01

ВИДЫ КОЛЕБАНИЙ И ИХ ЭВОЛЮЦИЯ В ДИССИПАТИВНО СВЯЗАННЫХ ФЕЙГЕНБАУМОВСКИХ СИСТЕМАХ

В. В. Астахов, Б. П. Безручко, Е. Н. Ерастова, Е. П. Селезнев

Экспериментально и численно на примерах нелинейных осцилляторов и рекуррентных уравнений исследуются две диссипативно связанные динамические системы, каждая из которых с изменением параметра демонстрирует переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода колебаний. Показано, что все возможные движения в этой универсальной модели при наличии дискретной симметрии по отношению к временно́му сдвигу могут быть представлены с помощью классификации, использующей в качестве основного отличительного признака сдвиг фазы колебаний подсистем. Описана эволюция регулярных и хаотических решений в пространстве параметров, дано толкование квазипериодических колебаний, рассмотрено влияние неидентичности подсистем и явление мультистабильности.

1. Формирование обобщающих представлений о нелинейных явлениях, без которых проблематично и понимание процессов в конкретных нелинейных системах, требует выделения и изучения эталонных объектов с универсальным поведением. К их числу, в частности, относятся системы, демонстрирующие с изменением управляющего параметра переход к хаосу в соответствии с закономерностями Фейгенбаума [1, 2] через последовательность [3] движений с удваивающимся периодом (фейгенбаумовские). В работе исследуется поведение более сложного объекта (двух диссипативно связанных фейгенбаумовских систем), который демонстрирует различные пути перехода к хаосу, включая и разрушение тора [4], что позволяет рассматривать его как отдельную универсальную нелинейную модель. Рассмотрение ограничено системами с дискретной симметрией относительно временно́го сдвига: экспериментально исследуются связанные нелинейные осцилляторы, возбуждаемые периодической силой, а численно — квадратичные точечные отображения. Объединенные в единую систему, две такие фейгенбаумовские системы (назовем их подсистемами) могут колебаться только с дискретными значениями сдвига во времени относительно друг друга. На основе этого свойства проведена классификация всех возможных регулярных и хаотических движений в связанной системе, описана их эволюция в пространстве параметров, дано толкование режима квазипериодических колебаний. Кроме того, исследованы влияние неидентичности подсистем и структура бассейнов притяжения мультистабильных состояний.

2. Экспериментальная система представляла собой два радиотехнических колебательных контура с варакторными диодами, которые использовались в области параметров, где их поведение в отсутствие связи хорошо описывается закономерностями Фейгенбаума [5, 6]. Подсистемы синфазно возбуждались гармоническими сигналами одинаковой частоты f и амплитуды V. Взаимная диссипативная связь осуществлялась с помощью резистора с регулируемым сопротивлением R, включенным между идентичными точками контуров. Динамика связанной системы исследовалась в зависимости от V и коэффициента связи $K=1/R$ при фиксированных значениях других параметров. Частота внешнего воздействия была близка частоте линейного резонанса одиночного контура. Полная идентичность подсистем в эксперименте невозможна, поэтому кроме подбора элементов с близкими параметрами при необходимости производилась подстройка уровня диссипации в одном из контуров. Критерием идентичности

служила близость временных реализаций и бифуркационных значений V в первом и втором контурах в отсутствие связи. Например, после подстройки критических значений V_c, соответствующих переходу к хаосу через последовательность удвоений периода колебаний, бифуркационные значения параметра, при которых появляются субгармоники $f/8$, отличались для подсистем не более чем на 2 %. В экспериментах регистрировались временные реализации $x(t)$ и $y(t)$ колебаний в подсистемах (переменные составляющие напряжений на варакторах) и на элементе связи $x(t)-y(t)$, спектры мощности, фазовые соотношения между гармониками в спектре, проекции фазовых портретов и стробоскопические сечения.

Картину сложной динамики связанной системы можно упорядоченно представить, положив в основу классификации колебательных режимов величину временного сдвига Δt между колебаниями идентичных подсистем. Например, колебания периода $2^n T_0$, где $T_0=1/f$ — период внешнего воздействия, $n=0, 1, 2, \ldots$, могут быть реализованы 2^n способами, отличающимися значением $\Delta t = mT_0$, где $m=0, 1, 2, \ldots, 2^n-1$; для $K=0$ это очевидно, а для конечной связи и при наличии неидентичности подсистем рассмотрим далее. Колебательные режимы с фиксированным $\Delta t = mT_0$ будем в дальнейшем называть видом колебаний номера m, введя этот индекс в условное обозначение: $2^n T^m$ — колебания периода $2^n T_0$ вида m, $2^n B^m$ — хаотические колебания на 2^n-ленточном странном аттракторе (СА) на базе вида m. Режимы с $m=0$, для которых $x(t)-y(t)=0$, а проекция фазового портрета на плоскость (x, y) близка к биссектрисе, классифицировались как синфазные, другие колебательные режимы с $m \neq 0$ — как несинфазные. Примеры всех возможных видов колебаний периода $4T_0$ приведены на рис. 1. При малой, но конечной величине связи в эксперименте удавалось наблюдать все ожидаемые виды колебаний вплоть до периодов $16T_0$ (это ограничение определяется возможностями установки, а не принципиально).

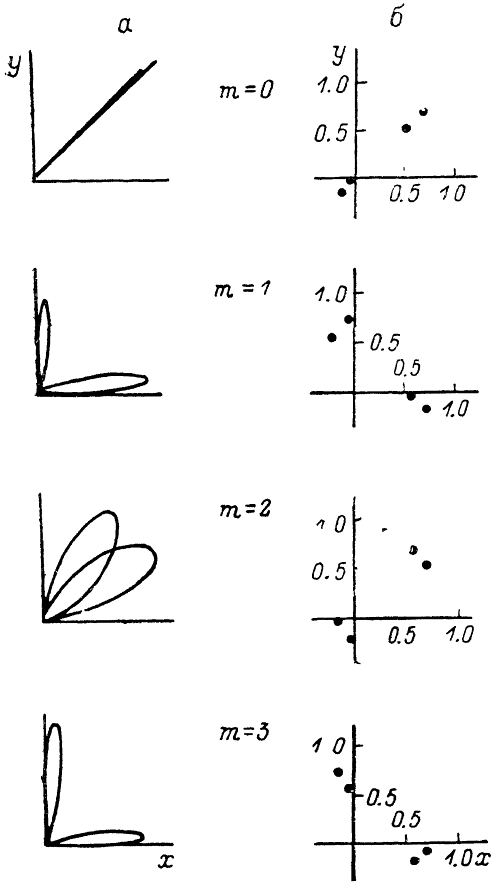

Рис. 1. Фазовые портреты видов колебаний периода 4 связанной системы.

а — система периодически возбуждаемых осцилляторов, *б* — система точечных отображений (1).

Каждый из выделенных колебательных режимов занимает в пространстве параметров системы области, совокупности которых удобно представить на отдельных листах плоскости $V-K$ (рис. 2, *а*, *б*). Так, лист A соответствует синфазным регулярным и хаотическим режимам, на нем эволюционирует вид $m=0$. Здесь с ростом амплитуды внешнего воздействия наблюдается последовательность бифуркаций удвоения периода, завершающаяся на линии l^c возникновением синфазного хаоса (подсистемы колеблются хаотически, но практически одинаково [7]). В закритической области параметров ($V > V_c$) на этом листе синфазный хаос эволюционирует в соответствии с закономерностями фейгенбаумовского странного аттрактора. Области хаоса на рисунке заштрихованы. При удалении от линии l^c на листе A имеются «окна устойчивости» синфазных регулярных режимов. С уменьшением K в области закритических V на линии l^b происходит разрушение синфазного хаоса: при практически неизменном спектре мощности мягким образом нарастает степень «неидентичности» колебаний подсистем — плавно расширяется линия биссектрисы проекции фазового портрета, увеличивается размах выбросов в реализации $(x—y)$.

Листы, на которых расположены области существования несинфазных колебательных режимов, имеют не только отличную от листа A форму (рис. 2, *б*), но и содержат кроме областей движений с периодом $2^n T_0$ и хаоса области квазипериодики M — движений с периодами T_0 и τ, чего не было в изолированной подсистеме. Более детально структуру пространства параметров для несинфазных режимов и механизмы их возникновения целесообразно обсудить после рассмотрения результатов численного исследования теоретической модели.

3. Численные исследования двух связанных фейгенбаумовских систем проводились на системе уравнений

$$x_{n+1} = \lambda - x_n^2 + k\,(x_n^2 - y_n^2),$$

$$y_{n+1} = \delta \cdot \lambda - y_n^2 + k\,(y_n^2 - x_n^2), \quad (1)$$

где x_n, y_n — динамические переменные, λ — параметр неравновесности, k — параметр связи, δ — параметр неидентичности, n — дискретное время.

Детальный анализ синфазных колебаний в системе (1) при $\delta=1$ проведен в [8]. Хорошее качественное совпадение структуры листа A (рис. 2, *а*) с результатами

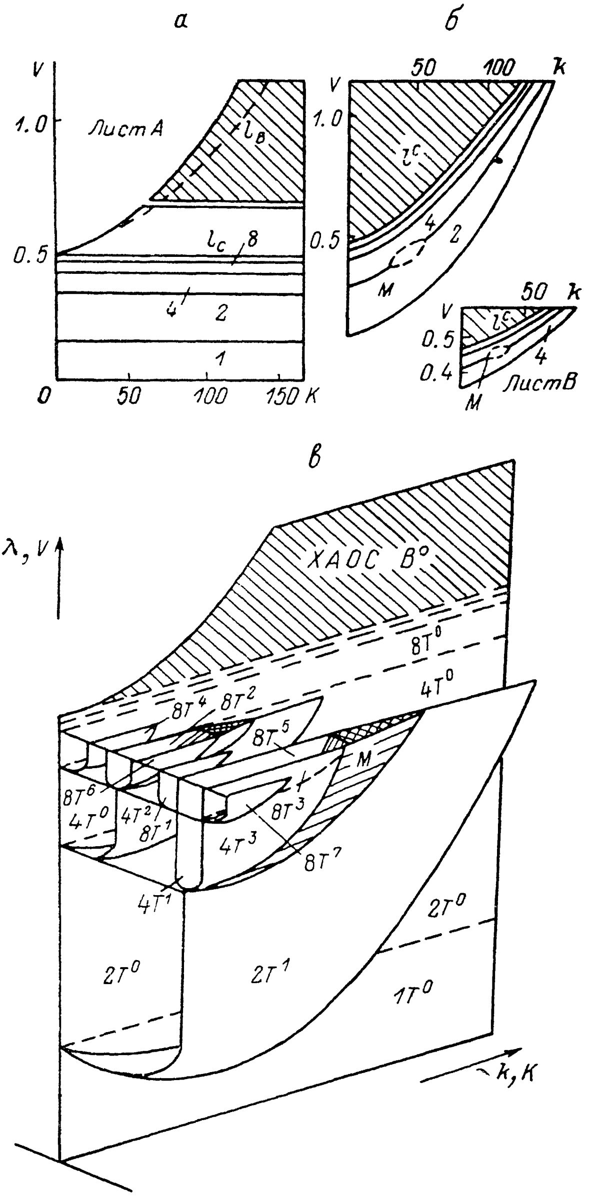

Рис. 2. Структура пространства параметров связанной системы.

а — плоскость $V—K$ для синфазного вида (цифрами обозначен период колебаний в единицах периода внешнего воздействия); *б* — плоскости $V—K$ несинфазных видов экспериментальной системы при наличии неидентичности подсистем; *в* — идеализированная схема, отражающая области существования всех видов колебаний периода 1, 2, 4, 8. M — области квазипериодические.

численного исследования [8] позволяют рассматривать эту систему точечных отображений, имеющую самостоятельное значение, в качестве адекватной модели экспериментальной диссипативно связанной системы, где λ соответствует V, а k — K. В (1) существует множество синфазных и несинфазных колебательных режимов. Характерные виды колебаний одного периода, отличающиеся сдвигом реализаций на m шагов итераций, иллюстрирует рис. 1, *б* на примере колебаний периода 4. Динамику связанной системы отражает эволюционная схема, построенная для (1) при $\delta=1$ и малом фиксированном k (рис. 3). Сплошные линии соответствуют устойчивым режимам, штриховые — неустойчивым. Точками показаны бифуркационные переходы. Символы около линий, как и в разделе 1, означают: 2^nT^m — цикл периода 2^n номера m, 2^nB^m — 2^n-ленточный СА на базе колебаний номера m. Поясним узловые моменты этой схемы. На ней выделены ветви A, $Б$, $В$, $Г$, . . ., объединяющие некоторые совокупности режимов. Ветви начинаются периодическими режимами, а заканчиваются — хаотическими. Ветвь A соответствует эволюции синфазных режимов ($m=0$), отходящие от нее ветви $Б$, $В$, $Г$ — несинфазным режимам ($m \neq 0$).[1]

Значения λ, при которых происходят бифуркации удвоения синфазных циклов в связанной системе, точно совпадают с соответствующими бифуркационными значениями в изолированной подсистеме. На схеме в точках раздвоения

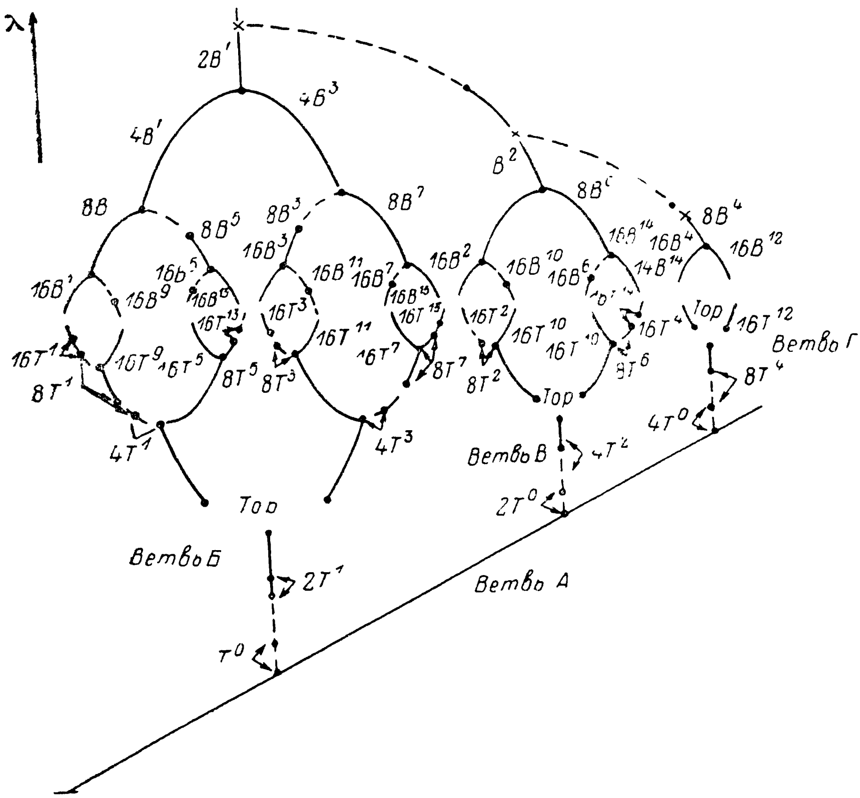

Рис. 3. Эволюционная схема связанной системы при малом коэффициенте связи.

ветви A исходный синфазный цикл теряет устойчивость (один мультипликатор достигает значения —1) и в его окрестности рождается устойчивый синфазный цикл удвоенного периода, продолжающий ветвь. Потерявший устойчивость цикл с увеличением λ еще раз претерпевает бифуркацию удвоения периода (второй мультипликатор достигает —1), и возникает неустойчивый несинфазный цикл удвоенного периода, который в дальнейшем становится устойчивым. В результате каждый синфазный цикл 2^nT^0 порождает с ростом λ пару циклов: синфазный $2^{n+1}T^0$ и несинфазный $2^{n+1}T^{n+1}$. Родившиеся таким образом несинфазные циклы $2T^1$, $4T^2$, $8T^4$, . . . ложатся в основу ветвей $Б$, $В$, $Г$, . . ., где с ростом λ обязательно претерпевают бифуркацию рождения тора. В результате синхронизации движения на торе возникают следующие пары несинфазных циклов: $4T^1$ и $4T^3$ на ветви $Б$, $8T^2$ и $8T^6$ — на $В$, $16T^4$ и $16T^{12}$ — на $Г$. Эти циклы в свою очередь порождают по два цикла аналогично только что рассмотренному случаю с синфазными циклами и случаю с критическими значениями λ, соответствующих образованию фейгенбаумовского СА на базе каждого из

[1] Ветвь $Б$ начинается циклом периода 2 и объединяет виды колебаний с $m=2l-1$, ветвь $В$ начинается циклом периода 4 и объединяет виды с $m=2\,(2l-1)$, ветвь $Г$ — соответственно 8 и $m=4\,(2l-1)$, и т. д., где $l=1, 2, 3, \ldots$. Виды колебаний с положительными номерами m и отрицательными $m-2^n$ тождественны.

циклов ветви. В области хаоса с ростом надкритичности эволюционная схема внешне похожа на схему периодических режимов: пунктирные линии соответствуют непритягивающим множествам, сплошные — странным аттракторам, точка слияния пунктирной и сплошной линий соответствует слиянию лент аттрактора и его объединению с ранее непритягивающим множеством, так что в результате формируется аттрактор, включающий в себя оба отмеченные множества. Каждая из ветвей с ростом λ завершается парой странных аттракторов, у которых n и m совпадают с индексами циклов, возникающих в результате синхронизации движения на торе ($4B^1$ и $4B^3$ на ветви $Б$, $8B^2$ и $8B^6$ — на $В$,. . .). При дальнейшем увеличении надкритичности наблюдается режим перемежаемости хаос—хаос между аттракторами пары. Режим перемежающейся стохастичности плавно сменяется аттрактором 2^nB^m, у которого n и m совпадают с индексами цикла, являющегося началом этой ветви: $2B^1$ на ветви $Б$, $4B^2$ — на ветви $В$, ... Выше отметки (звездочка) соответствующий аттрактор объединяется с аттракторами, которые образуют ветви, расположенные на схеме справа.

4. При нулевом коэффициенте связи колебания идентичных подсистем одинаковы и могут быть лишь сдвинуты относительно друг друга во времени. Наличие конечной связи приводит к появлению различий во временны́х реализациях колебаний даже идентичных подсистем[2] — к нарушению симметрии цикла относительно замены x на y для всех видов колебаний, кроме синфазных 2^nT^0 и родившихся непосредственно из синфазных $2T^1$, $4T^2$, $8T^4$, ... Степень различия увеличивается с ростом связи, но не затрагивает определяющего признака вида колебаний — фиксированного значения временно́го сдвига между колебаниями подсистем (если под этим понимать временно́й интервал, например, между максимумами в реализациях x_n, y_n). Циклы, родившиеся в результате синхронизации движения на торе ($4T^1$—$4T^3$, $8T^2$—$8T^6$, $16T^4$—$16T^{12}$, . . .), образуют зеркально-симметричные пары: замена x на y переводит их друг в друга. Родившиеся из них циклы также образуют зеркально-симметричные пары 2^nT^m—2^nT^{2n-m} при условии идентичности пути эволюции: например, $8T^1$—$8T^7$, $16T^2$—$16T^{14}$, $16T^1$—$16T^{15}$, родившиеся после удвоения потерявших устойчивость циклов, а также $8T^5$—$8T^3$, $16T^{10}$—$16T^6$, появившиеся непосредственно после бифуркации удвоения периода исходного цикла.

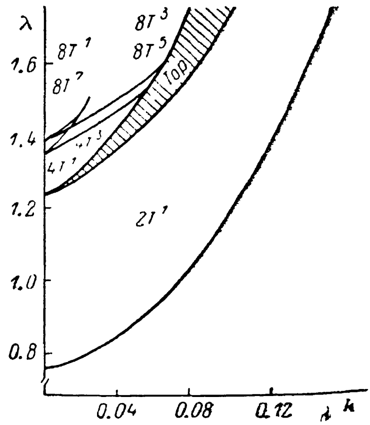

Рис. 4. Области существования несинфазных циклов ветви $Б$ эволюционной схемы на плоскости параметров λ—k.

Введение связи ограничивает сверху по k области существования в пространстве параметров всех несинфазных видов колебаний (на рис. 4 приведено разбиение плоскости параметров λ—k системы (1) на области существования циклов ветви $Б$ эволюционной схемы). Цикл $2T^1$ с увеличением λ претерпевает бифуркацию рождения тора. На линию рождения тора опираются языки синхронизации с различными рациональными числами вращения (на рисунке не показано). Циклы $4T^1$ и $4T^3$ также возникают в результате седло-узловой бифуркации; линии седло-узловых бифуркаций этих циклов совпадают и опираются на линии рождения тора в точке $k=0$, а реализация того или иного цикла зависит от выбора начальных условий. Все другие циклы большего периода возникают на плоскости рис. 4 в результате бифуркаций удвоения периода Структура плоскости параметров рис. 4 типична для всех ветвей несинфазных режимов и показывает, что схема эволюции видов колебаний (рис. 3) с увеличе-

[2] Зафиксировать различия в экспериментальной системе при $k \ll 1$ достаточно сложно из-за их малости.

нием k будет упрощаться, теряя в первую очередь несинфазные колебательные режимы большого периода; при $k=0.5$ на рис. 3 останется только одна ветвь синфазных режимов. Данные выводы подтверждаются и результатами экспериментов (рис. 2, *а*, *б*).

5. Квазипериодические движения в исследуемых системах могут быть истолкованы как взаимная сменяемость («биение») с некоторым характерным периодом τ двух видов колебаний, составляющих зеркально-симметричную пару (рис. 5). В формировании этого движения участвуют виды $4T^1$—$4T^3$, $8T^2$—$8T^6$, $16T^4$—$16T^{12}$, . . ., существующие после разрушения движений на торе как отдельные циклы. Резонансы, которым соответствуют на плоскости параметров известные языки синхронизации, имеют место при рациональном отношении τ/T_0.[3] Значение τ находится в обратной зависимости от величины связи. Спектры квазипериодических колебаний имеют в рассматриваемых си-

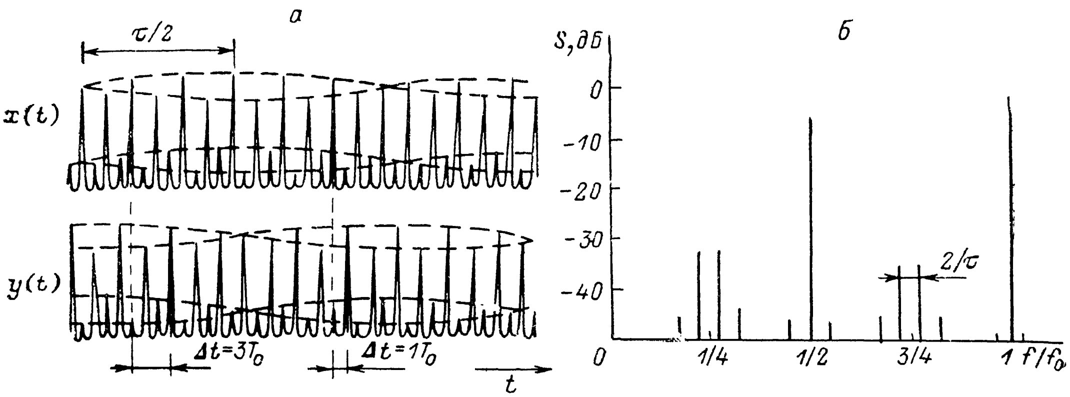

Рис. 5. Временны́е реализации (*а*) и спектр мощности (*б*) квазипериодических колебаний, в которых участвуют виды $4T^1$ и $4T^3$.

Δt — временной сдвиг между колебаниями в подсистемах; закрашены пики, соответствующие соседним максимальным значениям x и y.

стемах характерный вид (рис. 5, *б*) с расщепленной субгармоникой $f/2^n$ [9, 10], что с помощью свойственных радиотехническим системам терминов теории сигналов может быть интерпретировано как результат нелинейной фазовой модуляции соответствующих субгармоник с периодом τ и девиацией фазы, равной π. Основанием для такой интерпретации является противофазность субгармоник $f_0/2^n$ в спектрах колебаний для видов зеркально-симметричной пары, участвующей в формировании квазипериодического движения.

6. Сопоставление результатов экспериментальных исследований, проведенных при подстройке идентичности подсистем при одном значении $V=V_c$, и численного анализа модели (1) при $\delta=1$ обнаруживает определенные различия, которые объясняются неидентичностью подсистем в эксперименте. Так, по результатам эксперимента на листе *Б* плоскости параметров V—K и на других листах, соответствующих несинфазным видам (рис. 2, *б*), квазипериодические колебания существуют лишь в некоторой области M значений параметров вблизи первой линии удвоения периода, причем ордината «центра» области соответствует V_c. В то время как по результатам расчетов на ветви *Б* плоскости параметров λ—k рис. 4 при любых значениях k цикл $2T^1$ с увеличением λ претерпевает бифуркацию рождения тора. Подстройка идентичности контуров во всех точках диапазона значений V делает структуру листов *Б*, *В*, *Г* на рис. 2 схожей с расчетной для (1) при $\delta=1$. В то же время рост степени неидентичности подсистем уменьшает число видов колебаний связанной системы, причем наименее подвержен изменениям и дольше всех существует синфазный вид колебаний. С ростом неидентичности циклы одного периода с различными индексами m, составляющие описанные выше пары, либо становятся схожими по конфи-

[3] Структура областей квазипериодики подробно рассмотрена в [9] на примере несинфазного возбуждения связанных осцилляторов.

гурации и вырождаются в один вид, либо один из циклов исчезает и система жестко переходит на другой цикл пары. Неидентичность может приводить к появлению в пространстве параметров дополнительных областей квазипериодики: например, увеличивая диссипацию в одном из контуров экспериментальной системы (или варьируя значения δ в (1)), можно добиться появления на листе *Б* (ветви *Б*) квазипериодических движений на базе восьмитактных циклов.

7. Обобщая результаты экспериментальных и численных исследований, изложенные в разделах 2—6, для случая идентичных подсистем можно построить наглядную объемную схему областей существования устойчивых колебательных режимов диссипативно связанной системы на плоскости параметров неравновесности и связи λ, $V-k$, K. Рис. 2, *в* отражает фрагменты полной картины, поясняя принцип ее построения: он охватывает все синфазные режимы и регулярные несинфазные режимы периода не более 8. Эволюционная схема рис. 3 получается в результате сечения рис. 2, *в* плоскостью $k=\text{const}$ и показывает принцип склеивания листов при закритических значениях параметров. Количество листов, которые необходимо ввести в картину для описания сложной динамики системы, зависит от степени детализации в теории и уровня шумов в эксперименте.

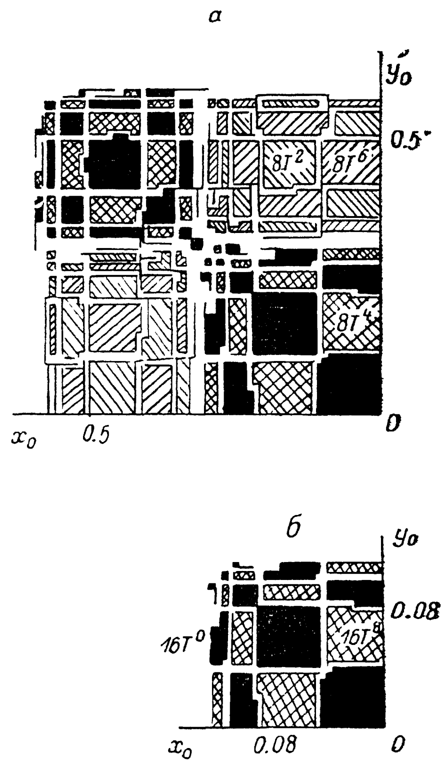

Рис. 6. Бассейны притяжения различных видов колебаний для значений параметров и масштабов изображения, измененных в соответствии с универсальными постоянными.

а — $\lambda=1.39834$, $k=0.003$; закрашены области притяжения $16T^0$, заштрихованы — $16T^8$; *б* — $\lambda=1.388$, $k=0.006$; закрашены области притяжения $8\,T^0$, двойная штриховка — $8T^4$, левая — $8T^2$, правая $8T^6$.

8. Из рис. 2, *в* видно, что при фиксированных значениях параметров в фазовом пространстве рассматриваемой связанной системы могут одновременно существовать несколько аттракторов, т. е. система обладает мультистабильностью. Реализация того или иного режима при заданных параметрах определяется начальными условиями x_0, y_0. Остановимся на основных закономерностях в разбиении плоскости (x_0, y_0) на области притяжения различных режимов, опираясь на схему рис. 3 и результаты расчетов, проведенных для (1) при $\delta=1$. При $0<\lambda<0.75$ в системе существует единственный устойчивый цикл $1T^0$. Области притяжения родившейся из него пары $2T^0$ и $2T^1$ образуют конфигурацию, которая универсальна и с изменением параметров проявляет масштабно-инвариантные свойства с коэффициентами подобия по $\lambda \to 4.6612$ и по $k \to 2.0$ [7]. На рис. 6, *б* эта универсальная конфигурация (назовем ее «блоком») иллюстрируется на примере пары видов $16T^0$ и $16T^8$. Площадь структурных элементов «блока» максимальна в его центре. При удалении от центра чередования областей притяжения различных циклов пары сопровождается уменьшением их размеров. Последовательное увеличение уровня разрешения показало отсутствие ограничений на степень дробления областей (просчитывались варианты с уровнем разрешения Δx, $\Delta y=0.00025$). Пары видов колебаний, родившихся из синфазных циклов, образуют на плоскости x_0, y_0 «блоки», полностью симметричные относительно диагоналей $x_0=y_0$ (области $8T^0$, $8T^4$ на рис. 6, *а*). Пары, родившиеся из несинфазного вида, образуют «блоки», симметричные относительно диагоналей лишь при взаимной смене номеров видов (см. рис. 6, *б* области $8T^2$, $8T^6$). С увеличением управляющего параметра растет количество устойчивых видов колебаний и последовательно усложняется структура раз-

биения плоскости начальных условий на бассейны их притяжения. Это наглядно иллюстрирует рис. 6, где рядом с фрагментом плоскости (x_0, y_0) для значений λ и k, соответствующих существованию цикла периода $8T_0$, приведены рассчитанные в соответствии с коэффициентом подобия и построенные при увеличении масштаба в 2.5 раза конфигурации бассейнов притяжения циклов $16T^8$ и $16T^0$, на который «распалась» ближайшая к точке $x_0=0$, $y_0=0$ область притяжения цикла $8T^0$. Бассейны притяжения сложных движений (квазипериодических и хаотических) объединяют бассейны, ранее (при меньших λ) соответствовавшие видам колебаний, формирующих это движение.

9. Предложенная основа классификации колебательных режимов в двух связанных фейгенбаумовских системах по всей видимости справедлива не только для синфазного возбуждения подсистем при диссипативной связи между ними, а также при других видах связи. Это подтверждается результатами физического эксперимента со связанными контурами (раздел 2) при сдвиге фаз между гармоническими сигналами возбуждения, равном π [9], а также экспериментами при замене резистивной связи на емкостную.

Хорошее качественное совпадение результатов численных исследований системы (1) и физического эксперимента с присущим ему конечным уровнем флуктуаций и ограничениями на идентичность связанных объектов говорят о грубости построенной картины, а качественное совпадение поведения двух исследованных систем позволяет обобщить полученные результаты на весь класс диссипативно связанных фейгенбаумовских систем с дискретной симметрией относительно временно́го сдвига. В предложенные схемы, в частности, вписываются результаты исследований отображений с отличным от (1) видом связи, представленные в [11].

Выражаем признательность С. П. и А. П. Кузнецовым за полезное обсуждение работы.

Список литературы

[1] *Feigenbaum M.* // J. Stat. Phys. 1978. Vol. 19. N 1. P. 669—706.
[2] *Фейгенбаум М.* // УФН. 1983. Т. 141. № 2. С. 343—374.
[3] *Шарковский А. Н.* // УМЖ. 1964. Т. 16. № 1. С. 61—71.
[4] *Yuan J.-H.*, *Tung M.*, *Feng D. H.* et al. // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 28. N 3. P. 1662—1666.
[5] *Linsay P. S.* // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. N 19. P. 1349—1352.
[6] *Астахов В. В.*, *Безручко Б. П.*, *Селезнев Е. П.* // РиЭ. 1987. Т. 32. № 12. С. 2558—2566.
[7] *Афраймович В. С.*, *Веричев Н. Н.*, *Рабинович М. И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 9. С. 1050—1060.
[8] *Кузнецов С. П.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 8. С. 991—1007.
[9] *Астахов В. В.*, *Безручко Б. П.*, *Кузнецов С. П.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 14. Вып. 1. С. 37—41.
[10] *Buskirk R.*, *Jeffries C.* // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 31, N 5. P. 3332—3357.
[11] *Gu Y.*, *Tung M.*, *Yuan J.-M.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. N 9. P. 701—704.

Институт радиотехники и электроники АН СССР Саратовский филиал

Поступило в Редакцию 19 сентября 1989 г.