



ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В ДВУХРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОННЫХ АВТОГЕНЕРАТОРАХ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В. В. Афанасьева, А. Г. Лазерсон

Изложены результаты исследования хаотической динамики некоторых электронных СВЧ генераторов: двухрезонаторного клистронного генератора с запаздывающей обратной связью (ЗОС), двухрезонаторного гироклистрона и связанных клистронов с ЗОС. Построена приближенная нелинейная нестационарная теория двухрезонаторного клистрона (гироклистрона) с ЗОС. Показано, что в двухрезонаторном клистроне (гироклистроне) с ЗОС в широкой области параметров существуют хаотические автоколебания. Переходы к хаосу происходят по сценарию, типичному для симметричных систем: пара асимметричных предельных циклов (ПЦ) вместо удвоения периода сливается с возникающим в фазовом пространстве (ФП) метастабильным хаотическим множеством, в результате чего в ФП системы рождается симметричный СА, отличающийся от фейгенбаумовского спектральными и статистическими характеристиками. Более одной-двух бифуркаций удвоения и рождения асимметричного фейгенбаумовского СА не наблюдается. С ростом параметра обратной связи m в ФП системы последовательно появляются новые симметричные ПЦ. Переходы к хаосу от циклов аналогичны описанному выше. Области существования различных симметричных СА найдены для различных времен задержки. При больших значениях параметра обратной связи m симметричные СА связываются, образуя единое протяженное хаотическое множество большой размерности. Фазовая траектория блуждает по парциальным аттракторам, последовательно переходя с одного на другой или совершая скачки. Спектр такого хаотического процесса имеет вид $1/f$. Показано, что КПД клистронного генератора достигает максимального значения в окрестности бифуркационных значений управляющего параметра, а в режимах хаотической генерации может превышать значения, характерные для режима одночастотной генерации. Обнаружен эффект расширения полосы генератора, обусловленный динамической электронной нагрузкой пучка в режиме хаотических колебаний.

Введение

Усиливающийся интерес к приложениям идей и методов теории динамических систем в СВЧ электронике и, вместе с тем, широкие возможности для проявления эффектов динамического хаоса (ДХ) в электронных СВЧ приборах побуждают исследователей заново взглянуть на различные классы СВЧ приборов, в первую очередь, с точки зрения возможности построения мощных широкополосных генераторов СВЧ шума. В этой связи представляет интерес рассмотреть сложную динамику колебаний, возникающих в прелетных клистропах с внешней запаздывающей обратной связью (ЗОС), построенных по типу

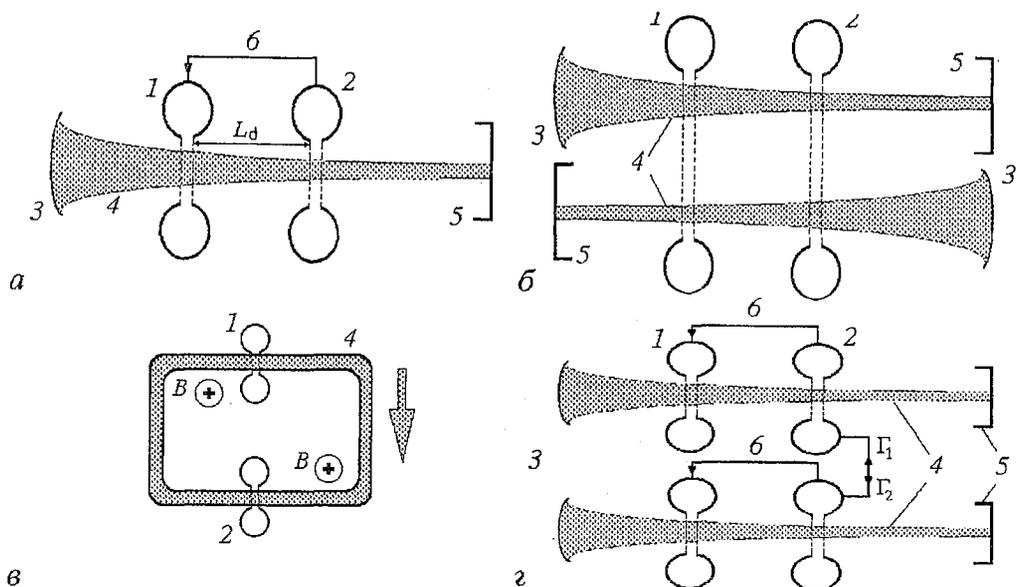


Рис. 1. Различные схемы клистронов с ЗОС: *а* - двухрезонаторный клистрон с ЗОС; *б* - двухрезонаторный двухлучевой клистрон; *в* - двухрезонаторный клистрон с кольцевым пучком; *г* - система связанных двухрезонаторных клистронов с ЗОС. 1,2 - резонаторы, 3 - электронная пушка, 4 - электронный пучок, 5 - коллектор, 6 - линия обратной связи резонаторов

«шумотрона» (см., например, [1]). Следует отметить, что, в отличие от ламп бегущей волны (ЛБВ) с ЗОС, подобные радиотехнические схемы с клистроном (рис. 1) никогда не исследовались, по-видимому, из-за достаточно узкой рабочей полосы клистронов по сравнению с ЛБВ. Однако, если речь идет об относительной ширине полосы порядка нескольких процентов, то простота конструкций автогенераторов, представленных на рис. 1, вкуче с достаточно высоким КПД клистронов, делает их весьма привлекательными.

В настоящей работе анализируются сложная динамика клистронных генераторов с ЗОС и систем связанных автогенераторов, определены области параметров регулярной и хаотической динамики, найдены типы переходов к хаосу и взаимодействия аттракторов, приводящие к развитым хаотическим режимам, а также определены энергетические и спектральные характеристики генераторов в различных режимах колебаний.

1. Рассматриваемые системы и основные уравнения

1.1. Двухрезонаторный клистрон с ЗОС (см. рис. 1, *а*). Выведем сначала уравнения, описывающие динамику двухрезонаторного клистронов. При выводе будем использовать кинематическое приближение для электронного потока (пренебрегаем влиянием сил пространственного заряда). Движение электронов считаем одномерным, а длины зазоров резонаторов d_i много меньшими длины волны, так что ВЧ поле в зазорах можно считать однородным и можно пренебречь группировкой электронов в зазорах.

В режиме монохроматических колебаний комплексная амплитуда ВЧ поля в зазоре $E(z, t) = \text{Re}\{E^\wedge \exp(-i\omega t + \phi)\}$, где $E^\wedge - \text{const}$. В рамках нестационарной модели $E^\wedge = E^\wedge(t)$ - медленно меняющаяся по сравнению с экспонентой функция, соответствующая узкополосному нестационарному процессу.

В зазоре входного ($i = 1$) резонатора происходит модуляция скорости электронов ВЧ полем, в результате чего на выходе из 1-го резонатора имеем (см., например, [2]):

$$v(t) = v_0 \{1 + \xi_1(t) M \cos(\omega t + \phi_0/2 + \Phi)\} \quad (1)$$

Здесь $\xi_1(t) = U_1(t)/(2U_0)$ - безразмерное ВЧ напряжение на 1-ом зазоре, $U_1(t) = E_1^{\wedge}(t) \cdot d_1$, U_0 - постоянное напряжение, $M = \sin(\phi_0/2)/(\phi_0/2)$ - параметр эффективности модуляции, ϕ_0 - невозмущенный угол пролета в зазоре.

В пространстве дрейфа ($d_1 \leq z \leq d_1 + L_d$) происходит группировка пучка. Вычисляя стандартным способом амплитуду первой гармоники сгруппированного тока с учетом медленности изменения $\xi_1(t)$, имеем

$$i_1^{\wedge}(t) = 2 I_0 J_1[X(t)], \quad (2)$$

где I_0 - постоянный ток пучка, $X = \xi_d \theta M$, $\theta_d = \omega L_d / v_0$ - пролетный угол в пространстве дрейфа, J_1 - функция Бесселя первого порядка.

В выходном резонаторе ($i=2$) сгруппированный ток $i^{\wedge}(t)$ (индекс, соответствующий номеру гармоники, отбрасываем) возбуждает ВЧ поле в полосе частот вблизи комплексной резонансной частоты $\omega_2 = \omega_2' - i\omega_2''$ выходного резонатора. Комплексная амплитуда ВЧ напряжения $U_2(t)$ находится из уравнения возбуждения выходного резонатора [2], которое имеет вид

$$dU_2/dt - i(\omega - \omega_2)U_2 = i^{\wedge}(t)\omega_2''\rho_2, \quad (3)$$

где ρ_2 - усредненное по поперечному сечению пучка волновое сопротивление выходного резонатора. Вводя безразмерные переменные выходного напряжения $\xi_2(t) = U_2(t)/2U_0$, затухания $\alpha_2 = 1/2Q_2$, где Q_2 - добротность выходного резонатора, и времени $\tau = \omega_2' t$, получим из уравнения (3)

$$\dot{\xi}_2 + \alpha_2 \xi_2 = 2\alpha_2 \varepsilon_2 J_1[\xi_1(t) M \theta_0], \quad (4)$$

где $\varepsilon_2 = I_0 \rho_2 / 2U_0$ - аналог параметра Пирса для резонатора.

Уравнение (4) описывает усиление нестационарного сигнала в двухрезонаторном клистронном усилителе. Чтобы получить уравнения, описывающие автогенератор, необходимо задать связь между полями выходного ξ_2 и входного ξ_1 резонаторов, обусловленную цепью ЗОС. С этой целью запишем уравнение возбуждения входного резонатора полем E_2^{\wedge} , поступающем из выходного резонатора в следующем виде:

$$dE_1^{\wedge}/dt + \omega_1' E_1^{\wedge} / 2Q_1 = \Gamma_{12} E_2^{\wedge} (t - T_3), \quad (5)$$

где Γ_{12} - коэффициент обратной связи, T_3 - время запаздывания цепи ЗОС, E_1^{\wedge} , ω_1' , Q_1 - соответственно амплитуда ВЧ поля, собственная частота и добротность входного резонатора. Переходя к безразмерным переменным $x_i = \xi_i$, $m = 2\alpha_2 \Gamma_{12} \theta_d M_1$, $T = \omega_2' T_3$, $\alpha_1 = 1/(2Q_1)$, имеем

$$\begin{cases} \dot{x}_1 + \alpha_1 x_1 = \gamma x_2(\tau - T), \\ \dot{x}_2 + \nu \alpha_2 x_2 = m J_1[x_1(\tau)], \end{cases} \quad (6)$$

где $\nu = \omega_2' / \omega_1'$ - параметр расстройки резонаторов, $\gamma \equiv \Gamma_{12}$.

Если считать добротность входного резонатора Q_1 достаточно низкой, то из первого уравнения (6) следует простая функциональная связь между полями, при этом автогенератор описывается одним дифференциальным уравнением

$$\dot{x} + \alpha x = m J_1[x(\tau - T)], \quad (7)$$

где $x \equiv x_2$, $\alpha \equiv \alpha_2$, $m = 2\alpha \gamma M_1 \theta_d \varepsilon_2$ - параметр возбуждения генератора. Это простейшее уравнение, описывающее динамику двухрезонаторного клистрона с

ЗОС*. Из уравнения (7), в частности, следует условие стационарной генерации

$$\alpha x_s = m J_1(x_s), \quad (8)$$

откуда определяется амплитуда x_s установившихся колебаний на частоте $\omega_0 \equiv \omega_2'$. Как следует из более детального анализа, эти колебания устойчивы в нечетных (по номеру соответствующего корня уравнения) зонах и неустойчивы в четных зонах колебаний (число зон при конечных значениях α и m всегда конечно).

Можно показать [3, 4], что уравнения (6) - (8) описывают также автогенератор на двухрезонаторном гироклистроне, причем в этом случае безразмерные переменные напряжений на резонаторах для модели, предложенной В.К. Юшатовым, равны

$$x_i = 2\mu d_i e m_e E_i^{\wedge}(t) / p_{\perp} p_z,$$

где $\mu = 1/2 \omega p_{\perp}^2 / (c^2 p_z m_e)$, p_z, p_{\perp} - продольная и поперечная компоненты импульса электронов [4], а параметр m выражается следующим образом:

$$m = 2\alpha \mu e L_d e m_e \gamma M / p_z^2.$$

1.2. Другие конструкции клистронных автогенераторов с ЗОС.

Представляет интерес рассмотреть также более сложные конструкции двухрезонаторных клистронных генераторов, в которых роль ЗОС играет сам электронный пучок (или несколько пучков). Так, в клистроне с двумя встречными пучками (см. рис. 1, б) обратная связь осуществляется каждым из пучков, а в генераторе с кольцевым электронным потоком (см. рис. 1, в) - одним и тем же пучком, изменяющим направление движения за счет внешнего магнитного поля. По аналогии с рассмотренным выше генератором (см. рис. 1, а) имеем для генератора на встречных пучках и для генератора с кольцевым пучком

$$\begin{cases} \dot{x}_1 + \alpha_1 x_1 = m_1 J_1[x_2(\tau - T_1)], \\ \dot{x}_2 + \nu \alpha_2 x_2 = m_2 J_1[x_1(\tau - T_2)]. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь ν - параметр расстройки резонаторов, T_i - времена пролета электронов в прямом и обратном направлениях.

И, наконец, приведем уравнения, описывающие систему двух связанных генераторов на двухрезонаторных клистромах (см. рис.1,з).

$$\begin{cases} \dot{x}_1 + \alpha_1 x_1 = m_1 J_1[x_2(\tau - T_1)] + C_{12} x_2(\tau - \tau_2), \\ \dot{x}_2 + \nu \alpha_2 x_2 = m_2 J_1[x_1(\tau - T_2)] + C_{21} x_1(\tau - \tau_1). \end{cases} \quad (10)$$

Здесь C_{ij} - коэффициенты связи генераторов, τ_{ij} - времена задержки в цепях связи между генераторами.

2. Переходы к хаосу и хаотическая динамика двухрезонаторного клистрона с ЗОС

Численный анализ динамики системы, описываемой уравнением (7), проводился при помощи комплекса методов исследования различных режимов динамических систем: вычисление временных реализаций, построение фазовых портретов $\{x(t), x(t - \tau)\}$ и сечений Пуанкаре, расчет спектров, корреляционной и

* Уравнения (6), (7) впервые получены и проанализированы Д.В. Соколовым в неопубликованной работе.

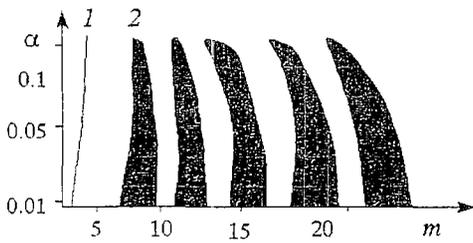


Рис. 2. Бифуркационная диаграмма двухрезонаторного клистрона с ЗОС при фиксированном значении времени запаздывания, $T=2.0$: 1 - линия рождения ПЦ, 2 - области стохастичности

где $x_0 = 1/(2\tau) \int_0^{T_p} x(t) dt$ - среднее значение временной реализации за период $T_p=2\tau$.

Действительно, как показывает численный анализ, при некотором значении параметра m в ФП системы рождается симметричный относительно своего центра предельный цикл (ПЦ), существующий при изменении m в некоторых пределах (рис. 3, а). Период движения по ПЦ примерно равен времени запаздывания петли

редуцированной размерностей. Бифуркационная диаграмма (рис.2), построенная на плоскости параметров (α, m) при $T=\text{const}$, показывает, как соотносятся регулярные и хаотические режимы.

Переходы к хаосу в рассматриваемой системе обладают рядом особенностей, связанных, как показано в [4,6], с симметрией уравнения (7) относительно преобразования S :

$$\{x(t), x(t-\tau), t\} \Rightarrow \{2x_0 - x(t), 2x_0 - x(t+\tau), t+\tau\}, \quad (11)$$

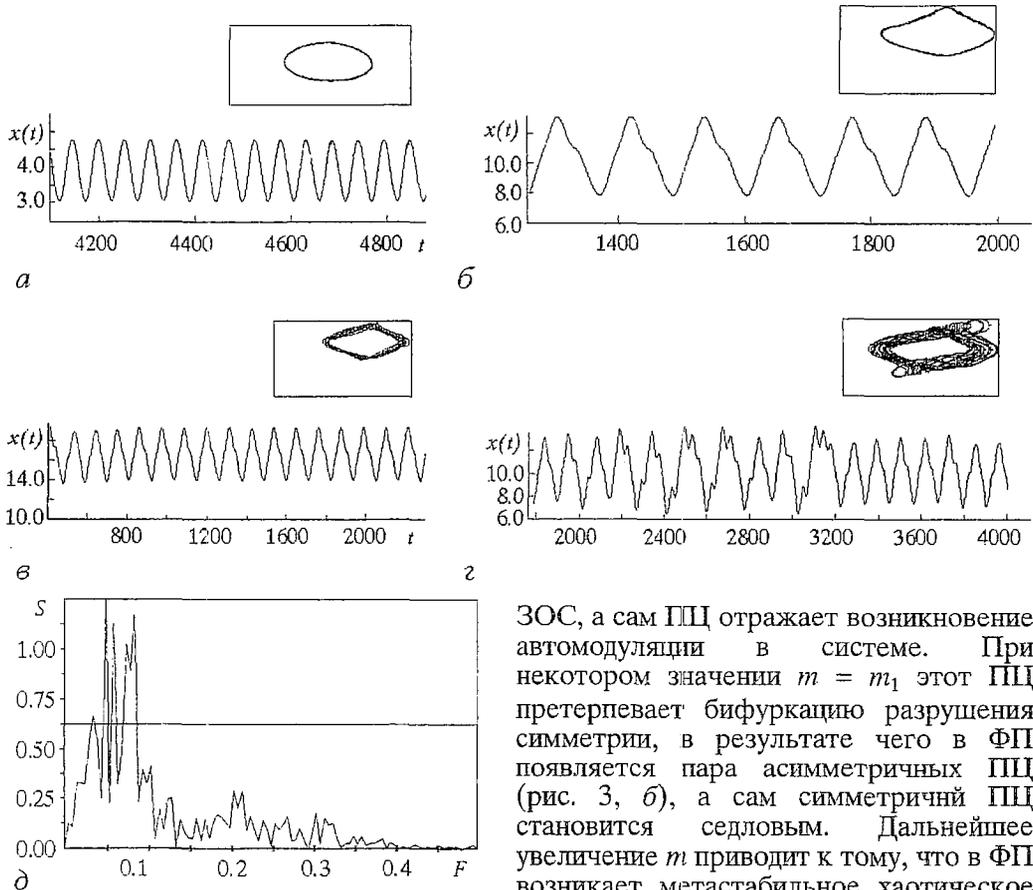


Рис. 3. Фазовые портреты и временные реализации $x(t)$ колебаний в двухрезонаторном клистроне с ЗОС при $\alpha=0.001$; $T=2.0$: а - в режиме существования симметричного ПЦ, $m=2.5$; б - после бифуркации разрушения симметрии, $m=5.1$; в - при возникновении в ФП МХМ, $m=7.5$; г - после рождения симметричного СА, $m=8.4$; д - спектр хаотических колебаний в режиме симметричного СА, $f_a=0.08$

ЗОС, а сам ПЦ отражает возникновение автомодуляции в системе. При некотором значении $m = m_1$ этот ПЦ претерпевает бифуркацию разрушения симметрии, в результате чего в ФП появляется пара асимметричных ПЦ (рис. 3, б), а сам симметричный ПЦ становится седловым. Дальнейшее увеличение m приводит к тому, что в ФП возникает метастабильное хаотическое множество (МХМ), локализованное в окрестности симметричного ПЦ (рис. 3, в). В реализации $x(t)$ при этом появляется длительный хаотический переходный процесс, предшествующий выходу на регулярный асимметричный ПЦ. Удвоения периода асимметричного

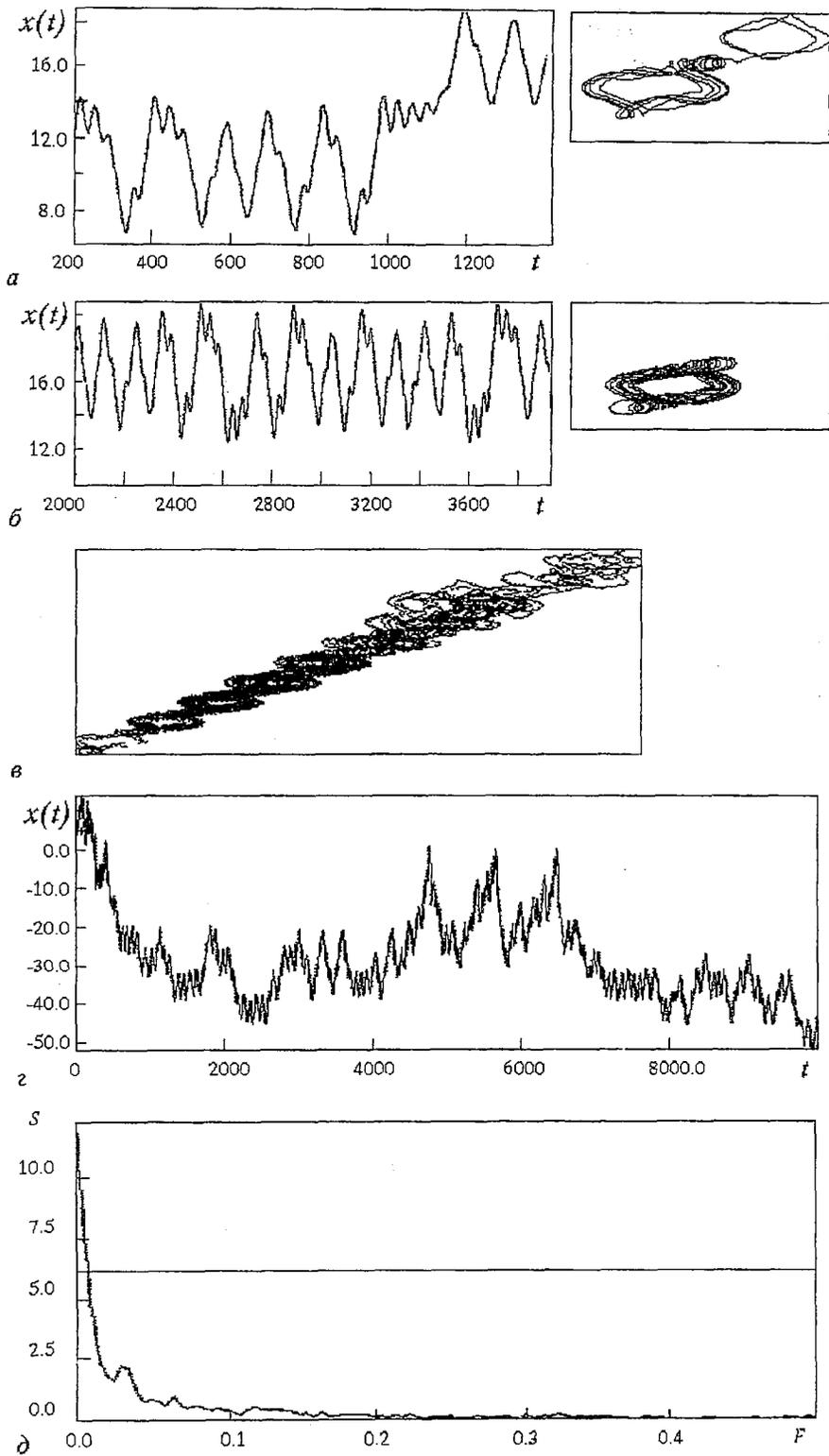


Рис. 4. Потеря устойчивости симметричного СА₁ и рождение нового симметричного ПЦ (а), нового симметричного СА₂ (б) и «гиперхаотического» СА (в); временная реализация (г); спектр колебаний в режиме «гиперхаотического» СА (д); $\alpha=0.001$; $m=8.86$ (а), 9.0 (б), 14.0 (в-д)

ПЦ не происходит, вместо этого оба асимметричных ПЦ с ростом m мягко теряют устойчивость, и в ФП рождается странный аттрактор (СА), симметричный относительно своего центра (рис. 3, з) и имеющий непрерывный спектр, отличный от фейгенбаумовского и сосредоточенный вблизи частоты автомодуляции $f_a = 1/\tau$ (рис. 3, д). Корреляционная размерность такого аттрактора колеблется в пределах 1.8-1.9, что выше размерности аттрактора Фейгенбаума. Этот тип бифуркации не описан формальной теорией бифуркаций, поскольку в ней помимо регулярных движений участвуют и хаотические. Ранее он наблюдался в симметричном осцилляторе Дуффинга [3,4], а также в симметричных системах с запаздыванием [5,6] и, по-видимому, является типичным для симметричных систем с постоянной диссипацией. Следует отметить, что при больших значениях параметра затухания ($\alpha \geq 0.007$) в системе могут наблюдаться одна-две бифуркации удвоения периода, однако каскад удвоений не развивается и фейгенбаумовский СА не рождается.

При дальнейшем увеличении m в системе рождается новый симметричный ПЦ. Одновременно с этим ранее сформировавшийся симметричный СА теряет устойчивость и фазовая траектория «сваливается» на новый симметричный ПЦ (рис. 4, а), который после бифуркации разрушения симметрии становится седловым, порождая пару асимметричных ПЦ и МХМ, что приводит к рождению нового симметричного СА (рис. 4, б) со спектром, аналогичным наблюдаемому ранее (рис. 3, д). С ростом m в ФП рождаются новые ПЦ, которые переходят к хаосу по уже описанному сценарию, порождая новые симметричные СА, аналогичные описанным выше. На плоскости параметров (m, α) им соответствуют n областей стохастичности (см. рис.2). Удаётся наблюдать 5-6 таких областей. Начиная с некоторого значения m , МХМ, возникающие при разрушении различных симметричных ПЦ, последовательно образовавшихся в ФП, начинают объединяться, и фазовая траектория начинает блуждать сразу по всем ним, порождая СА (рис.4,в), размерность которого превышает 3, поэтому можно условно назвать его «гиперхаотическим» СА. Фазовая траектория может переходить с одного парциального аттрактора на другой последовательно или скачком, минуя соседние. Если в ФП появляется новый симметричный ПЦ, он сразу же разрушается, включаясь в движение. С ростом m связываются все новые парциальные хаотические множества, в результате движение сильно усложняется (рис. 4, г), его спектр содержит мощную низкочастотную компоненту со спектральной плотностью вида $1/f$ (рис.4, д).

Как показали расчеты, критические значения параметра возбуждения m_c и параметра запаздывания T_c , соответствующие нижним границам областей стохастичности (см. рис.2), связаны приближенным соотношением

$$m_c T_c = \text{const}, \quad (12)$$

а значение константы практически не зависит от α и примерно равно 3. Число областей стохастичности на бифуркационной диаграмме (см. рис.2) быстро растет с ростом T , причем с ростом номера области амплитуда и период колебаний в ней не изменяются, а среднее значение реализации растет, что соответствует росту энергии колебаний на основной частоте.

3. Электроника двухрезонаторного клистронного автогенератора с ЗОС

С точки зрения приложений представляет интерес исследовать особенности процессов в клистронном автогенераторе, обусловленные их электронной природой, то есть, взаимодействием электронов с ВЧ полем в режимах со сложной динамикой.

Энергетика автогенератора, как известно, полностью характеризуется значением КПД взаимодействия, который в режиме генерации монохроматических колебаний определяется (с учетом введенных обозначений) соотношением

$$\eta_e = |U_2|^2 / (\rho_2 I_0 U_0) = 8\epsilon x_s^2 / (m/\alpha)^2. \quad (13)$$

В дальнейшем удобно рассматривать величину $\eta^{\wedge} \equiv \eta_e/\epsilon$, зависящую только от динамики системы, а не от электродинамических параметров резонатора или статических характеристик пучка. Из условия стационарной генерации (8) имеем $\eta^{\wedge} = 8 J_1^2(x_s)$, откуда следует, что максимальный КПД в этом режиме равен примерно 2.88ε. Это значение достигается при $x_s \equiv 1.841$, и при значении параметра $(m/\alpha) \equiv 3.07$, что дает следующее условие для безразмерных параметров взаимодействия: $2M\theta_d\gamma\epsilon = 3.07$. Как следует из (4), это выражение можно записать в виде $K_{ул}K = 3.07$, где $K_{ул} = 2M\theta_d\epsilon$ - коэффициент усиления клистрона по напряжению в линейном режиме, а $K \equiv \gamma$ - коэффициент обратной связи. Таким образом, если положить, например, $K=1$, то видим, что максимальный КПД генерации в одночастотном режиме достигается при электрической длине клистронного автогенератора $\theta_d\epsilon \equiv 3$.

В режиме нестационарной генерации выражение для КПД следует изменить, введя мощность отрезка временной реализации $\overline{x^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x^2(t) dt$, усредненную за достаточно большой отрезок времени. Тогда имеем

$$\overline{\eta^{\wedge}} = 8\overline{x^2} / (m/\alpha)^2 = 8 / (m/\alpha)^2 (x_0^2 + \tilde{x}^2), \quad (14)$$

где x_0 - среднее значение реализации, $\tilde{x}(t)$ - переменная составляющая. Из соотношения (14) следует, что КПД растет с ростом как постоянной составляющей x_0 (что приводит к возрастанию спектральной плотности мощности (СПМ) колебаний вблизи основной частоты ω_0), так и с ростом амплитуды колебаний \tilde{x} (что приводит к росту СПМ вблизи частот автомодуляции). При этом значения КПД тем выше, чем меньше величина $m/\alpha = K_{ул}K$, определяющая режим колебаний. Когда в ФП системы возникает ПЦ, соответствующий автомодуляции медленно меняющейся огибающей, то с ростом параметра m его размеры (амплитуда автомодуляции) и местоположение (x_0) практически не меняются, поэтому КПД медленно уменьшается с ростом m . При переходе через критическое значение параметра m_0 , соответствующее рождению нового ПЦ, система скачком переходит из одного состояния в другое, при этом скачком меняется местоположение центра ПЦ (значение x_0). Поскольку при этом величина m практически не меняется или меняется очень мало, то, в соответствии с соотношением (14), КПД резко возрастает по сравнению с предыдущим режимом.

В режимах хаотической автомодуляции \tilde{x}^2 больше, чем в режимах регулярной автомодуляции, соответствующих одному и тому же значению m/α , поэтому КПД хаотических колебаний в этих режимах выше, чем в соответственных режимах регулярной автомодуляции.

В случае возникновения в системе «гиперхаотического» аттрактора (см. рис.4, з, д) ситуация резко меняется. Фазовая траектория «блуждает» по обширной

области ФП, при этом значение \tilde{x}^2 резко возрастает и становится больше, чем x_0^2 . Это приводит к резкому росту КПД генерации в режиме «гиперхаоса» по сравнению с другими регулярными и хаотическими режимами, что позволяет считать этот режим наиболее энергетически выгодным для использования при построении генераторов шума. Как следует из формулы (14), КПД тем больше, чем меньше значение параметра m/α . Поэтому для получения высоких КПД следует стремиться к уменьшению значений параметра m , при которых возможны хаотические режимы. Для этого целесообразно увеличивать длину ЗОС,

поскольку, как следует из соотношения (12), хаотизация происходит при меньших значениях m . Так, например, при $T=20$, режим «гиперхаоса» возникает уже при

$m/\alpha = 37.27$ ($m = 1.17$; $\alpha = 0.03$), при этом $(x_0 + \tilde{x})^2 \approx 625$, откуда $\eta^* \approx 3.6$, что превышает КПД в режиме монохроматической генерации.

Другой интересной физической особенностью генерации хаотических колебаний в рассматриваемой системе являются спектральные характеристики колебаний. Как видно из расчетов (см. рис.3,д, 4,д) спектры хаотических колебаний значительно шире, чем следовало бы ожидать, принимая во внимание «холодную» полосу пропускания резонатора (как известно, $\Delta f/f \approx \alpha$). Возникает вопрос, чем можно объяснить такое расширение полосы генератора. Оказывается, дело здесь в том, что хаотически промодулированный электронный поток представляет для резонатора довольно большую реактивную нагрузку. Такую нагрузку нельзя объяснить пространственным зарядом пучка (напомним, что мы рассматриваем пучок в кинематическом приближении). То, что электронная нагрузка зависит не только от статических параметров пучка, но и от его динамики, является хорошо известным фактом в теории электронных генераторов. Однако то, что в режиме динамического хаоса величина электронной нагрузки сильно возрастает, свидетельствует еще об одном аспекте динамического хаоса, важном для приложений в электронике. По-видимому, аналогичные эффекты динамической электронной нагрузки должны наблюдаться и в других электронных системах со сложной динамикой.

4. Стохастическая динамика связанных автогенераторов на двухрезонаторных клистронах с запаздывающей обратной связью

Был исследован случай симметричной связи двух одинаковых клистронных генераторов с ЗОС, описываемый системой уравнений (10) при значениях коэффициентов связи $C_{12} = C_{21} = C$. Параметры потерь, параметры обратной связи, времена задержек выбирались одинаковыми, причем $\alpha = 0.001$; $T = 1.0$.

Было выяснено, что положительная обратная связь уже при небольших значениях коэффициента обратной связи приводит к срыву режима автомодуляции и установлению в системе синфазных монохроматических колебаний, амплитуда которых не меняется со временем. Значение параметра обратной связи, при котором начинается хаотизация, уменьшается по сравнению с автономным случаем и несколько растет с ростом абсолютного значения коэффициентов связи.

Отрицательная обратная связь способствует усложнению режимов колебаний. В случае отрицательной обратной связи в широких пределах изменения коэффициентов связи ($C_{12}=C_{21}=-0,1\dots-0.9$) наблюдались три последовательности бифуркаций:

1. Переход к хаосу в результате слияния пары асимметричных предельных циклов с метастабильным хаотическим множеством, завершающийся рождением симметричного СА, иногда включающий одну-две бифуркации удвоения периода колебаний парциального генератора при небольших m (рис. 5) и обусловленный симметрией системы;

2. Последовательность бифуркаций, завершающаяся перемежаемостью между регулярными режимами разных периодов и хаотическим режимом (перемежаемость «цикл-хаос») (рис. 6, а);

3. Последовательность бифуркаций, завершающаяся хаотическими переключениями между двумя регулярными режимами разных периодов (рис. 6, б).

В первом случае наблюдается следующее. При фиксированных коэффициентах связи ($C=-0.1$) и небольших значениях m ($m=0\dots 2.5$) в ФП системы (10) существует неподвижная точка, соответствующая отсутствию генерации. Увеличение m приводит к рождению симметричных ПЦ (см. рис. 5, а). Симметрия этих циклов отлична от симметрии ПЦ автономного генератора. Если ПЦ

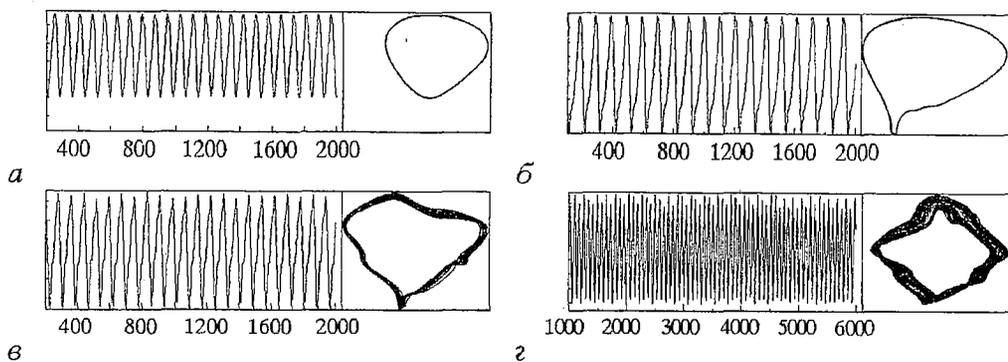


Рис. 5. Переход к хаосу в системе симметрично связанных клистронных генераторов, завершающийся рождением симметричного СА: $\alpha=0.001$; $C=-0.12$; $m=2.5$ (а); 3.64 (б); 8.5 (в); 10.2(г)

автономного генератора центрально симметричны, то ПЦ в связанных автогенераторах обладают симметрией относительно поворотов на 90° , а иногда - на 120° . Реализация является симметричной. Парциальные генераторы испытывают при этом синфазные регулярные колебания. С ростом m симметрия этих колебаний нарушается (см. рис. 5, б), при некотором значении m в фазовом пространстве парциального генератора появляется метастабильное хаотическое множество (см. рис. 5, в). С ростом m длительность переходного процесса растет, затем в фазовом пространстве рождается симметричный СА (см. рис. 5, г). Этот

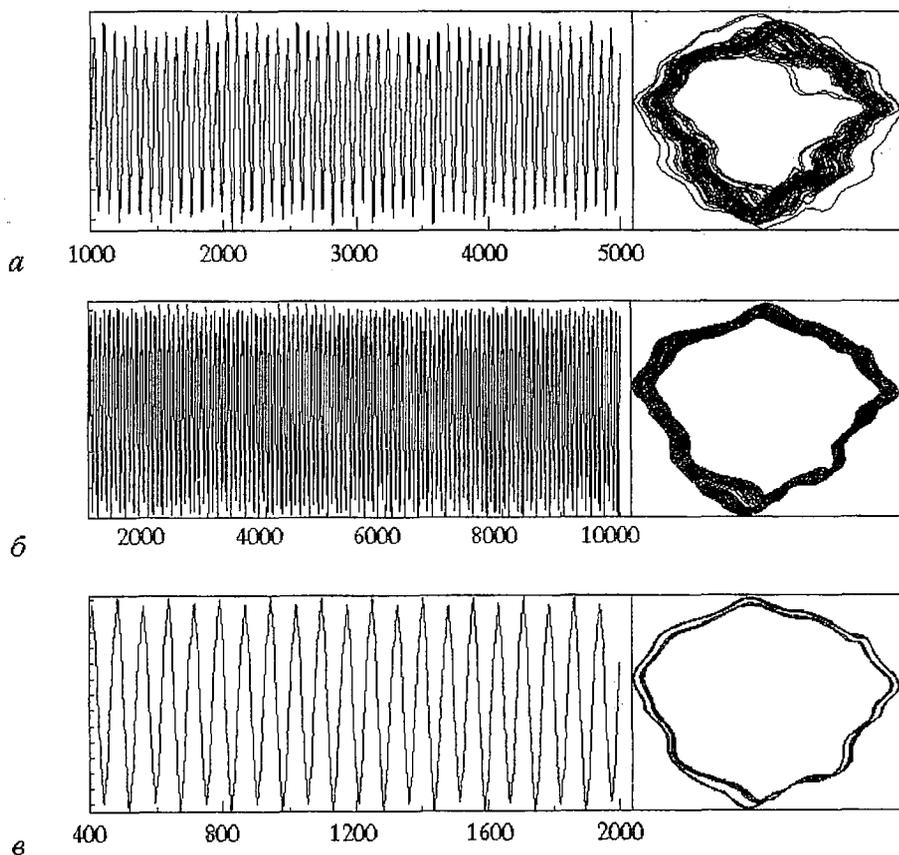


Рис. 6. Симметричные СА в системе симметрично связанных клистронных генераторов с ЗОС рождающиеся в результате перемежаемости «цикл-хаос»(а) и «цикл - цикл» (б) из исходных ПЦ (в) $C = -0.8$; $\alpha=0.001$; $m=9.5$ (а); 8.5 (б); 6.7 (в)

аттрактор существует в узкой области параметра обратной связи и при малых диссипациях. При больших диссипациях СА не образуется, а метастабильное хаотическое множество с ростом m исчезает. При еще больших значениях m появляется новый симметричный цикл, в зависимости от величины параметра потерь он претерпевает одно-два удвоения, затем в фазовом пространстве системы появляется метастабильное хаотическое множество, а затем рождается новый симметричный СА, аналогичный представленному на рис. 5, 2.

Переходы к хаосу в системе связанных клистронных автогенераторов не исчерпываются вышеперечисленными переходами, а отличаются многообразием, включая перемежаемость между различными СА и ПЦ разных периодов (рис.6). Следует отметить, что зависимость режимов колебаний от времени запаздывания менее сильная, чем в автономном случае.

Заключение

Рассмотрение сложной динамики клистронных автогенераторов с ЗОС позволяет выявить ряд закономерностей, характерных для этих систем как для типичных представителей класса нелинейных динамических систем с постоянной диссипацией, обладающих определенной симметрией, а также наблюдать особенности, обусловленные их электронной природой. К числу общих закономерностей следует отнести нетипичные переходы к хаосу, связанные с симметрией рассмотренных систем и обусловленные взаимодействием аттракторов и МХМ, обрывающим каскад бифуркаций удвоения периода и приводящим к рождению нефейгенбаумовских СА с непрерывным спектром. Другим характерным явлением в рассматриваемых системах является объединение аттракторов в результате гетероклинических бифуркаций, порождающее развитие «гиперхаотические» множества со спектром огибающей вида $1/f$. Особенности взаимодействия электронных потоков с ВЧ полями резонаторов в режимах динамического хаоса проявляются в двух основных эффектах: значительном электронном КПД взаимодействия, сравнимом и даже превышающем КПД одночастотной генерации, а также в значительном расширении рабочей полосы генератора, обусловленном динамической электронной нагрузкой резонаторов, связанной со сложной динамикой. Отмеченные особенности динамических режимов и выходных характеристик рассматриваемых систем, по-видимому, могут оказаться важными для практической реализации при построении электронных генераторов СВЧ шума.

Авторы выражают глубокую признательность Д.И. Трубецкову за постановку задачи и ряд ценных замечаний по содержанию рукописи, а также Л.В. Красичкову и А.А. Кипчатову за любезно предоставленную программу восстановления и расчета размерностей аттракторов и консультации по её практическому применению.

Библиографический список

1. *Афанасьева В.В., Трубецков Д.И.* Динамический хаос в электронных свехвысокочастотных приборах. Ч.1. Нерелятивистские приборы // *Обзоры по электронной технике. Сер.1. Электроника СВЧ.* М., 1991. Вып.3 (1614). С. 40.
2. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по свехвысокочастотной электронике. М.: Сов. Радио, 1967.
3. *Афанасьева В.В.* Влияние симметрии на сложную динамику нелинейных колебательных систем // *Автореферат дисс.... канд. физ.-мат. наук.* Саратов: Изд-во СГУ, 1993.
4. *Афанасьева В.В.* Об особенностях хаотической динамики двух симметричных автоколебательных систем (неавтономный осциллятор Дуффинга и автогенератор с запаздывающей обратной связью) // *Письма в ЖТФ.* 1993. Т. 19, № 6. С. 62.
5. *Афанасьева В.В.* Влияние симметрии на хаотическую динамику автоколебательных систем с запаздыванием // *III Всесоюзная конференция по нелинейным колебаниям механических систем: Доклады.* Н. Новгород, 1993. С.20.

б. Афанасьева В.В., Железовский Е.Е., Лазерсон А.Г. Два типа взаимодействия странных аттракторов в симметричных автоколебательных системах с запаздыванием // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, вып. 12. С. 24.

Институт радиотехники и электроники
РАН, Саратовский филиал

Поступила в редакцию 26.08.94
после переработки 23.03.95

CHAOTIC DYNAMICS OF TWO-CAVITY CLYSTRON OSCILLATORS WITH DELAYED FEEDBACK

V.V. Aphanasyeva, A.G. Lazerson

Chaotic behaviour of two-cavity clystron oscillators with delayed feedback is studied. The equations of several types of the devices are derived which are studied by computer simulations. Various chaotic oscillations have been found in wide parameter range on (α, m) - plane where α is the cavity loss parameter, m is the generalised excitation parameter. Transitions to chaos are typical for the dynamical systems with the kind of symmetry discovered earlier in these systems: two asymmetric limit circles instead of period doubling merge with a metastable chaotic set which appears in the phase space after symmetry breaking. This bifurcation gives birth to a symmetric strange attractor which differs from Feigenbaum's one in spectrum and statistical characteristics. Asymmetric Feigenbaum's strange attractor does not appear in these systems. At large values of m several symmetric strange «metaattractors» are bounded, and high-dimensional wide-spread hyperchaotic set is formed. The spectrum of this «hyperchaotic» attractor is of $1/f$ -type.

The efficiency of the two-cavity clystron oscillator reaches its maximum value near the bifurcation points, and in the chaotic mode it may exceed that of the single-frequency mode. The electron beam in chaotic oscillation mode presents a sufficient active load which greatly enhances the bandwidth of the resonant cavity providing super-broadband performance of the oscillator. This active load depends not on the direct current density of the beam, but on its dynamics only.



Лазерсон Александр Григорьевич родился в 1945 г. Окончил физический факультет СГУ (1969). С 1969 г. работает в ГНПП «Алмаз». Кандидат физико-математических наук по специальности Радиофизика. Автор более 100 научных публикаций по акустоэлектронике, электродинамике, радиофизике, электронике СВЧ. В последнее время активно работает в области теоретического исследования хаотической динамики распределенных систем, в частности, в потоках заряженных частиц.



Афанасьева Вера Владимировна родилась в 1961 г. Окончила с отличием физический факультет СГУ (1984). Работала в СФИРЭ АН, ГНПП «Алмаз». Окончила аспирантуру СГУ (1993), защитив кандидатскую диссертацию по исследованиям сложной динамики симметричных автоколебательных систем. Автор более 10 научных работ. Область научных интересов - нелинейная динамика автоколебательных систем. В настоящее время работает преподавателем кафедры математики Саратовского высшего военного инженерного училища ракетных войск.