



УДК 517.9

## ДИНАМИКА СВЯЗАННЫХ НЕАВТОНОМНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ИРРАЦИОНАЛЬНЫМ СООТНОШЕНИЕМ ЧАСТОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ



Е. С. Попова<sup>1</sup>, А. М. Захаревич<sup>1</sup>, Е. П. Селезнев<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский государственный университет

<sup>2</sup>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН  
E-mail: lenochkafnp@yandex.ru

В работе экспериментально исследуется динамика двух связанных неавтономных нелинейных осцилляторов при иррациональном соотношении частот воздействия. На плоскости параметров внешнего воздействия построены области существования различных динамических режимов. Показано, что в случае иррационального соотношения частот и, как следствие, инвариантности динамики системы к фазам или разности фаз воздействия, в фазовом пространстве системы существует ограниченный набор типов поведения торы, удвоенные торы, странный нехаотический, хаотический и гиперхаотические аттракторы. Переход к хаосу происходит через рождение СНА или режим перемежаемости тор–хаос.

**Ключевые слова:** динамические системы, неавтономный нелинейный осциллятор, квазипериодические колебания, тор, странный нехаотический аттрактор, хаотический аттрактор, гиперхаос, перемежаемость.

### Dynamics of the Coupled Nonautonomous Nonlinear Oscillators with Irrational Driving Frequencies Ratio

E. S. Popova, A. M. Zakharevich, E. P. Seleznev

In present article the system of the two coupled nonautonomous nonlinear oscillators with irrational driving frequencies ratio is investigated experimentally. The existence regions of the various dynamical types are presented on the external excitation parameter plan. It is shown that in the case of irrational driving frequencies ratio and as result invariance system dynamics due to phases or phase difference of excitation in phase space exist torus, double torus, strange nonchaotic attractor, chaos and hyperchaos only. Transition to chaos take place through strange nonchaotic attractor birth or torus – chaos intermittency.

**Key words:** dynamical system, nonautonomous nonlinear oscillator, quasiperiodic oscillation, torus, strange nonchaotic attractor, chaos, hyperchaos, intermittency.

### Введение

Теоретическим, численным и экспериментальным исследованиям гармонически возбуждаемых нелинейных осцилляторов посвящено огромное число работ. Известные уравнения Дуффинга, Матье, Тода, Морзе стали в этих исследованиях классическими [1–10]. На этих примерах изучены характерные типы фазовых портретов, многообразия устойчивых и неустойчивых циклов, ис-

следована структура пространства управляющих параметров, роль симметрии потенциальной функции, проверены известные закономерности и свойства скейлинга вблизи границы перехода порядок – хаос, проведена оценка размерностных характеристик аттракторов.

В случае более сложного, квазипериодического, воздействия, исследован переход к хаосу через рождение странного нехаотического аттрактора. Возможность исследовать тонкие детали квазипериодической динамики обусловлена тем, что в системах с квазипериодическим воздействием отсутствует эффект синхронизации, а значения частот гармонических составляющих воздействия являются управляющими параметрами, которые можно задавать произвольно. В эксперименте их легко регулировать, обеспечивая любое желаемое соотношение частот. Как выяснилось, на пути от регулярной динамики к хаосу в системах с квазипериодическим внешним воздействием очень часто встречается своего рода промежуточный тип поведения, которому в фазовом пространстве соответствует странный нехаотический аттрактор.

Странные нехаотические аттракторы впервые были описаны в работе Гребоджи с соавторами в 1984 году [11]. С тех пор они исследовались численно и экспериментально [11–16]. Для странных нехаотических аттракторов характерно совмещение определенных свойств регулярных режимов и хаоса. Так же как регулярные аттракторы, они имеют нулевые старшие ляпуновские показатели, однако их геометрическая структура фракталоподобная, как у хаотических аттракторов. Спектрально-корреляционные свойства, характерные для режима странного нехаотического аттрактора, также оказываются промежуточными между порядком и хаосом – генерируемый спектр является сингулярно-непрерывным. Появление подобных режимов колебаний делает всю картину перехода к хаосу весьма нетривиальной.



Переход от одиночного осциллятора к связанным осцилляторам, а затем к цепочкам и решеткам традиционно в теории колебаний и волн [17–19] является классическим приемом исследования и рассматривается как промежуточный этап при последовательном переходе к волновым процессам. Однако применительно к связанным нелинейным осцилляторам исследования затрагивали резонансные явления и отдельные переходы порядок–хаос [17, 20–23]. В [24, 25] подробно изучена иерархия мультистабильных периодических, квазипериодических и хаотических и гиперхаотических режимов колебаний для случая синфазного воздействия. В то же время исследования динамики связанных неавтономных осцилляторов при произвольном рациональном и иррациональном соотношении частот воздействия не проводились.

Целью данной работы является экспериментальное исследование динамики и структуры пространства управляющих параметров связанных нелинейных колебательных контуров при иррациональном соотношении частот воздействия.

### Экспериментальная установка

На рис. 1, а приведена схема экспериментальной установки. Она содержит коле-

бательные контура  $L_1R_1D_1$  и  $L_2R_2D_2$ , между идентичными точками которых включен элемент связи – переменный резистор  $R_{св}$  (рис. 1, б) или конденсатор переменной емкости  $C_{св}$  (рис. 1, в). Контура возбуждались гармоническими сигналами амплитуд  $A_1$  и  $A_2$  и частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  соответственно. Для идентификации странных нехаотических аттракторов в эксперименте была предусмотрена возможность задания рационального соотношения частот и регулировки сдвига фаз между возбуждающими сигналами  $\Delta\varphi$ , аналогично [12–16]. Наиболее подробно методика идентификации СНА описана в [16]. Частота воздействия  $f_1 = \omega_1/2\pi$  была фиксирована и близка частоте линейного резонанса одиночного контура.

Динамика связанной системы исследовалась в зависимости от параметров воздействия  $A_1$  и  $A_2$ , при фиксированных значениях соотношения частот  $\omega_1/\omega_2$ , параметров  $k_1 = 1/R_{св}$ , в случае резистивной (диссипативной) и  $k_2 = C_{св}$ , в случае емкостной (инерционной) связи. В экспериментах регистрировались временные реализации напряжений  $U_1(t)$ ,  $U_2(t)$  на диодах, токов  $I_1(t)$ ,  $I_2(t)$  в контурах, спектры мощности, фазовые соотношения между гармониками в спектре, проекции фазовых портретов и стробоскопические сечения.

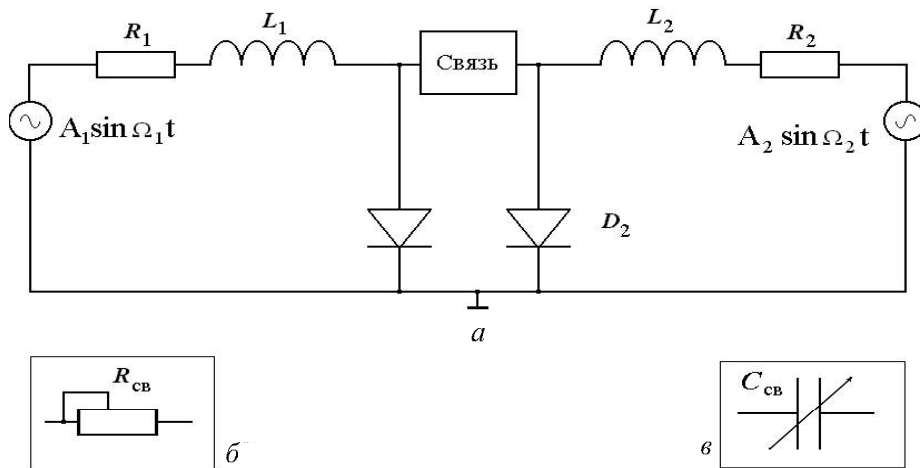
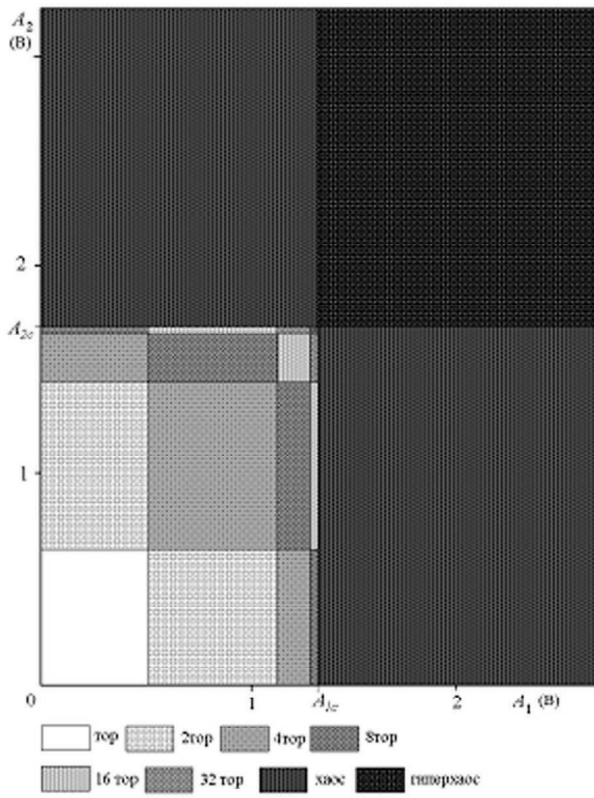


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а) и элементы диссипативной (б) и инерционной (в) связи

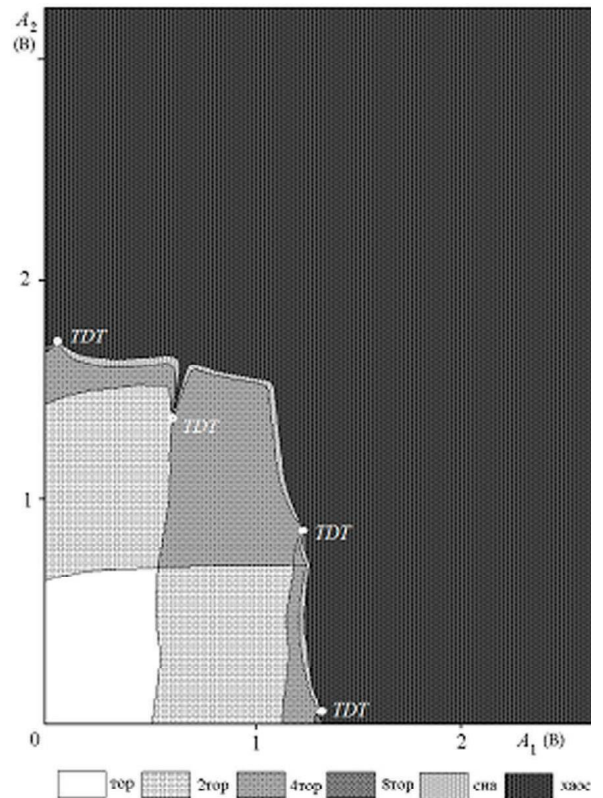
### Случай диссипативной связи

На рис. 2 приведена структура пространства управляющих параметров  $(A_1, A_2)$  при соотношении частот воздействия  $\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{\sqrt{5}-1}{2} \cdot \frac{7}{5}$ . Белым цветом и различными тонами серого цвета обозначены области существования тора, удво-

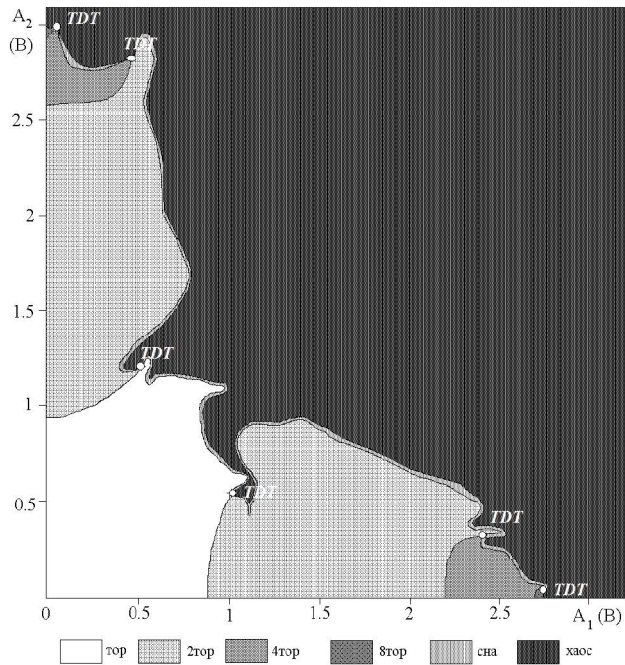
енных торов, хаоса и гиперхаоса. В отсутствие связи (рис. 2, а,  $R_{св} \rightarrow \infty$ ) плоскость параметров внешнего воздействия напоминает шахматную доску, размеры клеток которой будут уменьшаться с приближением к критическим значениям параметров  $A_{1c}$  и  $A_{2c}$ . Теоретически областей существования удвоенных торов должно быть бесконечное



*a*



*б*



*в*

Рис. 2. Структура плоскости параметров  $(A_1, A_2)$  при:  $a - R_{CB} \rightarrow \infty$ ,  $б - R_{CB} = 67 \text{ кОм}$ ,  $в - R_{CB} = 5.23 \text{ кОм}$



множество, а их размеры должны подчиняться известным закономерностям Фейгенбаума. Области хаоса имеют место, когда только один из параметров превышает критическое значение, в случае  $A_1 > A_{1c}$ ,  $A_2 > A_{2c}$  имеет место область существования гиперхаоса. Следует отметить, что области существования хаоса и гиперхаоса не являются сплошными, в них имеют место «окна прозрачности» регулярных режимов, что обусловлено индивидуальной динамикой каждого из осцилляторов.

Рис. 2, б иллюстрирует структуру плоскости управляющих параметров ( $A_1$ ,  $A_2$ ) при сравнительно слабой связи  $R_{св} = 67$ кОм. Введение связи приводит к искривлению границ областей существования различных режимов колебаний, а переходу к хаосу предшествует рождение странного нехаотического аттрактора. При данном значении параметра связи длинную (на сколько возможно в эксперименте) последовательность удвоений тора можно наблюдать, только когда один из параметров воздействия стремится к нулю. На плоскости параметров формируются терминальные точки **ТДТ**, на которых берут начало и заканчиваются линии удвоения торов, перехода к странному нехаотическому аттрактору и хаосу. Рис. 3 иллюстрирует проекции аттракторов в сечении Пуанкаре на плоскость ( $A_2 \sin \omega_2 t$ ,  $i$ ), наблюдаемые при движении по плоскости вдоль линии. Рис. 3, а соответству-

ет гладкому тору, рис. 3, б – удвоенному тору, рис. 3, в – странному нехаотическому аттрактору, рис. 3, г – хаотическому аттрактору. Переход к странному нехаотическому аттрактору на аттракторе в сечении Пуанкаре сопровождается появлением изломов, в окрестности которых наблюдается «зашумление», что в свою очередь говорит о наличии локальной неустойчивости. Изломы на аттракторе в сечении Пуанкаре формируются для определенных значений фазы воздействия, что говорит о наличии фазозависимой динамики и существовании в этом диапазоне значений управляющих параметров странного нехаотического аттрактора. С дальнейшим изменением параметров наблюдается переход к хаосу и его развитие, завершаемое формированием односвязного (в сечении Пуанкаре) аттрактора. В области хаоса имеют место гиперхаотические колебания, однако отследить их области существования в эксперименте сложно.

Увеличение связи или уменьшение  $R_{св}$  приводит к росту диссипации в контурах, и, как следствие, увеличению бифуркационных значений параметров воздействия. Рис. 2, в иллюстрирует структуру плоскости параметров ( $A_1$ ,  $A_2$ ) при  $R_{св} = 5.23$ кОм. Количество областей, где существуют удвоенные торы, сокращается, и картина в целом напоминает аналогичную для нелинейного осциллятора с квазипериодическим воздействием [15, 16].

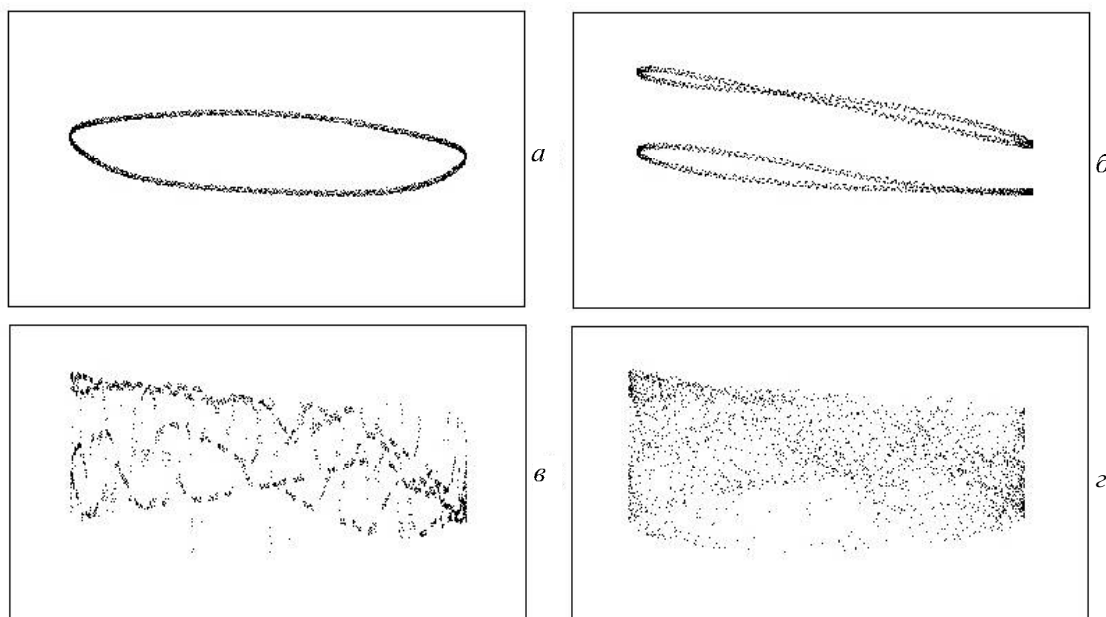


Рис. 3. Стробоскопические сечения проекций фазовых портретов на плоскость ( $A_2 \sin \omega_2 t$ ,  $i$ ): а – тор, б – удвоенный тор, в – странный нехаотический аттрактор, г – хаотический аттрактор



### Случай инерционной связи

Емкостная связь не вносит дополнительных потерь в систему, и в этом случае можно ожидать появления дополнительных бифуркаций, которых не наблюдалось при диссипативной связи. На рис. 4 представлена структура пространства управляющих параметров  $(A_1, A_2)$  при  $C_{св} = 620$  пФ и соотношении частот  $\frac{\omega_2}{\omega_1} = \frac{\sqrt{5}-1}{2} \cdot \frac{7}{5}$ . Система обозначений аналогична рис. 2.

Как и в случае диссипативной связи, в динамике системы наблюдаются движения на торе, удвоенном торе, переход к странному нехаотическому аттрактору и хаосу. Рис. 5 иллюстрирует проекции стробоскопических сечений фазовых портретов на плоскость  $(A_2 \sin \omega_2 t, i_1)$ , где  $i_1$  – ток диода в первом контуре, при движении вдоль прямой 1–2 (см. рис. 4). С увеличением  $A_1$  происходит переход от тора к удвоенному тору (рис. 5, а). С дальнейшим изменением параметров наблюдается рождение трехмерного тора (рис. 5, б), а затем синхронизация на шестисвязный в сечении Пуанкаре двумерный тор (рис. 5, в). С приближением к границе перехода порядок–хаос на-

блюдается рождение странного нехаотического аттрактора (рис. 5, г), а затем переход к хаосу. На рис. 5, д и 5, е представлены примеры двух и односвязного хаотических аттракторов в сечении Пуанкаре.

В связанных осцилляторах был обнаружен переход к хаосу через режим перемежаемости. При движении вдоль линии 3–4 (см. рис. 4) в точке 3 плоскости движение происходит на удвоенном торе (рис. 6, а). С движением по плоскости параметров к точке 4 на жирной линии наблюдается режим перемежаемости тор–хаос, на стробоскопическом сечении фазового портрета данный эффект проявляется в ярко выраженной траектории удвоенного тора и редких точках вне ее (рис. 6, б). При этом в реализации тока  $i_1$  наблюдается чередование ламинарных и хаотических реализаций. С дальнейшим изменением параметров и приближением к точке 4 плоскости параметров длина ламинарной фазы уменьшается, а хаотической, увеличивается, на стробоскопическом сечении фазового портрета эти изменения проявляются в более плотном заполнении пространства вне траектории удвоенного тора (рис. 6, в–д).

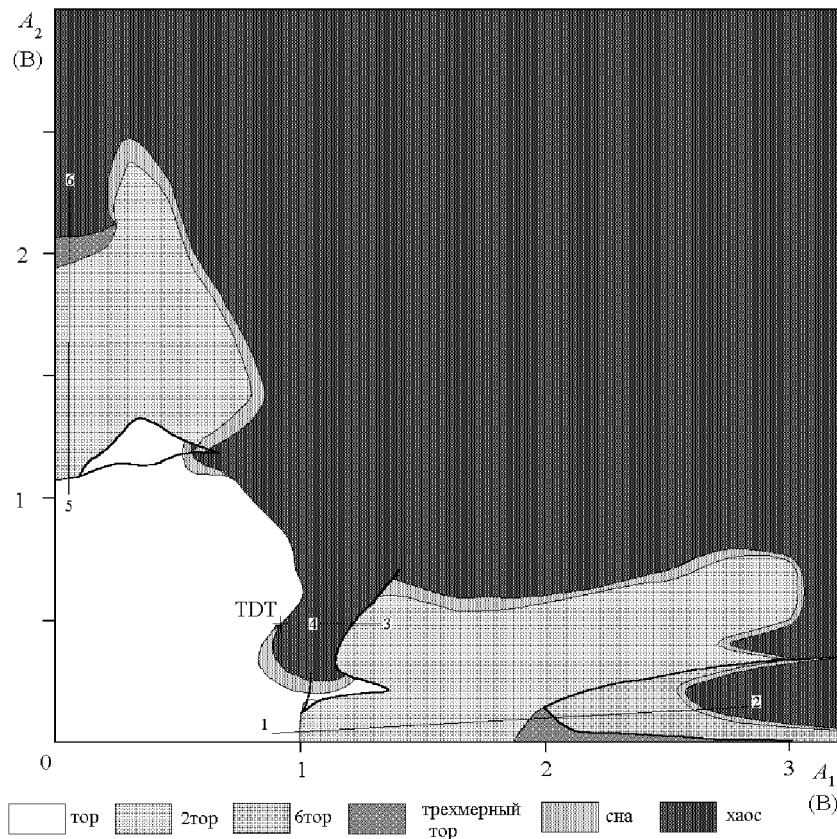


Рис. 4. Структура плоскости параметров  $(A_1, A_2)$  при  $C_{св} = 620$  пФ

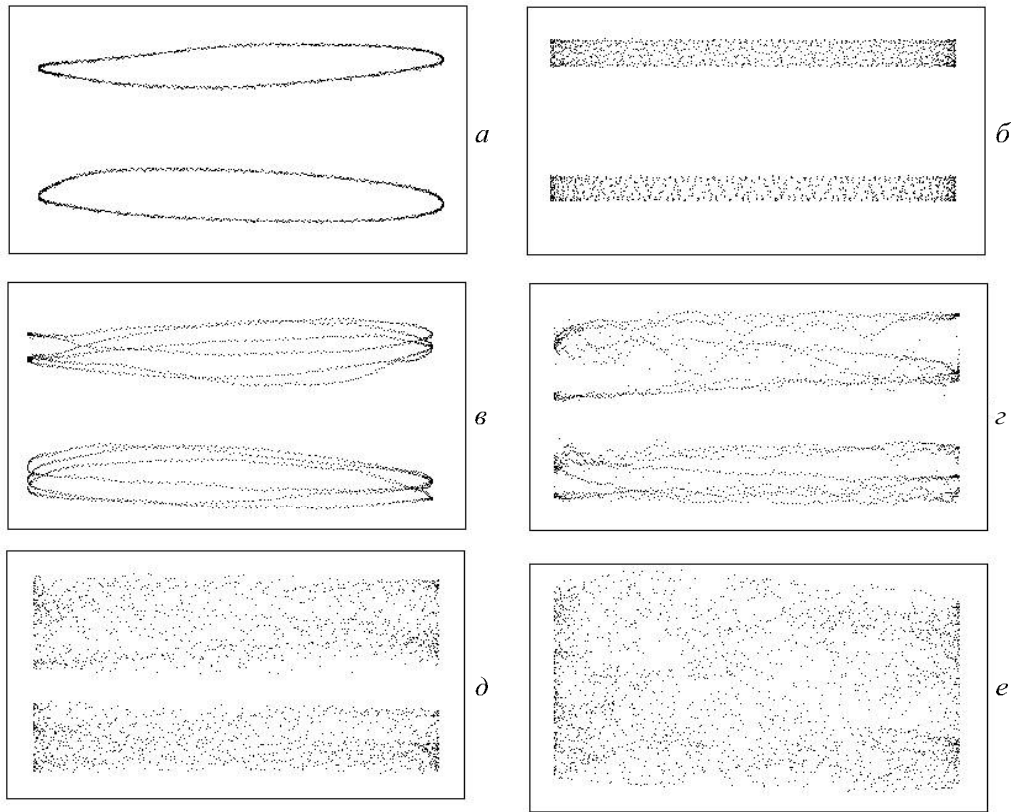


Рис. 5. Аттракторы в сечении Пуанкаре на плоскости  $(A_2 \sin \omega_2 t, i)$ : *a* – удвоенный тор, *б* – трехмерный тор, *в* – двумерный резонансный тор, *г* – странный нехаотический аттрактор, *д*, *е* – хаос

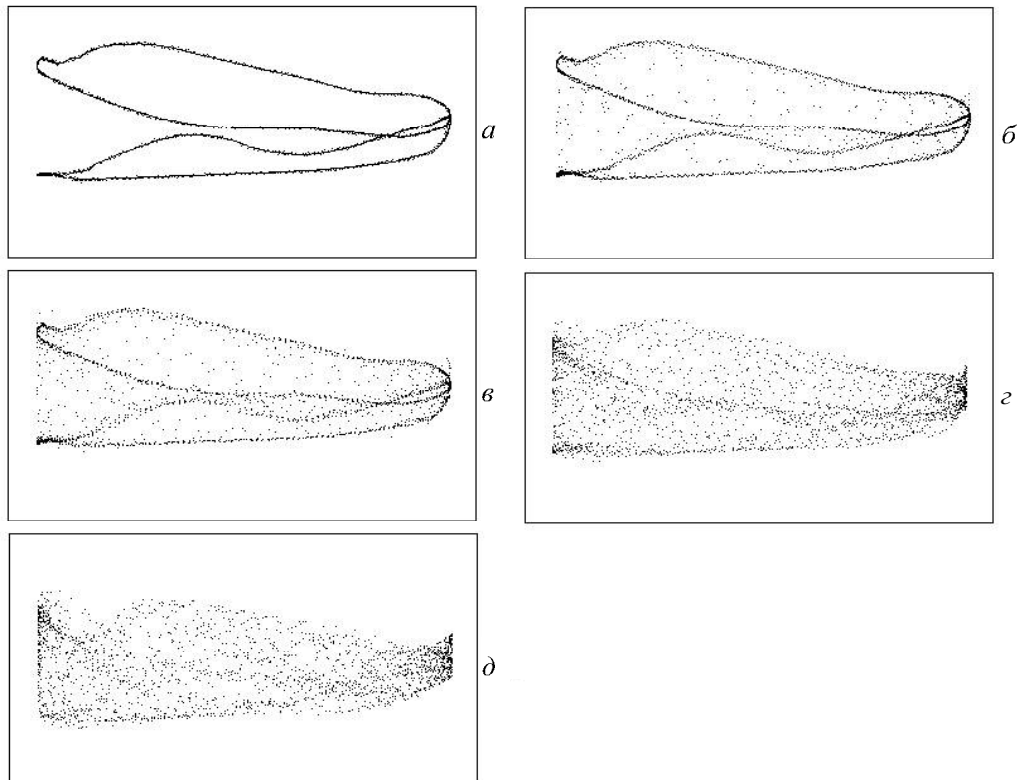


Рис. 6. Аттракторы в сечении Пуанкаре на плоскости  $(A_2 \sin \omega_2 t, i)$



Наблюдаемая последовательность бифуркационных переходов на плоскости параметров  $A_1-A_2$  вдоль линии 1–2 имеет место и при движении вдоль линии 5–6 (см. рис. 4). Односвязный тор (рис. 7, а) с увеличением параметра  $A_2$  претерпевает удвоение (рис. 7, б). С дальнейшим ростом  $A_2$  наблюдается рождение трехмерного тора (рис. 7, в), при этом в двумерном стробоскопическом сечении наблюдается замкнутая кривая. Переход к хаосу от трехмерного тора – вопрос малоизученный, в данном контексте приводятся лишь результаты наблюдений без обсуждения особенностей перехода к хаосу. В области существования трехмерного тора имеют место области синхронизации к двумерным тора

(рис. 7, з) и рождение странного нехаотического аттрактора (рис. 7, д). Процесс синхронизации к двумерному тору при наблюдении стробоскопических сечений напоминает синхронизацию двумерного тора к резонансному циклу: в сечении фазового пространства происходит сгущение траекторий, а затем при некоторых пороговых значениях параметров происходит переход к двумерному тору. Переход к хаосу (рис. 7, е) в этой области происходит как через разрушение резонансных двумерных торов, так и через разрушение трехмерного тора, однако детально отследить в эксперименте границу перехода к хаосу не представляется возможным, поэтому на рис. 4 она обозначена сплошной линией.

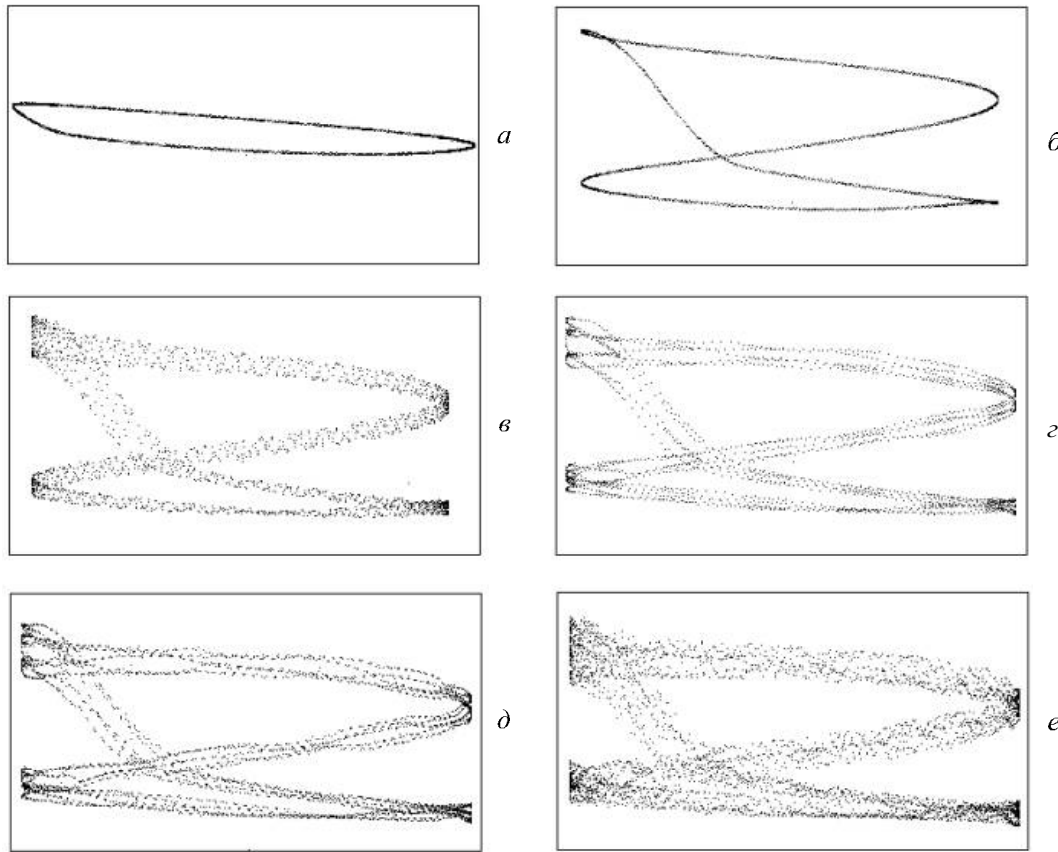


Рис. 7. Аттракторы в сечении Пуанкаре на плоскости  $(A_2 \sin \omega_2 t, i)$ : а – тор, б – удвоенный тор, в – трехмерный тор, з – двумерный резонансный тор, д – странный нехаотический аттрактор, е – хаос

### Заключение

В общем случае для неавтономных пассивных систем можно выделить два типа динамических переменных – отражающих состояние системы и характеризующих фазу воздействия. В качестве примера можно рассмотреть модель неавтономной динамической системы в виде

системы дифференциальных уравнений:

$$\frac{dx_i}{dt} = f(x_1, x_2, \dots, x_i) + \sum_{j=1}^n A_j \sin(\omega_j t + \psi_j), \quad (1)$$

где  $A_j$  – амплитуда,  $\omega_j$  – частота, а  $\psi_j$  – начальная фаза  $j$  компоненты внешнего воздействия. Представляя фазу как  $\omega_j t + \psi_j = \varphi_j$  и полагая, что  $d\varphi_j/dt = \omega_j$ , систему (1) можно переписать в виде



$$\begin{cases} \frac{dx_i}{dt} = f(x_1, x_2, \dots, x_i) + \sum_{j=1}^n A_j \sin \varphi_j \\ \frac{d\varphi_j}{dt} = \omega_j \end{cases}$$

Здесь  $x_i$  – собственно динамические переменные (где  $i = 1, 2, 3, 4, \dots$ ), а  $\varphi_j$  – фазовые переменные (где  $j = 1, 2, 3, 4, \dots$ ). При иррациональном соотношении частот воздействия  $\omega_j$  динамика неавтономных систем инвариантна по отношению к фазе  $\psi_j$  или разности фаз гармонических составляющих воздействия. Задание рационального соотношения частот воздействия приводит к нарушению инвариантности динамики системы по отношению к фазам  $\psi_j$  или разностям фаз воздействия. Как следствие, возникают следующие вопросы: каковы последствия такого изменения, какова динамика системы, ее аттракторы, сценарии перехода к хаосу, структура пространства управляющих параметров, влияние и роль свойств симметрии и типов связи, характер и эволюция границ бассейнов притяжения?

Таким образом, полученные результаты, а также известные данные [19, 24, 25] позволяют сделать вывод, что типичными в связанных нелинейных осцилляторах с иррациональным соотношением частот воздействия являются сценарии перехода к хаосу через рождение странного нехаотического аттрактора, через разрушение трехмерного тора и через режим перемежаемости тор – хаос. Нарушение инвариантности к фазе или разности фаз воздействия приводит к формированию множества мультистабильных режимов колебаний, для которых применима следующая классификация: в пределе малой амплитуды дополнительного воздействия каждый цикл периода  $N$  может быть реализован  $N$  способами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 11-02-91334 и 11-02-00599).

### Список литературы

1. Holmes P. A nonlinear oscillator with strange attractor // *Phylos. Trans.* 1979. Vol. 292. P. 419–448.
2. Sato S., Sano M., Sawada Y. Universal scaling property in bifurcation structure of Duffing's and generalized Duffing's equation // *Phys. Rev. A.* 1983. Vol. 28, № 3. P. 1654–1658.
3. Parlitz U., Lauterborn W. Superstructure in bifurcation set of the Duffing's equation // *Phys. Lett.* 1985. Vol. 107A, № 8. P. 351–355.
4. Englisch V., Lauterborn W. Regular window structure of a double-well Duffing's oscillator // *Phys. Rev. A.* 1991. Vol. 44, № 2. P. 916–924.
5. Kurz Th., Lauterborn W. Bifurcation structure of the Toda oscillator // *Phys. Rev. A.* 1988. Vol. 37, № 3. P. 1029–1031.
6. Heady J., Yuan J. M. Dynamics of an impulsively driven Morse oscillator // *Phys. Rev. A.* 1990. Vol. 41, № 2. P. 571–581.
7. Scheffczyk C., Parlitz U., Kurz T., Knop W., Lauterborn W. Comparison of bifurcation structures of driven dissipative nonlinear oscillators // *Phys. Rev. A.* 1991. Vol. 43, № 12. P. 6495–6502.
8. Ito A. Successive subharmonic bifurcations and chaos in nonlinear Mathieu equation // *Prog. Theor. Phys.* 1979. Vol. 61, № 3. P. 815–824.
9. Leven R. W., Pompe B., Wilke C., Koch B. P. Experiments on periodic and chaotic motions of parametrically forced pendulum // *Physica.* 1985. Vol. 16D, № 3. P. 371–384.
10. McLaughlin J. B. Period doubling bifurcations and chaotic motion for parametrically forced pendulum // *J. Stat. Phys.* 1981. Vol. 24, № 2. P. 375–378.
11. Grebogi C., Ott E., Pelican S., Yorke J. Strange attractor that are not chaotic // *Physica.* 1984. Vol. 13D. P. 261.
12. Kuznetsov S., Pikovsky A., Feudel U. Birth of a strange nonchaotic attractor: Renormalization group analysis // *Phys. Rev. E.* 1995. Vol. 51. P. R1629.
13. Bezruchko B. P., Kuznetsov S. P., Seleznev Ye. P. Experimental observation of dynamics near the torus-doubling terminal critical point // *Phys. Rev. E.* 2000. Vol. 62, № 6. P. 7828–7830.
14. Безручко Б. П., Кузнецов С. П., Пиковский А. С., Фойдель У., Селезнев Е. П. О динамике нелинейных систем под внешним квазипериодическим воздействием вблизи точки окончания линии бифуркации удвоения тора // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 1997. Т. 5, № 6. С. 3–20.
15. Захаревич А. М., Селезнев Е. П. Динамика нелинейного осциллятора при квазипериодическом воздействии // *Письма в ЖТФ.* 2005. Т. 31, вып. 17. С. 13–18.
16. Селезнев Е. П., Захаревич А. М. Структура пространства управляющих параметров нелинейного осциллятора при квазипериодическом воздействии // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 2009. Т. 17, № 6. С. 17–35.
17. Toda M. Теория нелинейных решёток. М.: Мир, 1984. 264 с.
18. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
19. Кузнецов С. П. Динамический хаос. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Физматлит, 2006. С. 355.
20. Buskirk R., Jeffries C. Observation of chaotic dynamics of coupled nonlinear oscillators // *Phys. Rev. A.* 1985. Vol. 31, № 5. P. 3332–3357.
21. Kunick A., Steeb W.-H. Coupled chaotic oscillators // *J. Phys. Soc. Jap.* 1985. Vol. 54, № 4. P. 1220–1223.





22. Miles J. Resonantly forced motion of two quadratically coupled oscillators // *Physica*. 1984. Vol. 135D. P. 257–260.
23. Aronson D. G., Doedel E. J., Othmer H. G. An analytical and numerical study of bifurcations in linearly-coupled oscillators // *Physica*. 1987. Vol. 25D. P. 20–104.
24. Астахов В. В., Безручко Б. П., Кузнецов С. П., Селезнёв Е. П. Особенности возникновения квазипериодических движений в системе диссипативно связанных нелинейных осцилляторов под внешним периодическим воздействием // *Письма в ЖТФ*. 1988. Т. 14, вып. 1. С. 37–41.
25. Астахов В. В., Безручко Б. П., Ерастова Е. Н., Селезнёв Е. П. Виды колебаний и их эволюция в диссипативно связанных фейгенбаумовских системах // *ЖТФ*. 1990. Т. 60, вып. 10. С. 19–26.

УДК 616.516-085.831

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАЗНЫХ ВИДОВ ФОТОТЕРАПИИ У БОЛЬНЫХ КРАСНЫМ ПЛОСКИМ ЛИШАЕМ

Н. А. Слесаренко, Е. М. Решетникова, М. А. Резникова

Саратовский государственный медицинский университет им. В. И. Разумовского  
E-mail: naslesar@mail.ru



Представлено клинико-иммунологическое исследование 26 больных с диссеминированными формами красного плоского лишая (КПЛ) (с типичными проявлениями на коже и слизистых оболочках). Было выявлено, что для КПЛ характерно появление в крови повышенного количества лимфоцитов с активированным ядерным хроматином, что свидетельствует об интенсивной клеточной иммунной реакции. Проведена сравнительная оценка клинической эффективности и влияния на иммунный ответ двух методов фототерапии (фотохимиотерапия (ПУВА) и узкополосная средневолновая терапия (УФБ 311 нм)).

**Ключевые слова:** красный плоский лишай, иммунные нарушения, фототерапия.

### Comparative Analysis of Different Types of Phototherapy in Patients with Lichen Planus

N. A. Slesarenko, E. M. Reshetnikova, M. A. Reznikova

Presents clinical-immunological study of 26 patients with lichen planus (LP) (typical manifestations on the skin and mucous membranes). It was found that for the LP characterized by the appearance of the blood of an increased number of lymphocytes with active nuclear chromatin, which testifies to the intensive cellular immune response. Comparative evaluation of clinical effectiveness and impact on the immune response of the two methods of phototherapy (photochemotherapy (PUVA) and narrow-band UVB - therapy (UV-B 311nm)).

**Key words:** lichen planus, immunological abnormalities, phototherapy.

Красный плоский лишай (КПЛ) – хроническое воспалительное заболевание, проявляющееся поражением кожи, слизистых оболочек полости рта, половых органов и ониходистрофией. Доля дерматоза среди кожных заболеваний составляет от 1.5 до 2.5% и до 50–70% – среди

заболеваний полости рта. Встречается у 0.1–2% населения, чаще у женщин в возрасте от 40 до 65 лет (1–3). Согласно сообщениям отечественных авторов, в последние годы увеличилась частота рецидивирования этого заболевания, отмечается рост числа больных, страдающих атипичными формами КПЛ. Описаны элементы КПЛ на слизистой кишечника, мочевого пузыря, эндометрия. Имеются данные, свидетельствующие об идентичности неспецифического язвенного колита и эрозивно-язвенной формы КПЛ [4]. Описано злокачественное перерождение КПЛ, что послужило поводом для причисления его к преинвазивным заболеваниям с частотой малигнизации от 6 до 16% [5, 6]. Почти у 90% больных с пересаженными органами в момент отторжения трансплантата могут появляться высыпания КПЛ [7]. В связи с этим заболевание привлекает к себе внимание не только дерматологов и стоматологов, но и иммунологов, терапевтов, трансплантологов, онкологов.

По современным представлениям, КПЛ является специфическим типом клеточно-опосредуемой реактивности кожи и слизистой оболочки к ряду определенных антигенов (вирусы, лекарственные препараты, собственные метаболиты, абберантные клетки и другие), при которой в результате иммунных нарушений осуществляется агрессия Th1-лимфоцитов по отношению к клеткам базального слоя эпидермиса с образованием дегенеративно-измененных кератиноцитов.