

СЛОЖНАЯ ДИНАМИКА МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОННЫХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Б.С. Дмитриев, Ю.Д. Жарков, К.К. Кижава,
Д.В. Клокотов, Н.М. Рыскин, А.М. Шигаев

Изложены основные результаты исследований сложной динамики кристаллических автогенераторов с запаздывающей обратной связью. Рассмотрены математические модели генераторов на основе двух- и многорезонаторных кристаллов. Теоретически проанализированы условия самовозбуждения автоколебаний, режимы стационарной одночастотной генерации, условия возникновения автомодуляции. Также описана экспериментальная установка для изучения динамики генератора на многорезонаторном кристалле и изложены результаты экспериментальных исследований различных режимов генерации (одночастотных, многочастотных и хаотических). Показано хорошее соответствие данных теории и эксперимента.

Введение

Актуальной задачей современной радиофизики и электроники является исследование сложных колебательных режимов, включая режимы динамического хаоса, в различных генераторах СВЧ-диапазона, основанных на взаимодействии электронных потоков с электромагнитными полями. Интерес к данной проблеме обусловлен, с одной стороны, необходимостью изучения разного рода паразитных неустойчивостей с целью их подавления, с другой стороны - потребностью в мощных источниках СВЧ-излучения с относительно широким спектром, что достигается в режимах хаотической генерации. Подобные источники представляют интерес для ряда практических приложений, таких как линейные ускорители заряженных частиц, СВЧ-нагрев плазмы, технологические установки, современные системы передачи и обработки информации с использованием динамического хаоса. Вместе с тем, эти исследования имеют и большое общенаучное значение, так как позволяют лучше понять общие закономерности пространственно-временной хаотической (турбулентной) динамики в распределенных автоколебательных системах различной природы.

Для указанных выше приложений весьма перспективными представляются автогенераторы с запаздывающей обратной связью на основе многорезонаторных кристаллов, отличающихся высоким уровнем мощности и большим КПД. Однако на сегодняшний день сложная динамика подобных систем остается практически не исследованной. Основное внимание традиционно уделялось таким приборам, как

лампы обратной волны (ЛОВ), лампы бегущей волны (ЛБВ) с запаздывающей обратной связью (ЗОС), лазеры на свободных электронах, приборы с виртуальным катодом. В работе [1] была построена теоретическая модель двухрезонаторного клистрона-генератора и изучены основные особенности автомодуляционных и хаотических режимов генерации. Представлены также предварительные результаты экспериментального исследования хаотического поведения генератора на основе пятирезонаторного клистрона с ЗОС, которые находились в хорошем согласии с результатами численного моделирования. Отметим, что экспериментальное исследование хаотического поведения клистрона-генератора было проведено впервые.

Настоящая работа посвящена более подробному изложению результатов теоретических и экспериментальных исследований клистронных автогенераторов с ЗОС в различных автоколебательных режимах: одночастотных, многочастотных, хаотических. В разделе 1 описаны математические модели генераторов на многорезонаторных клистронах с различным числом резонаторов в виде систем дифференциальных уравнений с запаздыванием. В разделе 2 теоретически проанализированы условия самовозбуждения, стационарные режимы генерации и условия возникновения автомодуляции для пятирезонаторного клистрона-генератора с параметрами, близкими к параметрам экспериментальной модели. В разделе 3 описана экспериментальная установка и приведены результаты исследования основных характеристик генератора. Проведено сопоставление данных компьютерного и натурного эксперимента.

1. Математические модели клистронных автогенераторов с ЗОС

Естественным математическим аппаратом для описания автогенераторов с ЗОС являются дифференциальные уравнения с запаздыванием. Хорошо известно, что подобные системы способны демонстрировать разнообразные автомодуляционные и хаотические колебательные режимы (см., например [2-4]). Ранее аналогичный подход использовался для анализа динамики генераторов на основе отражательного клистрона [5], клистрона бегущей волны [6], гироклистрона [7], двухрезонаторного пролетного клистрона [8,9]. Ниже кратко описаны разработанные нами математические модели многорезонаторных клистронных генераторов, дающие адекватное описание сложной динамики, хорошо согласующееся с экспериментальными результатами.

1.1. Трехрезонаторный пролетный клистрон с ЗОС. Начнем с трехрезонаторного клистрона. Считаем, что ширина спектра генерируемого сигнала много меньше собственной частоты резонаторов ω_0 (это предположение всегда выполняется на практике). Тогда напряжения на зазорах резонаторов можно представить в виде

$$V_n(t) = \operatorname{Re}[A_n(t)e^{i\omega_0 t}],$$

где A_n - медленно меняющиеся комплексные амплитуды, $n=1,2,3$. Для простоты считаем, что все резонаторы имеют одну и ту же собственную частоту.

Пользуясь известными соотношениями теории каскадной группировки электронов в пространстве дрейфа (см., например [10]), запишем выражения для первой гармоники сгруппированного тока, возбуждающей второй (промежуточный) и третий (выходной) резонаторы, соответственно,

$$I_2 = 2iI_0 J_1(X_{12}) e^{-i(\theta_{12}-\varphi_1)}, \quad (1)$$

$$I_3 = 2iI_0 [J_0(X_{23})J_1(X_{13})e^{-i(\theta_{13}-\varphi_1)} + J_0(X_{13}-X_{12})J_1(X_{23})e^{-i(\theta_{23}-\varphi_2)}]. \quad (2)$$

Здесь I_0 - постоянный ток электронного пучка; $J_{0,1}$ - функции Бесселя 1-го рода соответствующих порядков; $X_{ij}=M|A_i|\theta_{ij}/2V_0$ - парциальные параметры группировки, M - коэффициент эффективности взаимодействия ($0 < M < 1$), V_0 - ускоряющее напряжение; $\theta_{ij}=\omega_0 l_{ij}/v_0$ - невозмущенные углы пролета в пространстве дрейфа между i -м и j -м резонаторами, l_{ij} - соответствующие расстояния, $v_0=(2\eta V_0)^{1/2}$ - невозмущенная скорость электронов, где η - удельный заряд электрона; $\varphi_i=\arg(A_i)$ - фазы колебаний в резонаторах. Далее для простоты предположим, что резонаторы расположены эквидистантно, тогда $\theta_{12}=\theta_{23}=\theta_0$, $\theta_{13}=2\theta_0$.

Подставляя соотношения (1), (2) в уравнения нестационарной теории возбуждения резонаторов [11], получим

$$\dot{A}_2 + \omega_0 A_2/(2Q_2) = -i\omega_0 \rho M I_0 J_1(X_{12}) e^{-i(\theta_0-\varphi_1)}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \dot{A}_3 + \omega_0 A_3/(2Q_3) = & -i\omega_0 \rho M I_0 \times \\ & \times [J_0(X_{23})J_1(X_{13})e^{-i(\theta_0-\varphi_1)} + J_0(X_{13}-X_{12})J_1(X_{23})e^{-i(\theta_0-\varphi_2)}], \end{aligned} \quad (4)$$

где Q_i - добротности соответствующих резонаторов, ρ - характеристическое сопротивление. Необходимо учесть, что величины $A_{1,2,3}$ в (3), (4) берутся в разные моменты времени, а именно, в t_1 , $t_2=t_1+l_{12}/v_0$ и $t_3=t_1+l_{13}/v_0$, соответственно.

Далее, необходимо записать уравнение возбуждения первого (входного) резонатора сигналом, прошедшим по цепи обратной связи (ОС). Считая, что входной и выходной резонаторы согласованы с линией ОС, то есть $Q_1=Q_3=Q_0/2$, $Q_2=Q_0$ (Q_0 - «холодная» добротность) можно показать, что это уравнение имеет вид

$$\dot{A}_1 + \omega_0 A_1/Q_0 = \omega_0/(Q_0 2^{1/2}) m A_3(t-\delta t) e^{-i\omega_0 \delta t}, \quad (5)$$

где m - глубина ОС ($0 < m < 1$), δt - время прохождения сигнала по цепи ОС.

1.2. Нормировка переменных. Приведем уравнения (3)-(5) к безразмерному виду, удобному для численного моделирования. Введем безразмерное время $\tau=\omega_0 t/\psi$, где $\psi=\Theta+\omega_0 \delta t$ - полный набег фазы за время распространения сигнала по петле ОС, $\Theta=2\theta_0$ - полный угол пролета в пространстве дрейфа. Введем также безразмерные амплитуды полей

$$F_1(\tau) = M A_1(\tau-2\theta_0) \theta_0 / (2V_0),$$

$$F_2(\tau) = M A_1(\tau-\theta_0) \theta_0 e^{-i\theta_0} / (2V_0),$$

$$F_3(\tau) = M A_3(\tau) \theta_0 e^{-2i\theta_0} / (2V_0).$$

Окончательно получим систему из трех уравнений, лишь одно из которых, (6), содержит запаздывание

$$\dot{F}_1 + 2\gamma F_1 = m 2^{1/2} F_3(\tau-1) e^{-i\psi}, \quad (6)$$

$$\dot{F}_2 + \gamma F_2 = -2i\alpha J_1(|F_1|) F_1 / |F_1|, \quad (7)$$

$$\dot{F}_3 + 2\gamma F_3 = -2i\alpha[J_0(|F_2|)J_1(2|F_1|)F_1/|F_1| + J_0(|F_1|)J_1(|F_2|)F_2/|F_2|], \quad (8)$$

где $\gamma = \psi/(2Q_0)$ - параметр затухания, α - параметр усиления

$$\alpha = \rho M^2 I_0 \theta_0 \psi / (4V_0). \quad (9)$$

1.3. Двухрезонаторный клистрон с ЗОС. Полагая, что промежуточный резонатор отсутствует, нетрудно получить из (6)-(8) систему уравнений, описывающую двухрезонаторный генератор

$$\dot{F}_1 + 2\gamma F_1 = m\gamma 2^{1/2} F_2(\tau-1)e^{-i\psi}, \quad (10)$$

$$\dot{F}_2 + 2\gamma F_2 = -2i\alpha J_1(2|F_1|) F_1/|F_1|.$$

Выполнив в (10) следующую перенормировку переменных и параметров

$$F'_1 = 2F_1, \quad F'_2 = m2^{1/2}F_2e^{-i\psi}, \quad \gamma' = 2\gamma, \quad \alpha' = \alpha m 2^{1/2},$$

приведем ее к виду (штрихи опускаем)

$$\dot{F}_1 + \gamma F_1 = \gamma F_2(\tau-1), \quad (11)$$

$$\dot{F}_2 + \gamma F_2 = -2i\alpha e^{-i\psi} J_1(|F_1|) F_1/|F_1|,$$

что с точностью до обозначений совпадает с уравнениями, полученными в [1]. Отметим, что в (11) остается лишь два безразмерных параметра: параметр затухания γ и комплексный параметр $\alpha e^{-i\psi}$, характеризующий одновременно и усиление, и обратную связь. В случае многорезонаторного клистрона подобное объединение провести не удается: величины α и m входят в уравнения (6)-(8) по отдельности.

1.4. Приближение большого усиления в промежуточных каскадах. Дальнейшее непосредственное обобщение системы (6)-(8) на случай большего числа резонаторов хотя и не представляет принципиальных затруднений, тем не менее нецелесообразно, так как приводит к чрезмерному усложнению уравнений и делает их неудобными для последующего анализа. Однако можно добиться существенного упрощения, если считать, что коэффициент усиления в каждом каскаде достаточно велик, так что амплитуда колебаний в первом резонаторе много меньше, чем во втором. Тогда в (6)-(8) можно линеаризовать члены, зависящие от F_1 , и получить следующие уравнения

$$\begin{aligned} \dot{F}_1 + 2\gamma F_1 &= m\gamma 2^{1/2} F_n(\tau-1)e^{-i\psi}, \\ \dot{F}_2 + \gamma F_2 &= -i\alpha F_1, \\ \dot{F}_3 + 2\gamma F_3 &= -2i\alpha[J_0(|F_2|)F_1 + J_1(|F_2|)F_2/|F_2|]. \end{aligned} \quad (12)$$

Если выполняется условие $|F_1| \ll |F_2|$, первым слагаемым в правой части последнего уравнения также можно пренебречь. Получившуюся систему уравнений нетрудно обобщить на любое число промежуточных каскадов

$$\begin{aligned}
 \dot{F}_1 + 2\gamma F_1 &= m\gamma 2^{1/2} F_n (\tau-1) e^{-i\psi}, \\
 \dot{F}_k + \gamma F_k &= -i\alpha F_{k-1}, \quad k = 2, 3, \dots, n-1, \\
 \dot{F}_n + 2\gamma F_n &= -2i\alpha J_1(|F_{n-1}|) F_{n-1} / |F_{n-1}|.
 \end{aligned} \tag{13}$$

Здесь n - число резонаторов.

Отметим, что система (13) справедлива в случае, когда амплитуды колебаний в промежуточных резонаторах можно считать малыми. Поэтому она будет адекватно описывать сильно нелинейные, в том числе хаотические, режимы генерации только в случае, когда глубина обратной связи мала.

2. Условия самовозбуждения автоколебаний

Проанализируем условия самовозбуждения генератора, пользуясь моделью (13). Для этого следует линеаризовать последнее уравнение и подставить решение в виде $F_k \sim \exp(i\Omega t)$. Отсюда нетрудно получить характеристическое уравнение

$$(i\Omega + 2\gamma)^2 (i\Omega + \gamma)^{n-2} = m\gamma 2^{1/2} (i\alpha)^{n-1} e^{-i(\Omega+\psi)}, \tag{14}$$

являющееся трансцендентным, имеющим бесконечное число комплексных корней, что отражает наличие бесконечного числа собственных мод, так как система является распределенной. В момент смены характера устойчивости частота Ω является чисто вещественной. Это позволяет определить критическое значение управляющих параметров (например, глубину обратной связи, если считать параметры α и γ заданными, или критическое значение α , то есть по сути - стартовый ток пучка, если заданным считается параметр m) и частоту генерации.

Методика анализа уравнения (14) аналогична изложенной в [1] для двухрезонаторного клистрона (см. также [12], где анализируется более простая модельная система с ЗОС). Далее для определенности рассмотрим случай пятирезонаторного клистрона, чтобы иметь возможность сопоставления с результатами экспериментов. Разделив в (14) вещественную и мнимую части, получим

$$\begin{aligned}
 4\gamma^5 - 25\gamma^3\Omega^2 + 7\gamma\Omega^4 &= m\gamma 2^{1/2} \alpha^4 \cos(\Omega + \psi), \\
 16\gamma^4\Omega - 19\gamma^2\Omega^3 + \Omega^5 &= -m\gamma 2^{1/2} \alpha^4 \sin(\Omega + \psi).
 \end{aligned} \tag{15}$$

Разделив одно из этих уравнений на другое, получим

$$-(16\gamma^4\Omega - 19\gamma^2\Omega^3 + \Omega^5) / (4\gamma^5 - 25\gamma^3\Omega^2 + 7\gamma\Omega^4) = \tan(\Omega + \psi). \tag{16}$$

Это уравнение позволяет определить частоты собственных мод генератора. Будем анализировать его графически. Пример графического решения приведен на рис. 1. Левая часть состоит из четырех ветвей, терпящих разрывы в точках

$$\begin{aligned}
 \Omega_{1,2} &= \pm\gamma[(25-3\cdot57^{1/2})/14]^{1/2} \approx \pm0.4097\gamma, \\
 \Omega_{3,4} &= \pm\gamma[(25+3\cdot57^{1/2})/14]^{1/2} \approx \pm1.8449\gamma.
 \end{aligned}$$

Если занумеровать корни этого уравнения так, как показано на рис. 1, то корни с четными номерами отвечают частотам собственных мод генератора, которые могут возбуждаться от шумовых флюктуаций, а корни с нечетными номерами - частотам автомодуляционных мод, то есть паразитных возмущений, которые

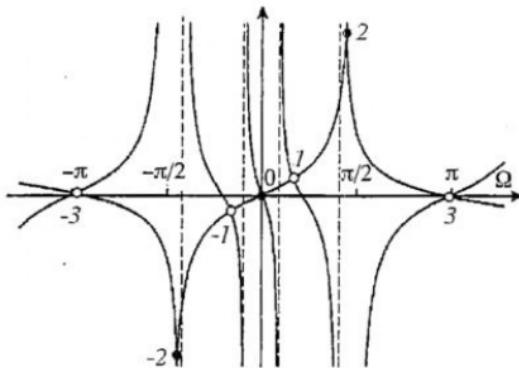


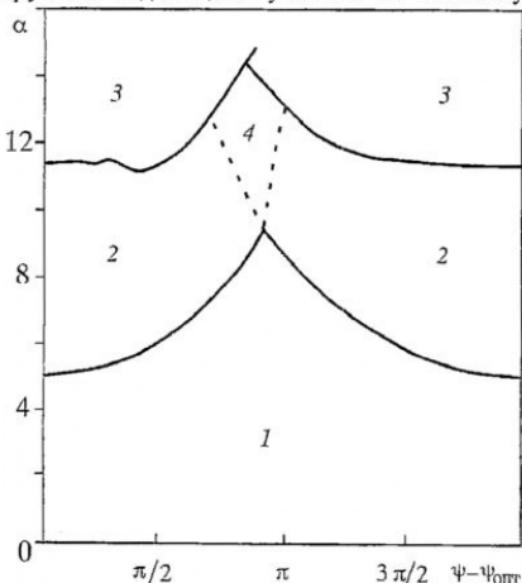
Рис. 1. Графическое решение характеристического уравнения (14) при $\psi=0, \gamma=0.7$ частоте резонаторов. Тогда из соотношений (15)

$$\alpha = \gamma (4/(m^2))^{1/4}.$$

Отсюда следует, что с уменьшением глубины обратной связи стартовый ток будет расти как $m^{-1/4}$. Напротив, значения $\psi=2\pi N+\pi$ наиболее неблагоприятны для самовозбуждения, порог генерации при этом имеет максимум. Таким образом, граница самовозбуждения периодична по параметру ψ , что является общим свойством подобных систем [1,12]. Генератор характеризуется дискретно расположенными зонами колебаний, причем $\psi=2\pi N$ соответствуют центрам зон, а $\psi=2\pi N+\pi$ - краям.

Вблизи границ зон генерации наблюдается бистабильность, то есть в зависимости от начальных условий возможно самовозбуждение на частотах одной из двух соседних мод. В качестве примера на рис. 2 приведены границы самовозбуждения и автомодуляции, рассчитанные для модели трехрезонаторного клистрона (6)-(8). Такое поведение типично и для других автогенераторов с запаздыванием (см., например, [12-14]).

Автомодуляция связана с мягким возбуждением мод с номерами $n=\pm 1$ на фоне основной. Физическая причина ее возникновения заключается в наличии крутого падающего участка на амплитудной характеристике усилителя, что в



возбуждаются на фоне стационарных колебаний с достаточно большой амплитудой (подробнее см. [1,12]).

Если известна частота какой-либо собственной моды, то из соотношений (15) можно определить пороговое значение параметров α или m . Можно показать, что порог генерации будет тем ниже, чем ближе частота основной моды к нулю. Оптимальным является условие $\psi=2\pi N$, $N=0, \pm 1, \dots$ (вообще говоря, это условие имеет вид $\psi=2\pi N - \pi(n-1)/2$, где n - число резонаторов). При этом $\Omega=0$, то есть генерация происходит точно на собственной

$$\alpha = \gamma (4/(m^2))^{1/4}.$$

данном случае обусловлено перегруппировкой электронов при большом входном сигнале. Такой механизм автомодуляции называется амплитудным. Как показывают многочисленные результаты численного моделирования, высшие моды практически всегда подавляются в результате конкуренции, и все процессы сложной динамики разыгрываются на базе основной и ближайших автомодуляционных мод.

Рис. 2. Карта динамических режимов модели трехрезонаторного клистрона-генератора при $\gamma=0.5$. 1 - генерации нет; 2 - одночастотная генерация; 3 - автомодуляция; 4 - область бистабильности

3. Результаты экспериментальных исследований

В качестве объекта исследований был взят пятирезонаторный клистрон среднего уровня мощности 10-см диапазона. В клистроне использованы двухзазорные объемные резонаторы, работающие на противофазном виде колебаний. Входной резонатор клистрона соединен с выходным коаксиальной линией обратной связи. В цепь обратной связи, начиная от выходного резонатора, через направленные ответвители последовательно включены: кристаллический детектор для наблюдения огибающей сигнала; второй кристаллический детектор для наблюдения на экране осциллографа двумерной проекции фазового портрета колебательных процессов с помощью метода задержки; анализатор спектра для исследования полного СВЧ-спектра сигналов в широкой полосе частот; цифровой частотомер для измерения частоты квазигармонических колебаний; термисторный измеритель мощности с аттенюатором; поляризационный аттенюатор для изменения глубины обратной связи.

Длина линии обратной связи составила около 10 м. Нагруженная добротность входного объемного резонатора клистрона $Q_{\text{вх}}=250$, выходного $Q_{\text{вых}}=125$. Собственная добротность резонаторов $Q_0=460$, характеристическое сопротивление $\rho=300$ Ом, собственная частота $f=2800$ МГц. В качестве управляющих параметров использовались ток электронного пучка I_0 и затухание в цепи обратной связи L . Описанная установка обеспечивает возможность одновременного наблюдения осциллограмм огибающей сигнала, его полного спектра, фазового портрета, а также измерения частоты и уровня выходной мощности. Таким образом, она позволяет достаточно точно идентифицировать характер различных колебательных режимов, включая режимы регулярной и хаотической автомодуляции.

Прежде всего, была изучена зависимость пускового тока генерации от ускоряющего напряжения. Полученная зависимость определила рабочий интервал ускоряющих напряжений (1000...3000 В). На рис. 3 приведены границы зон генерации на плоскости параметров ток пучка I_0 - ускоряющее напряжение V_0 (затухание в цепи обратной связи $L=0$). В выбранном интервале ускоряющих напряжений наблюдаются пять зон генерации. Как видно из рисунка, наименьшие стартовые токи имеют зоны, расположенные в центре рабочего диапазона ускоряющих напряжений. Это объясняется тем, что параметр усиления α , как видно из (9), пропорционален $V_0^{3/2}$. Поэтому с ростом V_0 стартовый ток в центре зоны генерации должен расти пропорционально $V_0^{3/2}$. С другой стороны, для используемого типа резонаторов (двузворные резонаторы с бессеточным зазором) в низковольтной части рабочего диапазона уменьшается параметр M . Вследствие этого стартовые токи опять увеличиваются.

Когда ток пучка превышает порог самовозбуждения, наблюдаются режимы стационарной одночастотной генерации. На рис. 4 приведены зависимости мощности от ускоряющего напряжения для разных значений тока пучка. При токе 6 мА возбуждаются лишь две зоны. С ростом тока мощность растет, зоны расширяются, а их число увеличивается.

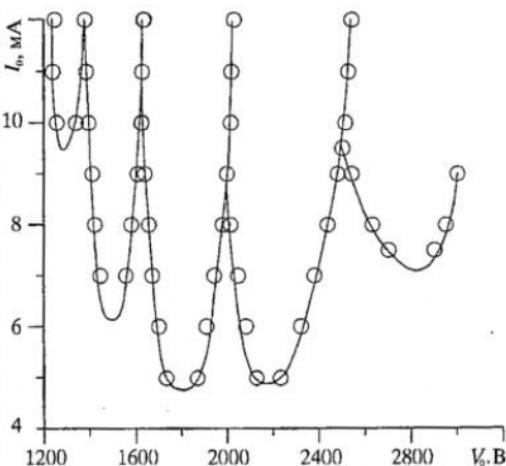


Рис 3. Границы зон генерации

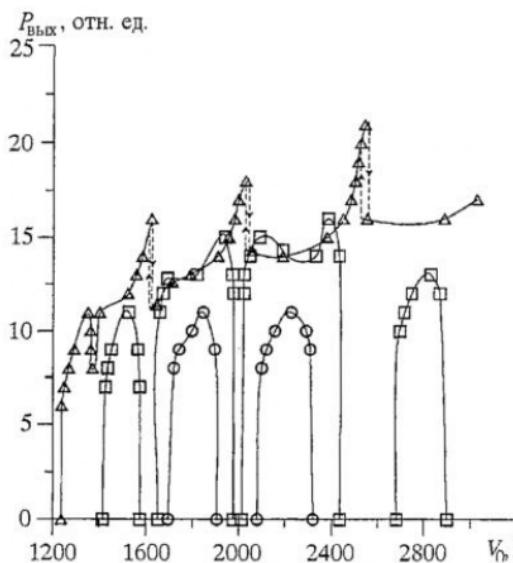


Рис. 4. Зависимость выходной мощности от ускоряющего напряжения для разных значений тока пучка: 6 мА (○), 8 мА (□) и 12 мА (Δ)

При значительном превышении над порогом самовозбуждения однократотный режим становится неустойчивым и сменяется режимом периодической автомодуляции. При этом на фазовом портрете огибающей сигнала мягко возникает предельный цикл, а в спектре появляется пара сателлитов, симметрично отстоящих от основной частоты на величину $f_{\text{ам}} \approx 3.6$ МГц. Минимальный ток, при котором возникает автомодуляция, $I_{\text{ам}} \approx 13$ мА.

Дальнейшее увеличение тока пучка приводит к хаотизации колебаний. Как известно, для систем с амплитудным механизмом автомодуляции наиболее характерным является переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума, то есть через

При этом зоны деформируются, максимум мощности в зоне смещается в область более высоких напряжений. Для большей наглядности на рис. 5 картина зон генерации построена в трех измерениях: мощность, ускоряющее напряжение, ток.

Увеличение тока приводит к тому, что зоны начинают перекрываться. Вблизи их границ зависимости мощности от V_0 становятся неоднозначными, наблюдается бистабильность. При плавном изменении ускоряющего напряжения наблюдается жесткий переход из одной зоны в другую, который сопровождается гистерезисом (рис. 4). Все эти результаты хорошо согласуются с численным моделированием. Следует отметить, что именно в точках жесткого перехода имеются резко выраженные максимумы выходной мощности.

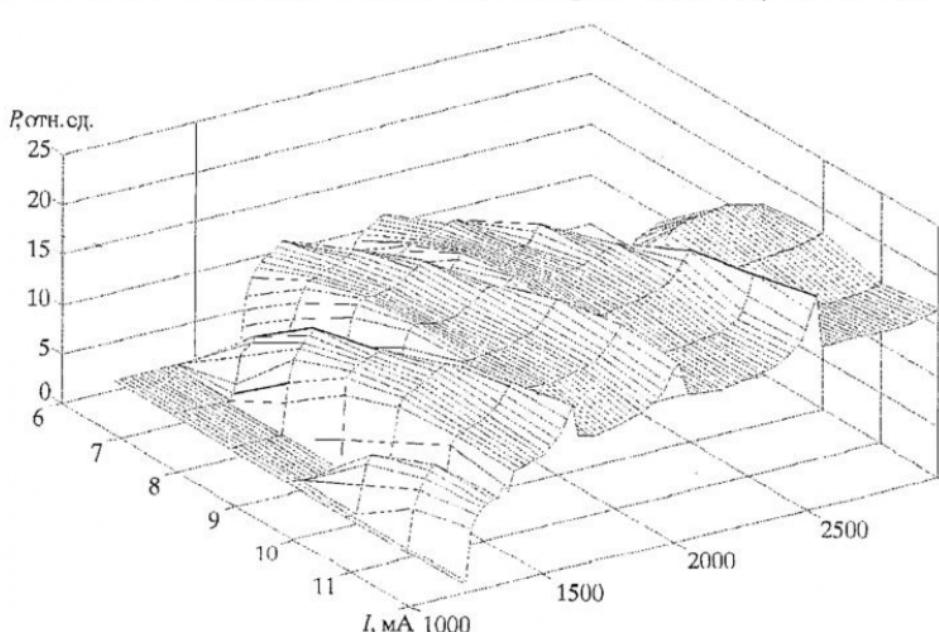


Рис. 5. Трехмерная картина зон генерации

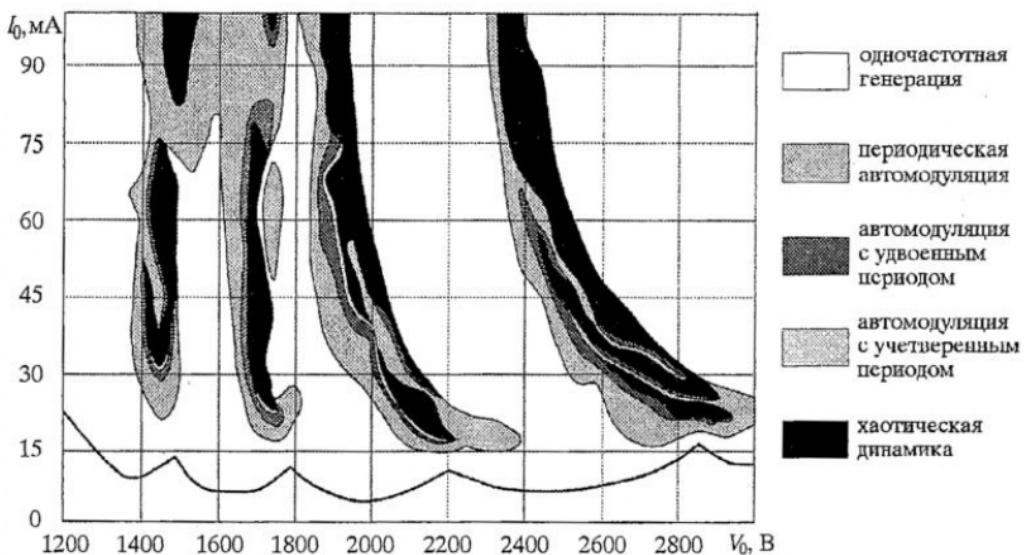


Рис. 6. Карта динамических режимов

последовательность бифуркаций удвоения периода автомодуляции (см., например, [1,2,9,12]).

На рис. 6 изображена карта динамических режимов на плоскости параметров (I_0 , V_0), то есть разбиение плоскости параметров на области с различным характером колебаний. Карта построена для случая $L=10$ дБ. На этой диаграмме выделены области одночастотной генерации, периодической автомодуляции, автомодуляции с удвоенным и учетверенным периодом и области хаотической динамики. Области автомодуляции имеют вид отдельных зон, разделенных обширными участками одночастотной генерации. С ростом тока можно наблюдать слияние некоторых из них (например, в области $V_0 \approx 1500$ В). Как и ожидалось, доминирующим является переход к хаосу через последовательность бифуркаций удвоения периода. Типичные фазовые портреты и спектры приведены на рис. 7. Из-за наличия флуктуаций удается уверенно наблюдать не более трех бифуркаций удвоения периода. Как видно из рис. 6, уже области колебаний с учетверенным периодом являются очень узкими, так что зафиксировать их достаточно сложно.

Следует отметить, что линии различных бифуркаций имеют довольно сложный вид (что типично для систем с несколькими управляющими параметрами). Поэтому сценарий Фейгенбаума можно наблюдать лишь двигаясь по плоскости параметров соответствующим образом. Если же зафиксировать, например, ускоряющее напряжение и просто увеличивать ток пучка, то можно, вообще говоря, наблюдать самые разнообразные последовательности смены колебательных режимов. Например, могут происходить жесткие переходы к хаосу из режимов регулярной автомодуляции и даже из режимов одночастотной генерации, которые сопровождаются гистерезисными явлениями. С другой стороны, существуют интервалы ускоряющих напряжений, в которых во всем доступном интервале изменения тока генерация остается одночастотной, не возникает даже регулярная автомодуляция.

Обратим внимание, что в большинстве зон генерации области периодической автомодуляции имеют вид узких «языков», далеко вдающихся в области хаоса. Внутри различных «языков» наблюдаемые проекции фазового портрета представляют собой циклы топологически различной формы. С ростом тока пучка, как правило, форма усложняется. На первоначально «гладком» цикле (пример

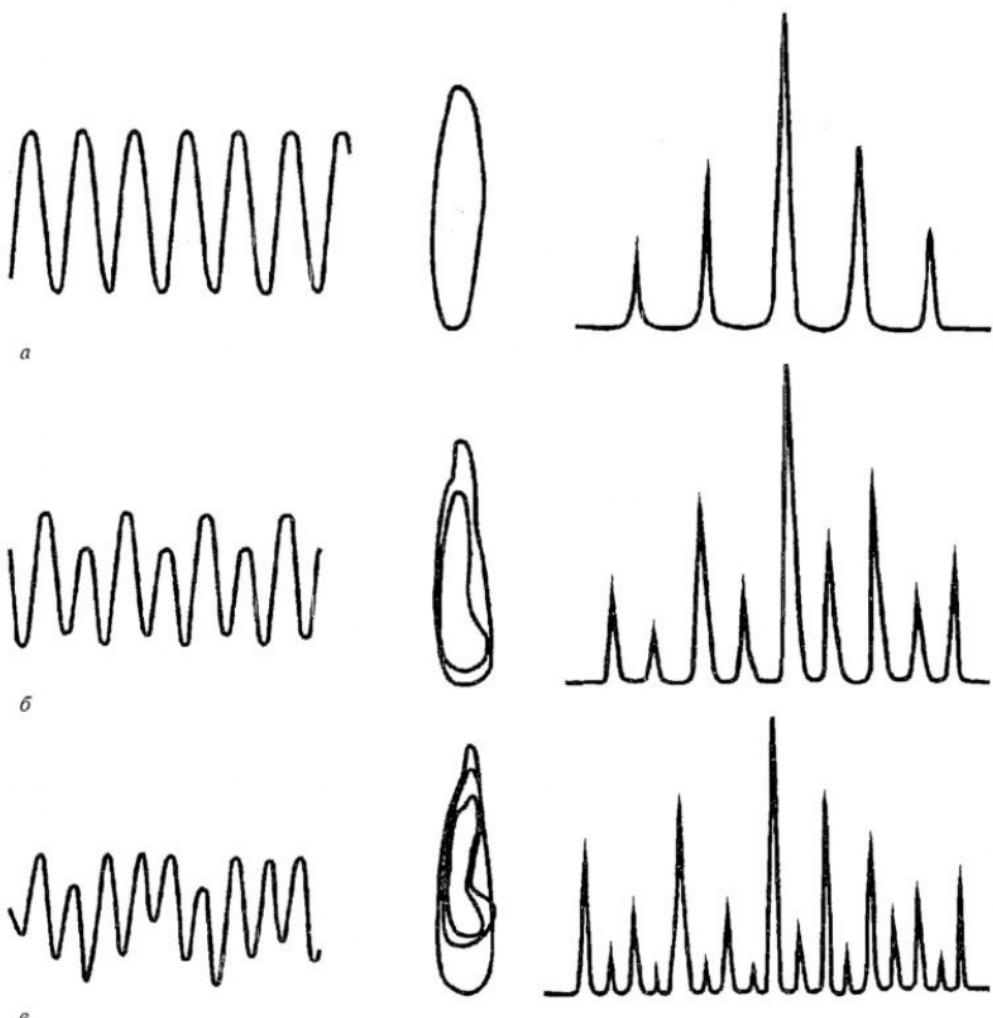


Рис. 7. Огибающие, фазовые портреты, спектры колебаний, иллюстрирующие переход к хаосу по сценарию Фейгенбаума. *а* - автомодуляция; *б* - первое удвоение периода; *в* - второе удвоение периода

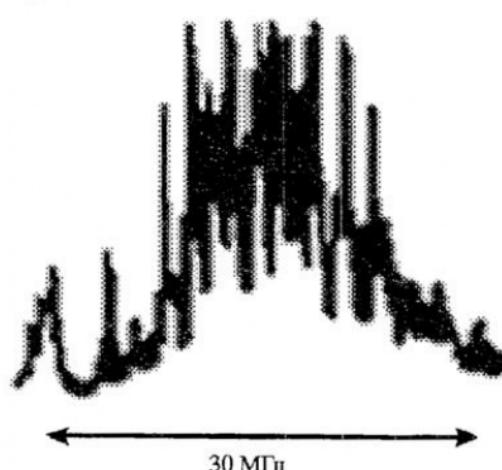


Рис. 8. Спектр хаотических колебаний в режиме не показаны. Вблизи границ перехода к «развитого» хаоса спектр хаотических колебаний

которого приведен на рис. 7, *а*) образуются петли. Соответственно усложняется и временная реализация выходного сигнала: в течение одного периода колебаний наблюдается несколько локальных максимумов. Одновременно уменьшается частота автомодуляции. Такое поведение является характерной особенностью автоколебательных систем с запаздыванием (более подробно данная картина описывается в [12]).

Внутри областей со сложной динамикой также имеются многочисленные «окна» регулярного поведения. Они образуют сложную структуру и ввиду своего малого размера на рис. 6

является сильно изрезанным, с ярко выраженными максимумами на частотах автомодуляции. При больших токах пучка происходит переход к колебаниям с существенно более однородным спектром, имеющим полосу примерно 32 МГц (рис. 8). При этом на фазовом портрете уже не различима какая-либо крупномасштабная структура.

Подобные режимы, которые можно квалифицировать как так называемый «развитой» хаос, типичны для распределенных автоколебательных систем электронной природы при больших значениях параметра неравновесности (см., например, [1-3,15]).

Заключение

Резонансный автогенератор на основе многорезонаторного клистрона представляет собой относительно простой и исключительно удобный объект для экспериментального изучения хаотических автоколебаний в СВЧ-диапазоне. Данный прибор является типичным представителем распределенных автоколебательных систем с запаздывающей обратной связью и демонстрирует многие особенности сложного поведения, присущие подобным системам. Следует ожидать, что он займет место в ряду эталонных моделей СВЧ-электроники со сложной динамикой, таких как ЛОВ и ЛБВ-генераторы.

Представленные в статье результаты экспериментальных исследований показывают, что подстройкой управляющих параметров (ток пучка, ускоряющее напряжение, глубина обратной связи и т.д.) можно реализовать разнообразные регулярные и хаотические режимы генерации. Хаотическое поведение удается наблюдать в достаточно широком диапазоне управляющих параметров. Важно отметить, что существует большое число хаотических режимов, которым соответствуют странные аттракторы различных типов. Целью дальнейших исследований будет выяснение «тонкой структуры» хаотических колебаний, что поможет выявить общие закономерности сложной динамики распределенных систем. Обнаруженные аналогии с рядом моделей распределенных автоколебательных систем (усложнение формы предельных циклов, многократное чередование регулярных и хаотических режимов, переход к «развитому» хаосу и т.д.) позволяют надеяться на прогресс в этом направлении.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта CRDF № REC-006 и программы Университеты России (грант УР 01.01.021).

Библиографический список

1. 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, № 5. С.604.
2. Кузнецов С.П. Сложная динамика генераторов с запаздывающей обратной связью // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т.25, № 12. С. 1410.
3. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
4. Дмитриев А.С., Кислов В.Я. Стохастические колебания в радиофизике и электронике. М.: Наука, 1989.
5. Кузнецов С.П. Применение математического аппарата теории дифференциальных уравнений с отклоняющимся аргументом к некоторым задачам электроники СВЧ // Лекции по электронике СВЧ. 3-я зимняя школа-семинар инженеров. Кн. 1. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1974. С. 112.

6. Кузнецов С.П., Перельман А.Ю., Трубецков Д.И. Автомодуляционные и стохастические режимы в клистроне бегущей волны с внешней обратной связью// ЖТФ. 1983. Т. 53, № 1. С. 163.
7. Ергаков В.С., Мусеев М.А. Двухрезонаторный генератор с запаздывающей обратной связью // РЭ. 1986. Т.31, № 5. С. 962.
8. Афанасьева В.В., Лазерсон А.Г. Динамический хаос в двухрезонаторных клистронных автогенераторах с запаздывающей обратной связью// Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1995. Т. 3, № 4. С. 88.
9. Дмитриева Т.В., Рыскин Н.М., Титов В.Н., Шигаев А.М. Сложная динамика простых моделей распределенных электронно-волновых систем // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т.7, № 6. С. 66.
10. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ. М.: Сов. радио, 1971.
11. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
12. Рыскин Н.М., Шигаев А.М. Сложная динамика простой модели распределенной автоколебательной системы с запаздыванием // ЖТФ. 2002. Т. 72, № 7. С. 1.
13. Шевчик В.Н. Основы электроники сверхвысоких частот. М.: Сов. радио. 1959.
14. Калинин В.И., Залогин Н.Н., Кислов В.Я. Нелинейный резонанс и стохастичность в автоколебательной системе с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28, № 10. С.2001.
15. Кац В.А. Возникновение хаоса и его эволюция в распределенном автогенераторе с запаздыванием (эксперимент) // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т.28, № 2. С.161.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 30.05.2002

COMPLEX DYNAMICS OF MULTIPLE-CAVITY KLYSTRON OSCILLATORS WITH DELAYED FEEDBACK

B.S. Dmitriev, Yu.D. Zharkov, K.K. Kizhaeva,
D.V. Klokotov, N.M. Ryskin, A.M. Shigaev

Main investigation results of complex dynamics of delayed feedback klystron oscillators are presented. Mathematical models of oscillators based on double-cavity and multi-cavity klystrons are discussed. Self-excitation conditions, modes of stationary single-frequency oscillation, self-modulation conditions have been analyzed theoretically. Also the experimental device is described for the dynamics investigation of multi-cavity klystron oscillator and the results of experimental study of different oscillation modes (single-frequency, multi-frequency and chaotic) are presented. The work shows that experimental data are in a good qualitative agreement with theoretical results.



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. Опубликовано свыше 100 работ, среди них несколько учебных пособий, 20 изобретений.



Кизяева Ксения Кирилловна - студентка 4 курса факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов: изучение нелинейной динамики генераторов с запаздывающей обратной связью. Соавтор 3 публикаций.



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. Опубликовано 8 работ.



Рыскин Никита Михайлович - родился в Саратове (1966). После окончания физического факультета Саратовского университета (1991) работал в НИИ механики и физики СГУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности радиофизика (1996). Доцент кафедры нелинейной физики СГУ. Область научных интересов - нелинейная динамика распределенных систем, нелинейные явления в приборах СВЧ-электроники, вакуумная микроэлектроника. Автор и соавтор более 50 научных работ, в том числе учебного пособия «Нелинейные волны» (М.: Наука, Физматлит, 2000, совместно с Д.И. Трубецковым). E-mail: ruskinnm@info.sgu.ru



Шигаев Андрей Михайлович - родился в 1981 г. Аспирант кафедры нелинейной физики СГУ. Область научных интересов - нелинейная динамика распределенных автоколебательных систем с запаздыванием, использование динамического хаоса в системах связи и передачи информации. Соавтор более 10 публикаций по данной тематике. Стипендиант Объединенного физического общества РФ (2001/2002). Лауреат медали и премии ежегодного конкурса РАН для молодых ученых, аспирантов и студентов (2001). В настоящее время проходит годичную стажировку в Штутгартском университете (Германия) в рамках программы DAAD.