне бы хотелось обратить внимание читателя, открывшего эту книгу, на пути, связанные с синергетикой - междисциплинарным подходом, с которым многие исследователи, руководители, преподаватели, философы, люди гуманитарной культуры связывают большие надежды. Итак - в путь!

Книга Дмитрия Ивановича Трубецкова, которую Вы держите в руках, поможет Вам пройти путь, ведущий в мир теории самоорганизации. Конечно, прежде чем отправиться в дорогу, естественно взглянуть на карту, получше узнать о пункте назначения, а главное - об ожидаемых трудностях, опасностях, рифах, мелях и о том, что следует захватить в дорогу.

Начну с главного. Это очень талантливая, интересная, серьезная книга. И мне кажется, что об этом очень важно предупредить читателя. Потому что такая книга, будучи внимательно прочитана, осмыслена, понята, может очень сильно изменить взгляд читателя на мир, повлиять на его научную судьбу или профессиональную деятельность.

Думаю, что почти в каждой научной судьбе есть книга, которая оказала решающее влияние на выбор жизненного пути, задач и проблем, которые станут «своими». У меня такой книгой стала в свое время книга Бориса Борисовича Кадомцева «Коллективные явления в физике плазмы». На мой взгляд, есть в этом некое таинство. С одной стороны, сказанное должно быть понятно, интересно и достаточно просто. С другой - должно быть видно, что здесь есть огромное поле для дальнейшей деятельности и что в этом поле есть место для тебя. Книга Дмитрия Ивановича относится к таким замечательным работам.

Альберт Эйнштейн как-то сказал, что современные ученые ничего не хотят знать, но все хотят понимать. Но что такое «понимать»? Вероятно, это умение сопоставлять данному сложному явлению какой-то наглядный образ, концептуальную или математическую модель, которая представляется простой или очевидной. Иными словами, - мы можем сформулировать, выразить и передать другим только то, для чего у нас есть подходящие слова в языке. «Понимание» в современном естествознании все чаще оказывается связанным с образами, понятиями, моделями синергетики. С соответствующими «словами» нелинейного языка - базовыми математическими моделями нелинейной динамики. Так вот, в главном - это книга о способе «понимать» многие интересные и важные явления и в естественных, и в гуманитарных науках. И тут мы приходим еще к одному важному пункту, касающемуся этой замечательной работы, еще к одной метке на карте. Английский физик и писатель Чарльз Сноу в послевоенные годы писал о пропасти между двумя культурами - естественно-научной и гуманитарной. Первая, по его мысли, живет будущим. Вторая прошлым. Первая - умеет. Вторая - желает и мечтает. Пропасть углубляется благодаря непониманию, незнанию или попросту недооценке языка коллег (подчас сидящих в соседней комнате). По мнению Ч. Сноу, эта пропасть может стать серьезной опасностью для самой будущности нашей цивилизации.

И пропасть эту можно преодолевать по-разному. Это могут делать поэты - в мимолетном чувстве увидеть отблеск всеобщего и сумевшие это передать другим. Помните, как у Маршака: «Пусть добрым будет ум у вас, а сердце мудрым будет».

Это могут делать такие смелые и блестящие лекторы, как Дмитрий Иванович, готовые поделиться своим сокровенным, естественно-научным, с людьми другой культуры или другого поколения. Материал, изложенный в этой книге, был прочитан в качестве лекционного курса в Саратовском

государственном университете им. Н.Г. Чернышевского гуманитариям и неоднократно читался школьникам в «Колледже прикладных наук», созданном Дмитрием Ивановичем. И эта книга - шаг в том же направлении - к синтезу, к диалогу, к главным идеям, которые стоит осмысливать или развивать вне зависимости от научной специализации, языковых барьеров или конкретной профессиональной ориентации.

С другой стороны, эта книга конкретна. Она предполагает вдумчивого внимательного читателя. Ее очень полезно читать с карандашом в руках. И к некоторым главам, вероятно, многим читателям придется возвращаться не раз. Дмитрий Иванович - опытный штурман. Но читатель должен представлять, что путь лежит в бурных водах, где есть и рифы, и мели и куда первооткрыватели заглянули не так уж давно.

Еще, думаю, надо предупредить будущих путешественников о жанре этой книги. На первый взгляд, это очень четко и ясно написанное введение в предмет. Четкость, логика, последовательность, формулы, иллюстрирующие их картинки.

Но есть и второй, более глубокий слой. И вот на этом втором слое, во втором приближении, как говорят естественники, это уже книга в жанре «фэнтэзи». Так же, как в жанре «фэнтэзи», здесь есть свой чудесный, удивительный мир - мир Синергетики. Свои загадки, вершины, парадоксы, легенды. Так же, как в этом жанре, написанное - только вершина айсберга, часть огромного, прекрасно придуманного мира. Этот мир постоянно находится в нашем сознании, он заставляет совершенно по-другому воспринимать и оценивать те события, о которых мы узнаем.

В этой книге чуть-чуть приоткрыт занавес над той огромной частью синергетического мира, которая не поместилась в это «Введение». Но которую придумали, открыли, обустроили несколько поколений «синергетиков» и их предшественников.

Но в отличие от хорошей «фэнтэзи», дающей пищу душе, здесь должно появиться ощущение интеллектуальной вершины. И того, что игра Синергетики в тысячу раз удивительней, реальней и прекрасней любой сказки.

И теперь, пожалуй, главный вопрос путешественника - между каким начальным и конечным пунктом пройдет предлагаемый маршрут. Где те самые *A* и *B*, о которых любят толковать в задачниках по алгебре?

Начальный пункт особенно важен. Что должен знать и уметь читатель, чтобы путь не показался слишком тяжелым.

Я дам два ответа - один очень простой. Читатель должен представлять основные понятия и модели теории *линейных колебаний и волн* (математический маятник, резонанс, фазовая и групповая скорости, дисперсия и прочее). Дмитрий Иванович всерьез отнесся к изложению «линейного фундамента» нелинейной науки и написал про него замечательную книгу, которую мы издали в нашей серии¹. Она так же, как и эта работа, ориентирована и на студентов, и на школьников, и на естественников, и на гуманитариев. В ней также есть глубокомысленные замечания Действительного статского советника Козьмы Петровича Пруткова, очевидно, не чуждого синергетическим штудиям.

Но! У читателя может не оказаться под рукой этой книжки... Какой базис мог бы ее заменить? Тогда можно дать второй ответ. Думаю, что раздела курса общей физики «колебания и волны», проходимого в технических вузах, будет достаточно. На самом деле, достаточно и хорошего школьного курса колебаний и волн. Такого, как сейчас проходят во многих физико-математических школах нашего отечества.

¹ Трубецков Д. И. Введение в синергетику. Колебания и волны. М.: УРСС, 2003. 224 с.

Тем, кому не посчастливилось учиться в такой школе, можно посоветовать пролистать соответствующие главы Фейнмановских лекций по физике², кроме того в России издается замечательный журнал «Квант». И если просмотреть статьи в нем про колебания и волны, появившиеся за несколько взятых наугад лет, то, скорее всего, и этого окажется достаточно.

Ну а в отношении точки *B*, в которой читатель может оказаться после того, как последняя страница будет закрыта... Я бы сравнил ее с вершиной, с которой видно много удивительного и открываются волнующие перспективы. И многое зависит от того, куда Вы собираетесь двигаться дальше и что привлечет Ваш взор.

Технология? Здесь есть много научных идей, связанных с хаосом и структурами. Остров Коха - фигура, имеющая конечную площадь и бесконечный периметр. Ее пространственное обобщение имеет конечный объем и бесконечную площадь поверхности. Более 80% технологических процессов в химической промышленности идут в присутствии катализатора, находящегося на поверхности. А значит, крайне важно, чтобы поверхность была велика. И поэтому «фрактальные» зерна катализатора (где масштабная инвариантность имеет место в большом интервале масштабов) - это то, что нужно. И экспериментальные работы, связанные с созданием таких фрактальных зерен, успешно ведутся. При нынешних масштабах большой химии это могло бы дать миллиарды долларов экономии.

Повышение нефтеотдачи пласта. А здесь, напротив, языков обводнения фронтальных структур, «вязких пальцев», о которых идет речь в книге, надо всеми силами избегать. И здесь достигнут большой прогресс.

Экономика? Недавно вышла книга именно под таким названием - «Синергетическая экономика». В тридцатые годы наш выдающийся соотечественник Н.Д. Кондратьев создал теорию длинных волн - больших циклов изменения экономической конъюнктуры. Сейчас мы понимаем, что современная экономика - это царство колебаний и хаоса, разворачивающихся на разных масштабах - от взлетов и падений гигантских отраслей экономики до ежеминутных колебаний курсов валют на мировом валютном рынке. И в понимании, моделировании, прогнозе этих процессов все большую роль играет синергетика.

Математика? Общность нелинейных математических моделей, описывающих природу, общество, человека, лежит в самом фундаменте синергетики. Теория самоорганизации очень многим обязана математике и компьютерному эксперименту). Но все более важным становится и обратное влияние. Синергетика все чаще предлагает новые постановки математических проблем. Блестящим результатом - гордостью и синергетики, и математических наук в XX в. - стало открытие и исследование универсальных сценариев перехода от порядка к хаосу. Удивительно, что за самыми разными уравнениями, огромным разнообразием лежит глубокое внутреннее единство. И понять это главное можно с помощью поразительно простых объектов - одномерных отображений, но пользуясь достаточно сложными методами, которые пришлось развить специально для решения таких проблем, идущих от синергетики. Можно ожидать, что в будущем еще чаще, чем сейчас, «синергетики» будут давать работу «математикам».

Экология? История? Политология? Менеджмент? Сейчас синергетике есть что сказать специалистам и в этих областях. Впрочем, читатель из точки *B* это сам увидит.

Удачи вам! Счастливого пути!

² Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике: В 6 т. М.: УРСС, 2004. Т. 4. Кинетика, теплота, звук.

Эта книга - десятая в нашей серии. Первый юбилей.

Трудно представить, что чуть больше года назад мы сидели в уютном кабинете директора издательства УРСС Доминго Марин Рикоя, заставленном до потолка книгами, и толковали про серию. Про то, что целое не сводится к арифметической сумме своих частей. Про то, зачем нужна редколлегия, про самоорганизацию ученых, про тиражи и будущих читателей.

А серии тогда еще не было. Не было нашего трехголового дракона. И праздников, связанных с выходом каждой следующей книги серии. Праздников, которых дарит нам ангел-хранитель нашей серии Лена Ермолаева. Не было будней, когда каждый шаг требует намного больше усилий, чем планируешь. Когда электронные письма доходят в иные города так затейливо, что порой и не знаешь, то ли это неожиданная новая инициатива авторов, то ли ответ на послание месячной давности.

Главное - серия состоялась. Общий тираж книг серии, уверенно идущий к тридцатитысячному рубежу. Сотни магазинов и десятки стран, в которых продаются эти книги. И две работы из серии, вошедшие в цикл, авторы которого удостоились премии Правительства РФ в области образования за 2002 г. Дотошные читатели, находящие новые опечатки в изданном. И настойчивые авторы, полагающие, что именно их книги позволят синергетике шагнуть далеко вперед (и кое-кто из них в этом, безусловно, прав).

Многие члены редакционной коллегии, авторы и читатели книг нашей серии надеются, что это только начало. И это прекрасно! Будем надеяться, что они окажутся правы.

Председатель Редколлегии серии
«Синергетика: от прошлого к будущему»

Г.Г. Малинецкий

Оглавление

От редакции

Предисловие. Знак пути. *Г.Г. Малинецкий*

Глава 1. Нелинейные колебания

§1. «Нелинейность» - эссе Ю.А.Данилова, лучше которого не написать. §2. Нелинейный осциллятор - основная модель нелинейной теории колебаний. §3. Чуть-чуть о нелинейном резонансе и динамической стохастичности. §4. Автоколебания. Христиан Гюйгенс и часы. Ван дер Поль, Андронов и ламповый генератор. Магнетрон спасает Великобританию от гитлеровской авиации (почти по Чарльзу Сноу). Мазеры и гиротрон. Солдаты опять идут по мосту - фазовая группировка нелинейных осцилляторов.

Глава 2. Нелинейные волны

§1. Поток невзаимодействующих частиц и нелинейные волны. Что такое простая волна? Волны в автомобильном потоке. §2. Ударные волны. §3. Уединенные волны - солитоны.

Глава 3. Хаос и структуры

§1. Как возникает случайность в динамической системе. §2. С чего все началось - модель Лоренца. §3. Сценарии перехода к хаосу. Универсальность перехода к хаосу по Фейгенбауму. Развитая вихревая турбулентность: спектр Колмогорова - Обухова (опять теория размерности). Уравнение вязкой жидкости (уравнение Навье - Стокса) и одномерное отображение. Сценарий Фейгенбаума? Другие сценарии возникновения хаоса: перемежаемость, разрушение квазипериодических колебаний. §4. Топологическая размерность и размерность Хаусдорфа - Безиковича. Фракталы. §5. Образование структур и самоорганизация. Ячейки Бенара. Вихри Тейлора в течении Куэтта. Автоволновые процессы и системы. Клеточные автоматы. Игра «Жизнь».

Глава 4. Как идеи нелинейной динамики проникают в экологию, экономику, социальные науки и медицину

§1. Модели развития и взаимодействия в экологии (модель Мальтуса и ее обобщение Ферхюльстом). §2. Феномен логистического уравнения (оно описывает эволюцию популяции в экологии, эволюцию научной продукции, деятельность «Красных бригад» в Италии, развитие готического стиля в архитектуре и др.). §3. Детерминированный хаос в экологических моделях. Модель «хищник - жертва - пища». §4. Циклы Кондратьева в экономике. §5. Модели Гудвина циклов капиталистической экономики. Модель 1. Модель 2. Модель 3. §6. Математическая модель сосуществования производителей и управленцев. §7. Нелинейные модели Вайдлица и их применение к экономическим и социальным задачам. Взаимодействие народа и правительства. Взаимодействие старой и новой отраслей промышленности. Эволюция модного ресторана. §8. Хаос и структуры в социально-экономических моделях. Развитие системы образования в условиях конкуренции. Формирование общественного мнения. Эволюционирующий рынок. §9. Математическая модель роста народонаселения мира. §10. Теория эпидемий. §11. Динамические болезни.

Вместо заключения

Литература

Вместо заключения

В журнале «Иностранная литература» (№ 5, 1999) был опубликован роман Петера Корнеля «Пути к раю. Комментарии к потерянной рукописи» (впоследствии роман выходил отдельной книгой). Предисловие к роману написал известный писатель Милорад Павич. Приведем его целиком.

«Несколько лет назад я испытал настоящее восхищение, наткнувшись на один из нелинейных романов, - если можно так назвать книгу Корнеля «Пути к раю». Я бы сказал, что это «роман в сносках». Как только это понимаешь, становится уже не важно, о чем этот роман: вас ведет вперед по его страницам желание пережить тот новый читательский опыт, который он вам предлагает. Итак, самого текста книги не было, существовали только сноски-комментарии к тексту. Нечто похожее на схолии, на толкования загадочного текста, который нам недоступен. На основе этих примечаний, помещаемых под чертой в нижней части страницы, мы можем только вообразить себе роман или что-то, что находилось над чертой. Сама по себе идея замечательна и реализована с такой фантазией, что каждый читатель может создать свою собственную, отличную от всех других книгу. Всему этому во многом способствовали и иллюстрации, которые шведский писатель приложил к роману, проявив себя прекрасным знатоком изобразительного искусства и эзотерики. С 1987 г., когда была впервые опубликована книга П. Корнеля, прошло уже более десяти лет. За это время я предложил поэту Раше Ливаде напечатать ее в переводе на сербский в его знаменитом журнале «Писмо» (этот журнал - своего рода белградский собрат «Иностранной литературы»), что он и сделал. Итак, как я уже сказал, прошло больше десяти лет, но время добавило новые аргументы в пользу произведения Корнеля. Благодаря этой книге он вошел в узкий круг современных писателей, пользующихся нелинейным письмом (nonlinear narratives) и создающих интерактивную литературу. Ибо что же такое «Пути к раю», как не одно из тех произведений, которые, избавившись от рабства линейности языка, открывают перед нами, читателями, возможность самим участвовать в создании определенного текста, возможность переместить процесс чтения на новый уровень. На уровень, где ветвятся наши мысли и наши сны, совершенно нелинейные, в отличие от языка, на котором веками писали классики. Мне представляется, что благодаря этому перед Петером Корнелем открыты двери в литературу XXI века».

Нелинейная динамика проникает в художественную литературу?

Д.И. Трубецков



Изв. вузов «ПНД», т.12, № 1-2, 2004



НЕЛИНЕЙНЫЕ ДНИ В САРАТОВЕ ДЛЯ МОЛОДЫХ - 2003

Научная школа - конференция

Саратов, 8 - 13 октября 2003

Организаторы

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
Государственный учебно-научный центр «Колледж»
Факультет нелинейных процессов СГУ
Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН
Министерство образования Саратовской области

Программный комитет

Трубецков Д.И., председатель, чл.-корр. РАН, профессор, ректор СГУ; *Левин Ю.И.*, зам. председателя, профессор, директор ГосУНЦ «Колледж», декан факультета нелинейных процессов СГУ; *Кузнецов А.П.*, зам. председателя, профессор, зав. базовой кафедрой динамических систем СГУ в СО ИРЭ РАН; *Красичков Л.В.*, зам. председателя, доцент СГУ; *Кузнецов С.П.*, чл.-корр. РАЕН, профессор, зав. лабораторией СО ИРЭ РАН; *Шараевский Ю.П.*, д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой нелинейной физики СГУ; *Безручко Б.П.*, д.ф.-м.н., профессор СГУ, зав. лабораторией СО ИРЭ РАН; *Мчедлова Е.С.*, к.ф.-м.н., доцент СГУ; *Рыскин Н.М.*, к.ф.-м.н., доцент СГУ; *Рожнев А.Г.*, доцент СГУ; *Короновский А.А.*, к.ф.-м.н., доцент СГУ; *Исаева О.Б.*, к.ф.-м.н., н.с. СГУ

Рабочий организационный комитет

Трубецков Д.И., председатель, чл.-корр. РАН, профессор, ректор СГУ; *Левин Ю.И.*, зам. председателя, профессор, директор ГосУНЦ «Колледж», декан факультета нелинейных процессов СГУ; *Кузнецов А.П.*, зам. председателя, профессор, зав. базовой кафедрой динамических систем СГУ в СО ИРЭ РАН; *Красичков Л.В.*, зам. председателя, доцент СГУ; *Кузнецов С.П.*, чл.-корр. РАЕН, профессор, зав. лабораторией СО ИРЭ РАН; *Шараевский Ю.П.*, д.ф.-м.н., профессор СГУ; *Мчедлова Е.С.*, к.ф.-м.н., доцент СГУ; *Рыскин Н.М.*, к.ф.-м.н., доцент СГУ; *Короновский А.А.*, к.ф.-м.н., доцент СГУ; *Храмов А.Е.*, к.ф.-м.н., доцент СГУ; *Рожнев А.Г.*, доцент СГУ; *Исаева О.Б.*, к.ф.-м.н., н.с. СГУ; *Тюрюкина Л.В.*, к.ф.-м.н., н.с. СГУ; *Балякин А.А.*, аспирант СГУ; *Ремпен И.С.*, ассистент СГУ; *Блохина Е.В.*, аспирант СГУ; *Иванова А.С.*, аспирант СГУ; *Савин А.В.*, аспирант СГУ; *Андреев К.В.*, аспирант СГУ; *Егоров Е.Н.*, ассистент СГУ; *Астафьев Г.Б.*, ассистент СГУ

Школа-конференция «Нелинейные дни в Саратове для молодых» традиционно проходит осенью в пансионатах под Саратовом. Поддержка РФФИ и ФЦП «Интеграция» позволила сделать ее с годами Всероссийской. В этом году уже седьмая по счету Всероссийская школа-конференция «Нелинейные дни для молодых - 2003» проходила с 8-го по 13 октября в пансионате Волжские Дали в окрестностях Саратова. Школа-конференция проведена совместными усилиями Саратовского государственного университета (факультет нелинейных процессов), Саратовского отделения Института радиотехники и электроники РАН, Государственного учебно-научного центра «Колледж» СГУ. Школа получила поддержку РФФИ, ФЦП «Интеграция», Американского фонда гражданских исследований и развития (НОЦ «Нелинейная динамика и биофизика»). В этом году впервые часть средств была получена от целевой программы РАН поддержки молодых исследователей, что позволило расширить «географию» школы.

Для проведения школы были созданы Программный и Организационный комитеты. Отбор участников осуществлялся Программным комитетом на основе поданных докладов. Для школьников был предложен и альтернативный вариант - решение специальных конкурсных задач.

В работе школы-конференции приняли участие:

- студенты, аспиранты и молодые ученые Московского государственного университета; Института прикладной физики РАН Нижегородского государственного университета; Камчатского государственного технического университета; Саратовского отделения Института радиотехники и электроники РАН; Саратовского государственного университета;

- школьники из СУНЦ им. А.Н. Колмогорова при Московском госуниверситете, гимназии № 56 Ижевска, Лицея ИПФ РАН Нижнего Новгорода, Лицея прикладных наук Саратова, Физико-технического лицея Саратова, других лицеев и школ Саратова;

- высококвалифицированные специалисты и известные популяризаторы науки.

Всего в работе школы-конференции участвовали с постоянным проживанием более 80 человек. Кроме того, более 30 учащихся ежедневно приезжали на автобусе, для них был организован обед. В качестве почетного гостя и лектора в работе школы принял участие профессор Вернер Эбелинг из университета Гумбольдта (Германия). Школа-конференция была организована на принципах непрерывного образования и непрерывного научного творчества, в ее работе приняли участие молодые исследователи всех возрастных уровней. Она прошла в атмосфере интереса к науке, передовым технологиям образования, активного общения. Первая половина каждого рабочего дня была посвящена лекциям ведущих ученых, вторая - докладам студентов, аспирантов, молодых ученых, школьников, а также другим мероприятиям. Незабываемыми стали беседы с крупными учеными на традиционных чаепитиях. Особенно памятли встречи с выдающимся популяризатором науки, постоянным активным участником школы, человеком огромной эрудиции и «рыцарем» науки и образования Юлием Александровичем Даниловым.

Приглашенным лекторами были прочитаны следующие лекции: «Фракталы: наука, абстрактное искусство, природа» (член-корр. РАН, профессор Трубецков Д.И., Саратов); «Автомодельные решения», «Архимед» (профессор Данилов Ю.А., Москва); «Самоорганизация - общая концепция», «Самоорганизация - новая концепция активного Броуновского движения» (профессор Эбелинг В., Берлин, Германия); «Хаос» (профессор Кузнецов С.П., Саратов); «Фемтосекундные генераторы света», «От фемтосекундных к аттосекундным импульсам» (член-корр. РАН, профессор Сергеев А.М., Нижний Новгород); «Нитевидные структуры в природе» (профессор Гурия Г.Т., Москва); «Излучение Вавилова - Черенкова» (доцент Рожнев А.Г., Саратов); «Волны в анизотропных средах» (профессор Шараевский Ю.П., Саратов); «Колебательный контур с нелинейным полупроводниковым конденсатором и его дискретные модели» (профессор Безручко Б.П., Саратов); «Устойчивость и бифуркации динамических систем» (профессор Анищенко В.С., Саратов).

Действовала секция докладов студентов, аспирантов и молодых ученых. На ней было сделано 34 устных сообщения. Основная тематика докладов - нелинейная динамика, колебания и волны. Они вызвали активное обсуждение и дискуссии. Был отмечен высокий уровень докладов молодых исследователей, в частности, студенты представили научные сообщения наравне с молодыми учеными. Наибольший интерес вызвали доклады аспирантов Баякина А. (СГУ), Иванченко М. (ННГУ), Седовой Ю. (СГУ), студентов - Могилевского Е. (МГУ), Паксютова В. (СГУ), Прохорова А. (СГУ) и др.

Действовала секция «Окно в науку», на которой были представлены научные сообщения учащихся и студентов 1-го курса. Отметим, что почти все работы студентов 1-го курса выполнены ими, фактически, в период обучения в школе. Так что такое объединение было логичным. Всего на этой секции было сделано 20 устных сообщений. На заседаниях присутствовали вместе со школьниками ведущие ученые и преподаватели, которые активно участвовали в обсуждении работ. По итогам секции учащимся были присуждены дипломы I, II и III степени. Особый интерес вызвали доклады Антипова Алексея (СУНЦ им. А.Н. Колмогорова, МГУ), Дюба Артема (гимназия № 56, Ижевск), Моржакова Василия (ЛПН, Саратов).

В течение двух дней проходила секция стендовых докладов. На ней было сделано 23 доклада студентами и аспирантами и 3 доклада школьниками. В работе секции стендовых докладов были представлены и работы по биофизической тематике.

Для учащихся школ была организована олимпиада, в которой приняло участие 40 школьников. Оргкомитет подготовил оригинальные задачи для участников олимпиады. По итогам олимпиады были присуждены дипломы I, II и III степени, а также 4 грамоты.

Был проведен Академбой для учащихся. В ходе Академбоя команды обменялись приветствиями, был проведен конкурс капитанов, разминка, на которой команды задавали друг другу подготовленные заранее вопросы по физике, прошла защита задач. Для Академбоя Оргкомитет подготовил оригинальные задачи. В жюри Академбоя вошли как ведущие ученые, так и молодые ученые и аспиранты.

Был организован день Лицея прикладных наук и лицеисты дали концерт для участников школы. Проведена познавательная игра «Что, где, когда?».

В целом атмосфера школы была уникальной, наполненной общением, получением новых знаний, маленькими и большими открытиями.

Интерес и впечатления участников были столь велики, что они подготовили свою Интернет-страницу (<http://days2003.narod.ru>). На ней можно найти интересную фотогалерею, рассказывающую о наиболее ярких моментах жизни школы-конференции.

Официальные Интернет-страницы школы-конференции:

<http://www.sgtnd.tserv.ru/wts/rus/ndys/index.html>

<http://cas.ssu.runnet.ru/ndsy/2003/index.htm>

Профессор Кузнецов А.П.

Дипломанты школы-конференции «Нелинейные дни в Саратове для молодых - 2003»

Диплом I степени

Табакос Дмитрий, ЛПН, 11 кл.
Жаркова Дарья, ЛПН, 11 кл.
Антипов Алексей, СУНЦ МГУ, 11 кл.
Баскаков Владимир, СУНЦ МГУ, 11 кл.
Дмитриенко Григорий, СУНЦ МГУ, 11 кл.
Дюба Артем, Ижевская гимназия № 56

Диплом II степени

Панин Борис, ЛПН, 11 кл.
Моржаков Василий, ЛПН, 11 кл.
Роман Юлия, ЛПН, 11 кл.
Кузнецов Алексей, ФТЛ, 10 кл.
Востриков Михаил, Ижевская гимназия № 56
Дубровина Наталья, ЛПН, 11 кл.
Пономарева Мария, ЛПН, 11 кл.

Победители олимпиады школы-конференции «Нелинейные дни в Саратове для молодых - 2003»

Диплом I степени

Моржаков Василий, ЛПН, 11 кл.

Диплом II степени

Батузов Кирилл, ЛПН, 11 кл.
Дмитриенко Григорий, СУНЦ МГУ, 11 кл.

Диплом III степени

Антипов Алексей, СУНЦ МГУ, 11 кл.
Панин Борис, ЛПН, 11 кл.
Краснова Галина, ЛПН, 9 кл.

Грамоты

Головкова Дарья, ЛПН, 10 кл.
Комаров Дмитрий, ЛПН, 11 кл.
Баскаков Владимир, СУНЦ МГУ, 11 кл.
Фадеев Роман, ЛПН, 11 кл.

Рабочая программа

8 октября 2003

Торжественное открытие

Данилов Ю.А., профессор, Москва. Автомодельные решения: элементарный способ получения

Кузнецов С.П., профессор, СГУ. Хаос

9 октября 2003

Трубецков Д.И., профессор, СГУ. Фракталы: наука, абстрактное искусство, природа

Шараевский Ю.П., профессор, СГУ. Волны в анизотропных средах

Данилов Ю.А., профессор, Москва. Архимед: часть 1

Секция школьников

Секция студентов, аспирантов и молодых ученых

Балякин А.А. О характере модуляционной неустойчивости в нелинейной среде с дисперсией вблизи критической частоты

Дмитриева Т.В. Исследование нелинейной динамики лазера на свободных электронах с электромагнитной накачкой

Шигаев А.М. Нелинейная динамика многорезонаторного клистрона с запаздывающей обратной связью

Долов А.М. О распространении импульсов в ЛБВ, работающих в условиях группового рассинхронизма

Паксютов В.О. Динамике двух осцилляторов Ван дер Поля - Дуффинга с диссипативной связью

Караваяев А.С. Оценка параметров связи для связанных систем с запаздыванием по хаотическим временным рядам

Сысоев И.В., Захаревич А.М. Эквивалентные представления полупроводникового диода и оценка характеристик этих представлений методами реконструкции по временным рядам

Прохоров А.А. Особенности синхронизации автогенератора с кусочно-линейной ВАХ внешним гармоническим сигналом

Гуреев В.В. Исследование явлений синхронизации в неавтономной системе двух однонаправленно связанных генераторов

Сконженко Л.А. Исследование особенностей распространения импульсов в цепочке элементов с нейроноподобной динамикой

Секция стендовых докладов

10 октября 2003

Гурия Г.Т., профессор, Москва. Нитевидные структуры в природе

Безручко Б.П., профессор, СГУ. Колебательный контур с нелинейным полупроводниковым конденсатором и его дискретные модели

Данилов Ю.А., профессор, Москва. Архимед: часть 2

Олимпиада школьников

Секция студентов, аспирантов

Бильчинская С.Г. Шумозависимый гистерезис в системах, описываемых мультимодальными отображениями

Рычка И.А. Бассейны притяжения и нарушение вероятностной симметрии периодических режимов при быстром прохождении через хаос в окно прозрачности

Иванченко М.В. О фазовой синхронизации хаотических колебаний с перемежаемостью первого рода

Канаков О.И. Исследование стационарных структур в ансамблях бистабильных элементов с нелинейными связями

Могилевский Е.И. Об образовании волн на поверхности тяжёлой вязкой жидкости

Гришин С.В. Нелинейная модель резонансной системы с ферромагнитной пленкой при возбуждении магнитостатических волн

Андреев К.В. Об особенностях формирования автоволновой динамики в двумерной решетке модельных нейронов

Окрокверцхов Г.А. Экспериментальное исследование статистических особенностей хаотических систем

Клиньшов В.В., Казанцев В.Б., Некоркин В.И. Фазовые кластеры в ансамбле генераторов Ван дер Поля

Гоносков И.А., Миронов В.А., Вугальтер Г.А. Многофотонная ионизация атомов неклассическим светом

Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю., Сергеев А.М. Генерация аттосекундных импульсов при ионизации молекулярных структур: влияние начальных условий

**Круглый стол «Образование, наука: усиление при взаимном наложении смыслов»
Секция стендовых докладов**

11 октября 2003

Сергеев А.М., профессор, Нижний Новгород. Фемтосекундные генераторы света

Сергеев А.М., профессор, Нижний Новгород. От фемтосекундных к аттосекундным импульсам

Рожнев А.Г. Излучение Вавилова - Черенкова

Интеллектуальная игра для школьников «Академбой»

Секция студентов, аспирантов

Сецинский Д.В. Стохастическая динамика модели FitzHugh-Nagumo в режиме сард-колебаний

Зиганшин А.Р. Мультифрактальный анализ реакции на стресс белых крыс

Думский Д.В. Индуцированные стрессом изменения динамики артериального кровяного давления

Акчурин А.Г., Акчурин Г.Г. мл. Динамический хаос в ансамбле аксонов, возбуждаемых регулярной последовательностью электрических импульсов *ex vivo*

Бодров М.Б. Определение связи между отведениями ЭЭГ на основе анализа фазовой динамики

Беснятов А.Б., Бодров М.Б. Синхронизация между основными ритмическими процессами в сердечно-сосудистой системе человека

Николаев С.М. Явление частичной синхронизации в кольце отображений последования

Ефимов А.В. Анализ динамики каталитических реакций на поверхности методом Монте-Карло. Хаотическое поведение и формирование пространственных структур

День Лицея прикладных наук

12 октября 2003

Эбелинг В., профессор университета Гумбольдта, Берлин. Самоорганизация: общая концепция

Анищенко В.С., профессор, СГУ. Устойчивость и бифуркации динамических систем

Эбелинг В., профессор университета Гумбольдта, Берлин. Самоорганизация: новая концепция активного Броуновского движения

Секция школьников

Секция студентов, аспирантов

Хромова И.А. Время установления режима полной синхронизации в двух связанных идентичных системах

Хромова А.Е. Исследование переходных процессов в отображении Заславского

Стародубов А.В. Средняя длительность переходных процессов в динамических системах, демонстрирующих хаотическое поведение

Савин А.В. Критическое поведение типа FQ в системах связанных отображений с удвоениями периода

Седова Ю.В. Об устройстве пространства управляющих параметров неидентичных связанных систем с удвоениями периода

Интеллектуальная игра: «Что? Где? Когда?»

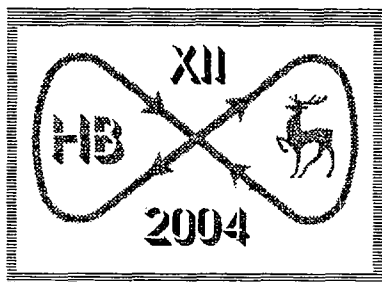
13 октября 2003

Подведение итогов, награждение победителей олимпиады, вручение наград

Закрытие школы-конференции



Изв. вузов «ПНД», т.12, № 1-2, 2004



XII научная школа

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ - 2004

Нижний Новгород, 29 февраля - 7 марта 2004

Организаторы

- Институт прикладной физики РАН
- Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
- Международный центр - фонд перспективных исследований в Нижнем Новгороде

Программный комитет

А.В. Гапонов-Грехов, акад. РАН - председатель; В.И. Некоркин, проф. - ученый секретарь; члены-программного комитета: С.Г. Гаранин, д.ф.-м.н.; С.Н. Гурбатов, проф.; В.Е. Захаров, акад. РАН; В.В. Козлов, акад. РАН; Е.А. Кузнецов, член-корр. РАН; А.Г. Литвак, член-корр. РАН; А.И. Малеханов, к.ф.-м.н.; М.И. Рабинович, член-корр. РАН; О.В. Руденко, член-корр. РАН; Е.Н. Пелиновский, проф.; А.М. Сергеев, член-корр. РАН; Р.Г. Стронгин, проф.; Е.В. Суворов, д.ф.-м.н.; В.И. Таланов, акад. РАН; Ю.И. Троицкая, д.ф.-м.н.; Д.И. Трубецков, член-корр. РАН; А.М. Фейгин, д.ф.-м.н.; В.Д. Шалфеев, проф.; А.Ф. Щербак, к.ф.-м.н.; В.Г. Яхно, д.ф.-м.н.

Организационно-финансовая поддержка

- Министерство промышленности, науки и технологий РФ
- Российская академия наук
- Российский фонд фундаментальных исследований
- РФЯЦ-ВНИИЭФ
- Администрация Нижегородской области
- U.S. Army Research, Development and Engineering Command, European Research Office
- Spectra-Physics

Рабочая программа

29 февраля

Регистрация

Открытие школы

Лекции

Руденко О.В. Основы физики интенсивных акустических волн

Шильников Л.П. Математические проблемы классической теории синхронизации

Пиковский А.С. Полная синхронизация хаоса

Анищенко В.С. Стохастический резонанс

Кузнецов С.П. Странный нехаотический аттрактор, как феномен сложной динамики между порядком и хаосом

1 марта

Лекции

Гурбатов С.Н. Статистическая нелинейная акустика

Островский Л.А. Неклассическая нелинейная акустика

Неймарк Ю.И. Простые модели для сложных нелинейных систем

Белых В.Н. Кластерная синхронизация связанных хаотических систем

Анищенко В.С. Синхронизация стохастических систем

Дмитриев А.С. Коммуникации на основе динамического хаоса

Семинары

Нелинейная динамика и информация

Математические проблемы нелинейной динамики

Нелинейная волновая динамика

2 марта

Лекции

Некоркин В.И. Колебания и волны в нейродинамике

Яхно В.Г. Динамика модельных нейроно-подобных систем

Иудин Д.И., Трахтенгерц В.Ю. Динамическая перколяция

Анищенко В.С. Когерентный резонанс. Стохастический рэтчет (направленный транспорт броуновских частиц)

Потапов А.И. Волны деформации в средах с внутренней структурой

Цимринг Л.Ш. Нелинейная динамика сыпучих сред

Семинары

Нелинейная динамика и информация

Нелинейные процессы в квантовых системах

Гидродинамика

Стендовые доклады

3 марта

Лекции

Якушевич Л.В. Нелинейная физика ДНК

Воейков В.Л. Роль воды и кислорода в колебательных процессах в биологии

Фридман А.М. Новые структуры в астрофизических дисках

Мохов И.И. Климатические изменения и нелинейные эффекты

Аронсон И.С. Самоорганизация и структурообразование в ансамблях проводящих микрочастиц под воздействием сильного электрического поля

Гурия Г.Т. Структурообразование в крови

Семинары

Хаотическая динамика распределенных систем

Нелинейная волновая динамика

Структуры и волны

Лекция

Кульчин Ю.Н. Адаптивные распределенные опто-электронные измерительные системы

4 марта

- Лекции
- Сергеев А.М.* Аттосекундный мир, часть 1
Степанов А.Н., Фрайман Г.М. Усиление и компрессия коротких лазерных импульсов в плазме
Трубецков Д.И. Сложная динамика распределенных нелинейных систем сверхвысокочастотной электроники, часть 1
Кляцкин В.И. Статистика и реальность в стохастических физических системах, часть 1
Кузнецов Е.А. Коллапсы и опрокидывание волн в гидродинамике
Троицкая Ю.И. Нелинейные резонансные взаимодействия волн с потоками в океане
Кочаровский Вл.В. Нелинейность вакуума и перспективы ее наблюдения
Конторович В.М. Об эволюции самогравитирующего тороидального вихря

5 марта

- Лекции
- Сергеев А.М.* Аттосекундный мир, часть 2
Израилев Ф.М. Некоторые аспекты теории квантового хаоса в приложениях, часть 1
Трубецков Д.И. Сложная динамика распределенных нелинейных систем сверхвысокочастотной электроники, часть 2
Мхитарьян Л.С. Z-пинчи и термоядерный синтез
Макаренко Н.Г., Фейгин А.М. Реконструкция динамических систем по хаотическим временным рядам, часть 1
Макаренко Н.Г., Фейгин А.М. Реконструкция динамических систем по хаотическим временным рядам, часть 2
Трубецков Д.И. Д.С. Данин и его кентавристика

Стендовые доклады

6 марта

- Лекции
- Нейштадт А.И.* О разрушении адиабатической инвариантности в системах с быстрыми и медленными движениями
Лоскутов А.Ю. Динамика бильярдов с зависящими от времени границами
Кащенко С.А. Нормальные формы в системах с запаздыванием
Лерман Л.М. Динамические системы и структуры в эллиптических уравнениях
Израилев Ф.М. Некоторые аспекты теории квантового хаоса в приложениях, часть 2
Кляцкин В.И. Статистика и реальность в стохастических физических системах, часть 2
Езерский А.Б. Пространственно-временная динамика солитонов в резонаторах
Абрашкин А.А., Якубович Е.И. Точные решения в гидродинамике

7 марта

- Лекции
- Пелиновский Е.Н.* Нелинейная динамика волн в прибрежной зоне
Макаренко Н.Г., Фейгин А.М. Реконструкция динамических систем по хаотическим временным рядам, часть 3
Демиковский В.Я. Квантовый хаос в низкоразмерных полупроводниковых структурах
Кузнецов А.П. Сложная динамика у порога разрушения синхронизации

Закрывтие школы

Послесловие. Во вступительном слове на открытии XII школы академик А.В. Гапонов-Грехов сказал: ««Нелинейные школы» работают больше тридцати лет. Здесь есть люди, которых на свете не было, когда проходили первые школы, а мы были молодыми. Устойчивой оказалась тематика - нелинейные явления (не обязательно нелинейные волны) и вопросы, связанные с адекватным описанием этих явлений. Сменялось поколение лекторов, обновляясь за счет бывших слушателей, даже приехавших издалека. Менялся «гвоздь программы», иногда он появлялся во время школы. Сначала преобладали асимптотические методы, потом хаос, образование структур и солитонов. На XI школе выделялись информационные аспекты нелинейной динамики. Появилась область, связанная с фрактальной динамикой нелинейных систем. Трудно прогнозировать новое в науке. Мы не выделяли «гвоздь», а сделали акцент на отдельные лекции. Сохранена и математическая компонента школы - общий язык «нелинейных» людей... Программа перегружена, что оправдывается положением в российской науке, поскольку девяностые годы - провал с длинным «хвостом»».

На заключительном заседании было принято решение, важное для развития нелинейной науки во всей стране, о создании «**Нелинейного сообщества России**». И все дни одиноко лежащая на сцене желтая кепочка была вручена координатору «Сообщества». Им стал заместитель главного редактора нашего журнала Д.И. Трубецков. Первый шаг «Сообщества» - создание его сайта. Вот выдержка из него.

Дорогие друзья и коллеги!

Нелинейная динамика сегодня - одно из бурно развивающихся перспективных направлений междисциплинарных исследований, в русле которого работают многие и многие специалисты. На сегодняшний день настала насущная необходимость объединить наши усилия по развитию и пропагандированию нелинейной динамики. В соответствии с поручением, данным мне на научной школе «Нелинейные волны - 2004», прошедшей в феврале-марте 2004 года в Нижнем Новгороде, наша группа начинает работу по систематизации всей информации о коллективах, работающих в этом научном направлении. Мы планируем организовать и поддерживать сайт, в котором будет отражаться своевременная информация о жизни «Нелинейного Сообщества». Структура сайта планируется следующей:

- Новости
- Конференции, школы, семинары и проч.
- География нелинейной динамики в России (карта) и научные группы, работающие в том или ином регионе
- Научные журналы по данной тематике
- Книжная полка (опубликованные книги по данной тематике)

Обращаемся к Вам с просьбой помочь нам в организации данного сайта. Будем благодарны за любую информацию, позволяющую расширить наше знание о людях, книгах и событиях «нелинейного» мира.

Адрес сайта <http://cas.ssu.runnet.ru/nlc/index.html>

Электронный адрес: nlc@cas.ssu.runnet.ru

С наилучшими пожеланиями и надеждой на сотрудничество и взаимопонимание,

Чл.-корр. РАН, профессор,
заведующий кафедрой электроники, колебаний и волн
Саратовского государственного университета
Д.И. Трубецков

12 апреля 2004 года

Зав. редакцией *Н.Н. Левина*
Редакторы *Л.А. Сидорова, Н.Н. Левина*
Обложка художника *Д.В. Соколова*
Оригинал-макет подготовлен *Г.А. Суминой, О.Н. Строгановой*
на компьютерной системе Apple Macintosh

Подписка на I полугодие 2005 года
осуществляется Саратовским государственным университетом
и редакцией журнала

Стоимость подписки на I полугодие 180 руб.

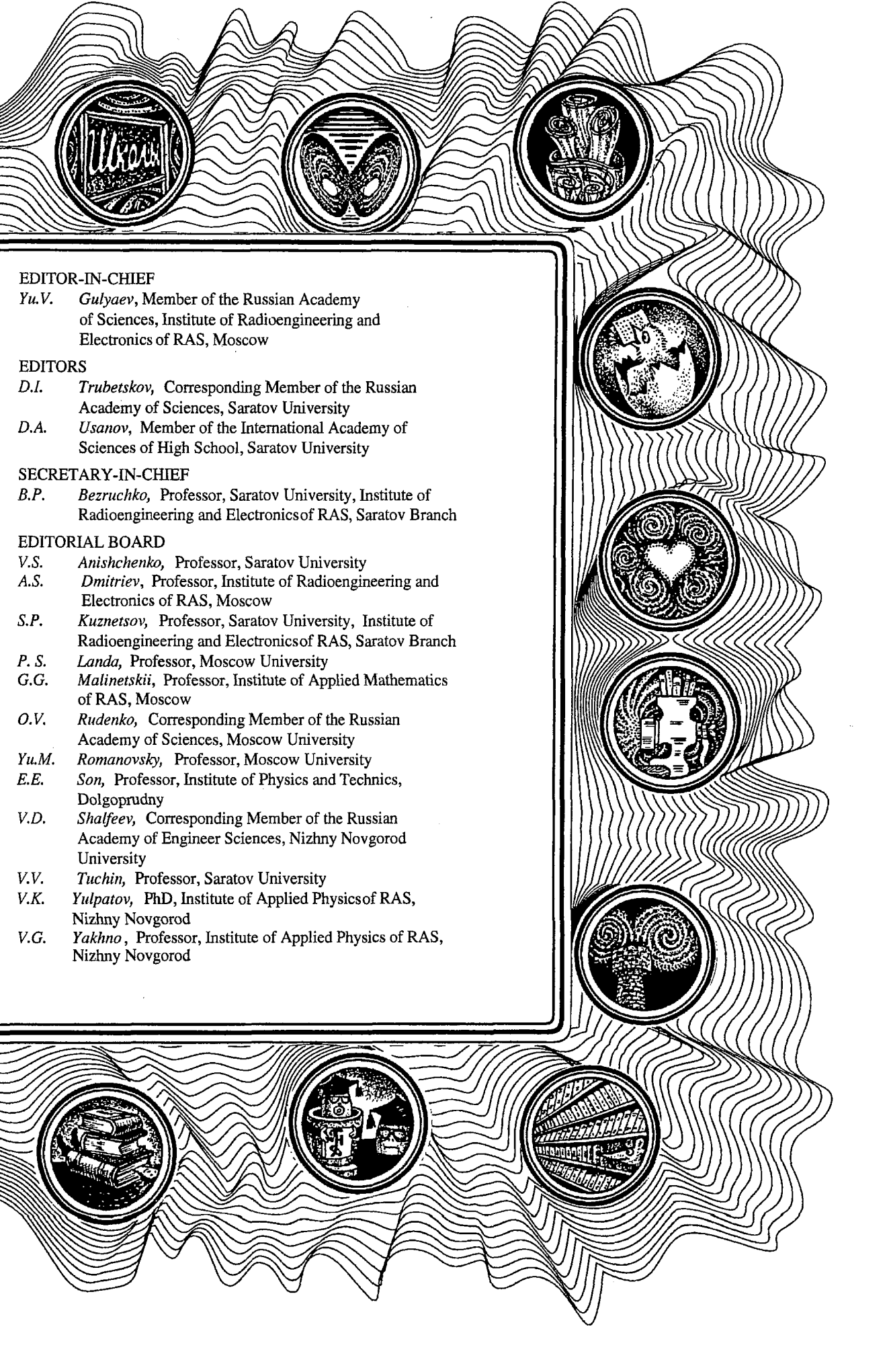
Оплата на расчетный счет Саратовского государственного университета
им. Н.Г. Чернышевского
банковские реквизиты: ИНН 6452022089,
р/с 40503810800001000431 ГРКЦ ГУ банка России по Саратовской обл. г. Саратов
л/с 06073075430 БИК 046311001 КПП 645201001
Адрес: 410012, Саратов, Астраханская, 83
Тел. (845-2)51-46-88, 51-51-95

Распространение журнала в I полугодии 2005 года
осуществляется редакцией журнала
по предъявлении подписчиком точного почтового адреса
и копии платежного поручения

Адрес редакции: 410012, Саратов, Астраханская, 83.
Редакция журнала «Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика»
Тел./факс: (845-2) 52-38-64; e-mail: and@cas.ssu.runnet.ru

Сдано в набор 20.05.04. Подписано к печати 20.06.04. Формат 70x108/16
Бумага «Снегурочка». Печать трафаретная. Гарнитура Латинская
Усл. печ. л. 16,10(11,5). Уч.-изд. л. 16,0. Тираж 200. Заказ 340

© Редакция журнала
«Известия вузов. ПНД»
© Оформление художника
Д.В. Соколова, 2004



EDITOR-IN-CHIEF

Yu.V. Gulyaev, Member of the Russian Academy of Sciences, Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Moscow

EDITORS

D.I. Trubetskov, Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, Saratov University

D.A. Usanov, Member of the International Academy of Sciences of High School, Saratov University

SECRETARY-IN-CHIEF

B.P. Bezruchko, Professor, Saratov University, Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Saratov Branch

EDITORIAL BOARD

V.S. Anishchenko, Professor, Saratov University

A.S. Dmitriev, Professor, Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Moscow

S.P. Kuznetsov, Professor, Saratov University, Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, Saratov Branch

P. S. Landa, Professor, Moscow University

G.G. Malinetskii, Professor, Institute of Applied Mathematics of RAS, Moscow

O.V. Rudenko, Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences, Moscow University

Yu.M. Romanovsky, Professor, Moscow University

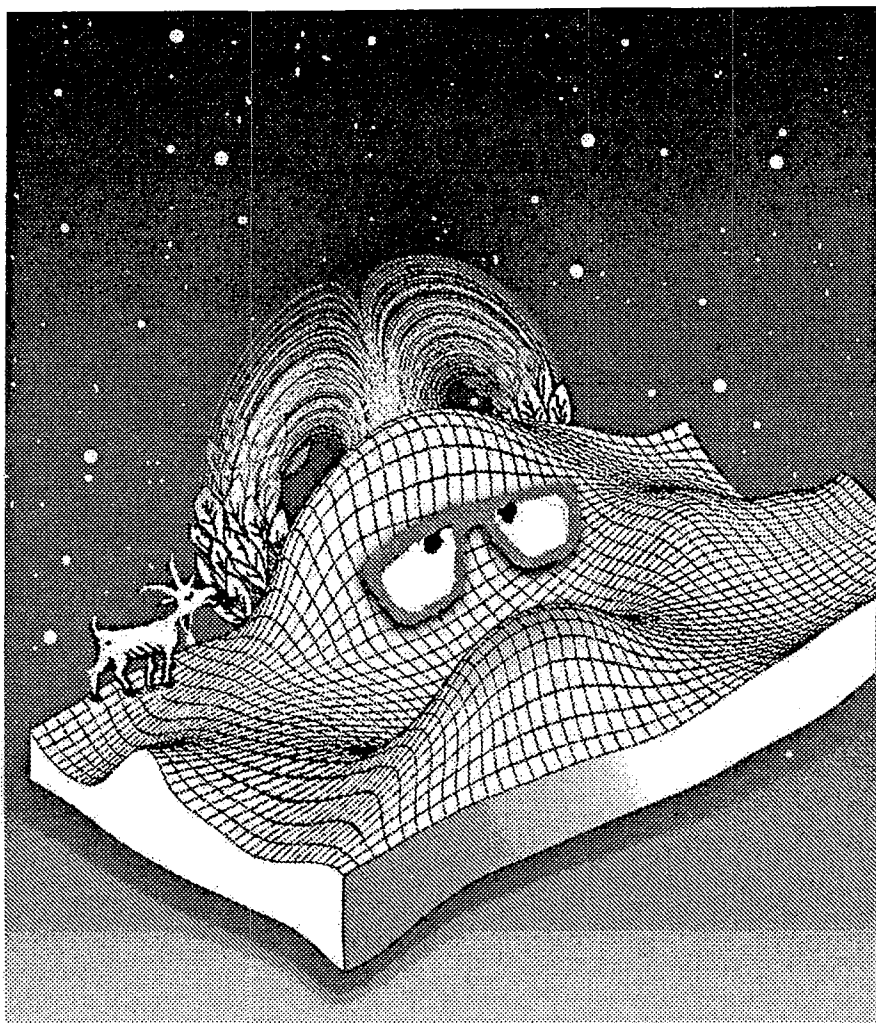
E.E. Son, Professor, Institute of Physics and Technics, Dolgoprudny

V.D. Shalfeev, Corresponding Member of the Russian Academy of Engineer Sciences, Nizhny Novgorod University

V.V. Tuchin, Professor, Saratov University

V.K. Yulpatov, PhD, Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod

V.G. Yakhno, Professor, Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod



**Гений подобен холму,
возвышающемуся на равнине.**

Козьма Прутков

При оформлении обложки использован рисунок из статьи А.А.Короновского и др. (стр. 43 - 71) и рисунок художника С.Тюнина из книги "Сочинения Козьмы Пруткова", изд-во "Московский рабочий" 1988 г.