



ВЛИЯНИЕ СИГНАЛА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ НА КОЛЕБАНИЯ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ «ВИНТОВОЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ПОТОК - ВСТРЕЧНАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА»

А.А. Короновский, Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов

В работе изучено влияние хаотического детерминированного сигнала на систему «винтовой электронный пучок - встречная электромагнитная волна». Исследовано усложнение хаотического сигнала при прохождении через гироусилитель со встречной волной. Впервые показана возможность хаотической синхронизации гирогенератора на встречной волне внешним хаотическим сигналом. Выяснены условия, при которых имеет место хаотическая синхронизация в такой распределенной системе.

Введение и исследуемая модель

Одной из актуальных задач современной радиофизики и сверхвысокочастотной электроники является рассмотрение вопросов влияния сигнала сложной формы (например, порождаемого детерминированным хаотическим процессом) на активные радиоэлектронные устройства СВЧ-диапазона.

В современной нелинейной теории колебаний и волн достаточно большое число работ посвящено проблеме прохождения и усложнения хаотического сигнала через инерционные цепи и среды [1-5]. Одновременно вызывает большой интерес исследование хаотической синхронизации нелинейных систем и сред (см., например, монографии [6,7], обзоры [8,9], а также список литературы к ним). Поэтому представляется интересным рассмотрение задачи о воздействии детерминированного хаотического сигнала на распределенные нелинейные среды типа «ансамбль электронов-осцилляторов - электромагнитное поле». В работе [10] было проведено исследование прохождения регулярного многочастотного сигнала через гирорезонансный усилитель на прямой волне (гирос-ЛБВ) и показано, что при определенных значениях управляющих параметров имеет место существенное искажение такого сложного сигнала. В работе [11] было рассмотрено искажение узкополосного хаотического сигнала при прохождении через усилитель обратной волны О-типа.

В последнее время интерес исследователей вернулся к генераторам и усилителям, использующим в качестве активной среды винтовой электронный пучок, взаимодействующий с прямой или встречной волной, - МЦР с прямой и

встречной волной. Об этом свидетельствует большое число публикаций по данной тематике за последние несколько лет (см., например, [12-19]). В представленной работе исследуется влияние внешнего хаотического сигнала на колебания в системе винтовой электронный пучок - встречная электромагнитная волна. Рассматривается как усиление хаотического сигнала в гироусилителе со встречной волной, так и влияние хаотического сигнала на режимы развитой хаотической генерации в гиро-ЛВВ.

Для исследования прохождения хаотического сигнала используется простейшая модель, описывающая взаимодействие цилиндрического слаборелятивистского винтового пучка со встречной волной, которая имеет вид [18,19]

$$d\beta/d\xi - j\mu(1-|\beta|^2)\beta = F, \quad (1)$$

$$\partial F/\partial\tau - \partial F/\partial\xi = -1/(2\pi) \int_0^{2\pi} \beta d\theta_0 \quad (2)$$

с начальными и граничными условиями

$$F(\xi, \tau=0) = f^0(\xi), \quad \beta(\xi=0) = \exp(j\theta_0), \quad \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad (3)$$

$$F(\xi=A, \tau) = F_{\text{ext}}(\tau). \quad (4)$$

Уравнение (1) есть уравнение движения электронов слаборелятивистского винтового пучка [20], уравнение (2) - нестационарное уравнение возбуждения встречной волны электронным потоком [21]. Граничное условие (4) отражает тот факт, что на правую границу системы подается входной сигнал $F_{\text{ext}}(\tau)$.

В системе уравнений (1)-(4) введены следующие обозначения: $\beta = r \exp(j\theta)$ - комплексный радиус траекторий электронов ансамбля, первоначально равномерно распределенных по фазе относительно ВЧ поля; $F = F(\xi, \tau)$ - медленно меняющаяся комплексная безразмерная амплитуда поля в сечении пучка; $\xi = \beta_0(\hat{\omega}) \epsilon z$ - безразмерная продольная координата; $\tau = \hat{\omega} \epsilon (t - z/v_{\parallel}) (1 + v_{\parallel}/v_g)^{-1}$ - безразмерное время в движущейся с продольной скоростью пучка v_{\parallel} системе координат; $\hat{\omega}$ - частота, по которой производится усреднение. Частота $\hat{\omega}$ удовлетворяет условию синхронизма

$$\hat{\omega} + \beta_0(\hat{\omega}) v_{\parallel} - \omega_c = 0. \quad (5)$$

Здесь $\beta_0(\hat{\omega})$ - постоянная распространения встречной волны с частотой $\hat{\omega}$ в системе без электронного пучка. Кроме этого введены следующие параметры: $\mu = (v_{\parallel}/c)/2\epsilon$ - параметр неизохронности, характеризующий меру инерционности системы, то есть скорость изменения фазы электрона при изменении скорости его движения; $\epsilon = [I_0 K / (4V_0)(1 + v_{\perp 0}^2/v_{\parallel}^2)]^{1/2} \ll 1$ - параметр взаимодействия; $\omega_c = eB_0/(m_0 c)[1 - 1/2(v_{\parallel}^2 + v_{\perp 0}^2)/c^2]$ - циклотронная частота при $\xi=0$; K - сопротивление связи; $v_{\perp 0}$ - начальная поперечная скорость электронов; I_0 и V_0 - постоянные составляющие тока и напряжения винтового пучка.

Модель, описываемая уравнениями (1)-(3), справедлива при выполнении следующих условий: поле в поперечном сечении электронного пучка должно быть однородно; продольная скорость $v_{\parallel} \approx \text{const}$ (то есть пренебрегаем взаимодействием электронов-осцилляторов с ВЧ составляющими магнитного поля); нестационарный процесс предполагается узкополосным, вследствие чего в рабочей полосе частот необходимо учитывать взаимодействие винтового пучка только со встречной волной. Кроме этого модель идеализирована в том смысле, что в реальных устройствах для эффективной перестройки частоты генерации вводят одновременное изменение геометрии волновода и величины магнитного поля вдоль длины пространства взаимодействия, в данном случае это не учитывается [22-23].

Система уравнений (1)-(4) решалась численно с использованием метода «крупных частиц», двухшаговой схемы «предиктор - корректор» для интегрирования уравнений движения и схемы Лакса - Вендроффа для интегрирования уравнения возбуждения (уравнения в частных производных), которые имеют второй порядок точности.

В работах [18-19] исследована динамика рассматриваемой системы в автономном режиме и показано наличие в ней различных режимов пространственно-временных колебаний. При заданной длине системы A с увеличением параметра неизохронности μ имеет место последовательная смена различных режимов МЦР со встречной волной. При $\mu > \mu_{st}$ имеет место самовозбуждение лампы и возникновение режима стационарной генерации. При $\mu > \mu_{am}$ возникает автомодуляция выходного сигнала, сначала периодическая, а с дальнейшим ростом μ - хаотическая. Это иллюстрирует рис. 1, на котором представлена бифуркационная диаграмма колебаний медленно меняющейся амплитуды выходного поля $|F(\xi=0, \tau)|$ с изменением параметра неизохронности μ при безразмерной длине системы $A=3.0$. На рисунке приведены положения максимумов F_{max} амплитуды выходного сигнала в зависимости от параметра μ . С увеличением неизохронности электронов-осцилляторов в системе наблюдается возбуждение автоколебаний с постоянной амплитудой (режим стационарной генерации). При некотором $\mu = \mu_{am} \approx 3.77$ возникает периодическая автомодуляция. Максимумы поля на бифуркационной диаграмме откладываются, начиная с этого значения параметра неизохронности μ_{am} . С дальнейшим ростом параметра неизохронности имеет место удвоение периода автомодуляции, и далее генератор переходит в режим хаотической автомодуляции выходного сигнала.

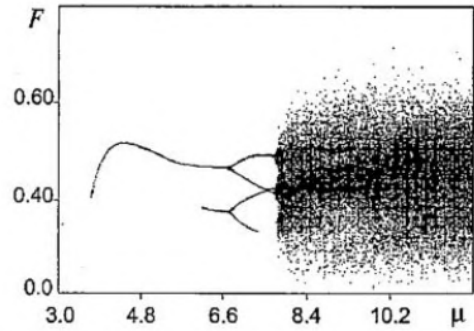


Рис. 1. Бифуркационная диаграмма колебаний амплитуды выходного сигнала МЦР со встречной волной при изменении параметра неизохронности μ для фиксированной длины системы $A=3.0$

Усиление хаотического сигнала в МЦР-усилителе со встречной волной

Рассмотрим усиление хаотического сигнала в исследуемой активной среде. Самовозбуждение МЦР со встречной волной при малых параметрах неизохронности μ происходит при больших длинах A системы. Поэтому рассмотрим систему с малой безразмерной длиной $A=1.0$, при которой самовозбуждение не возникает при больших значениях μ . На рис. 2 представлены амплитудно-частотные характеристики МЦР-усилителя со встречной волной для различных значений параметра неизохронности. Они получены при анализе усиления гармонического сигнала $F_{ext} = F_0 \exp(j\Omega t)$. При большом параметре неизохронности μ (рис. 2, б) коэффициент усиления G в линейном режиме ($F_0=0.01$) достигает величины 15 дБ на частоте $\Omega = -3.6$. Отрицательные значения частоты связаны с тем, что в принятой нами нормировке частота Ω определяет поправку к частоте «холодного» синхронизма $\hat{\omega}$. При переходе в нелинейный режим (с ростом F_0) коэффициент усиления G падает, а ширина полосы усиления увеличивается.

При малой степени фазовой нелинейности $\mu(1-|\beta|^2)\beta$ коэффициент усиления существенно меньше ($G_{max} \approx 3.3$ дБ).

Фазо-частотные характеристики МЦР-усилителя со встречной волной близ-

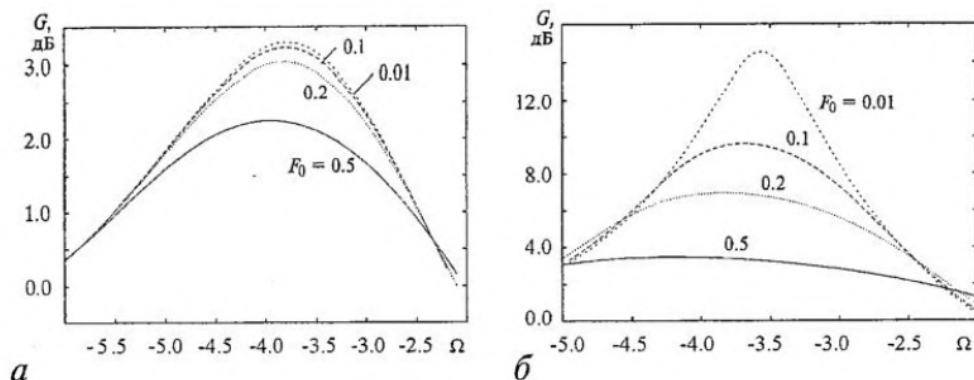


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики МЦР-усилителя со встречной волной при параметре неизохронности μ , равном: а - 2.0; б - 8.0

ки к линейным, практически не меняются при изменении параметра неизохронности μ и амплитуды входного сигнала F_0 и не приводятся здесь для экономии места.

Для анализа усиления детерминированного хаотического сигнала рассматривается сигнал, генерируемый системой Рёсслера [24], которая является одной из наиболее полно и глубоко изученных нелинейных потоковых конечномерных систем

$$\dot{x} = -(y + z), \quad \dot{y} = x + ey, \quad \dot{z} = w - mz + xz. \quad (6)$$

Управляющие параметры были выбраны следующими: $e=w=0.2$, $m=4.6$, что соответствует режиму ленточного хаоса.

Предположим, что на вход гиросилителя со встречной волной подается входной многочастотный сигнал, который формируется в виде

$$F_{\text{ext}} = F_0(1 + Mx(t))\exp j\Omega t, \quad (7)$$

где M - глубина модуляции; $x(t)$ - сигнал, порождаемый системой Рёсслера (6) при вышеуказанных управляющих параметрах; F_0 и Ω - амплитуда и частота несущего гармонического сигнала.

Проанализируем прохождение хаотического усиливаемого сигнала (7) вдоль длины пространства взаимодействия. Рассмотрим случай параметра неизохронности $\mu=8.0$. Амплитуда управляющего сигнала $F_0=0.01$, частота Ω выбиралась равной частоте максимального усиления (см. рис. 2).

На рис. 3 представлены спектры мощности, проекции фазовых портретов, восстановленные по методу Такенса [25,26]. На рис. 4 - отображения последования, построенные по колебаниям амплитуды поля $|F(\xi, \tau)|$ в четырех последовательных сечениях лампы ξ . Отображения последования представляют собой нанесенные на плоскость точки (P_i, P_{i+1}) , полученные из последовательности локальных максимумов $\{P_i\} = \min\{|F(\tau)|\}$. Рисунки были построены при $F_0=0.01$ (линейный режим) и большом параметре неизохронности $\mu=8.0$.

Из рисунков видно, что по мере продвижения вдоль пространства взаимодействия МЦР-усилителя со встречной волной усиливаемый сложный сигнал искажается. Отображение последования уже в сечении $\xi=0.9A$ (рис. 4, б) становится неоднозначным, однако его вид в сравнении с исходной параболой изменяется не сильно. При $\xi < 0.6A$ имеет место существенное искажение отображения последования (рис. 4, в). Оно приобретает вид кривой, составленной из нескольких кусков. Далее в области $\xi < 0.5A$ характеристики усиливаемого

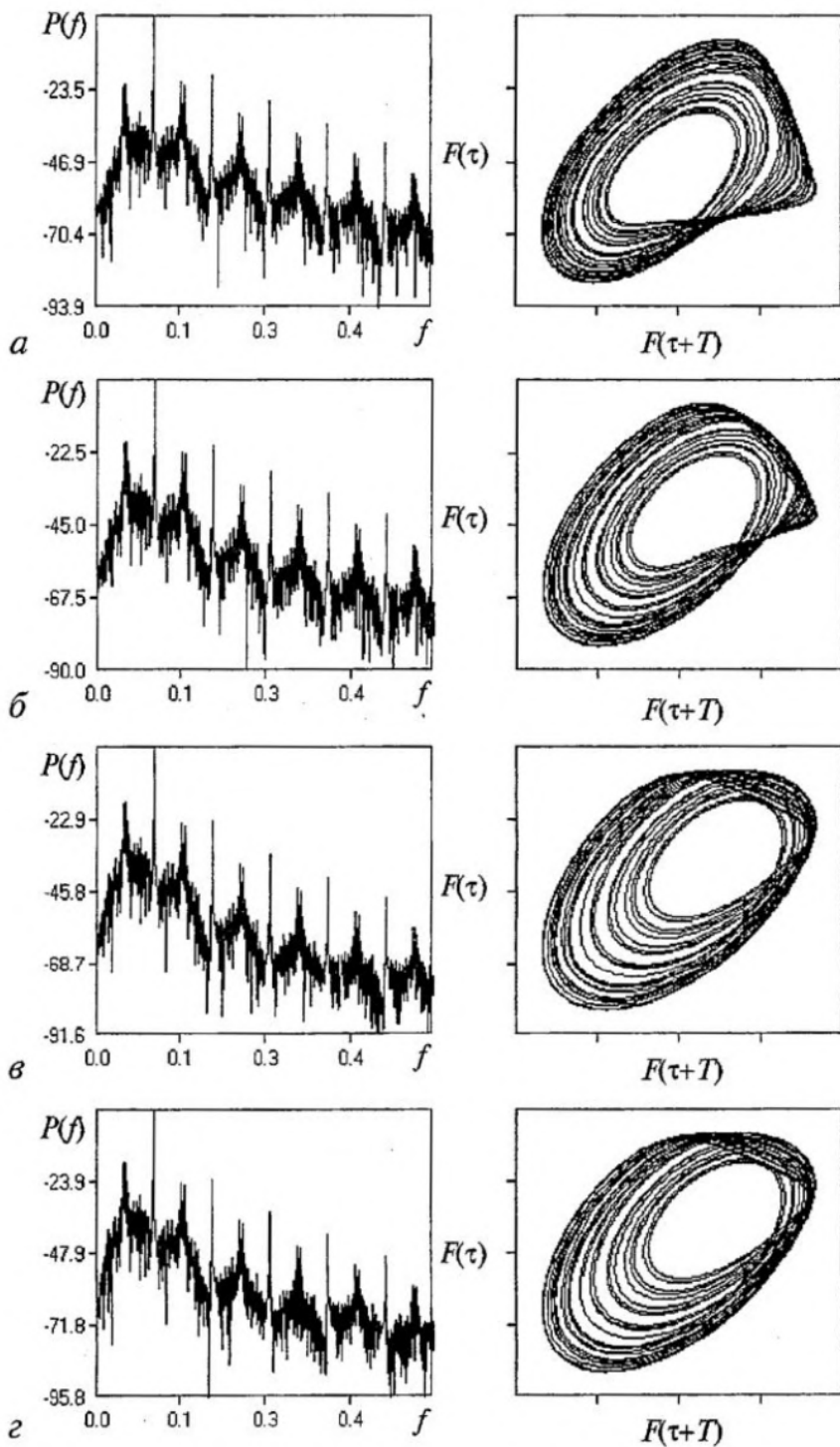


Рис. 3. Спектры и фазовые портреты колебаний амплитуды поля $|F|$ в различных сечениях ξ пространства взаимодействия усилителя: *a* - A ; *б* - $0.9A$; *в* - $0.5A$; *г* - 0.0

хаотического сигнала практически не меняются с уменьшением координаты (ср. рис. 4, *в* и рис. 4, *г*).

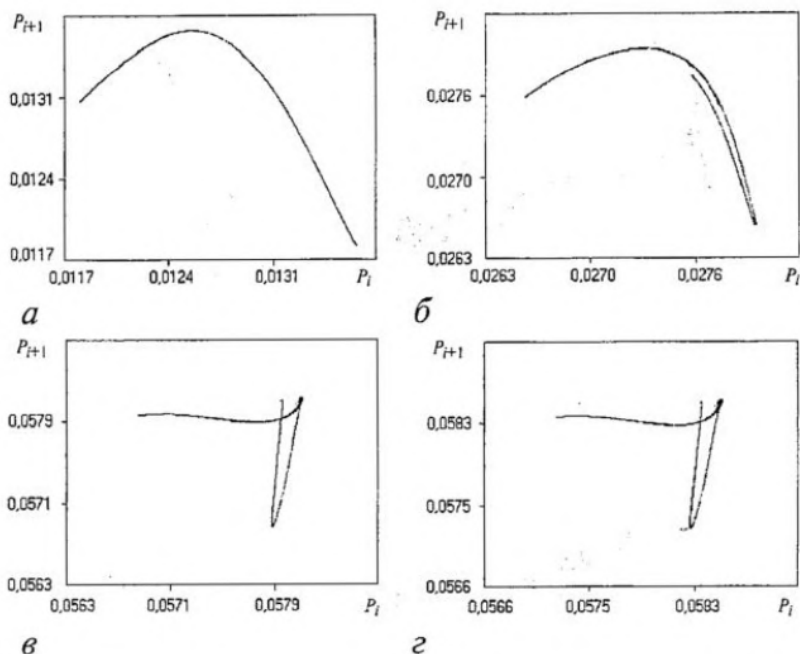


Рис. 4. Отображения последования, построенные по колебаниям амплитуды поля $|F|$ в различных сечениях ξ пространства взаимодействия усилителя: а - А; б - 0.9А; в - 0.5А; г - 0.0

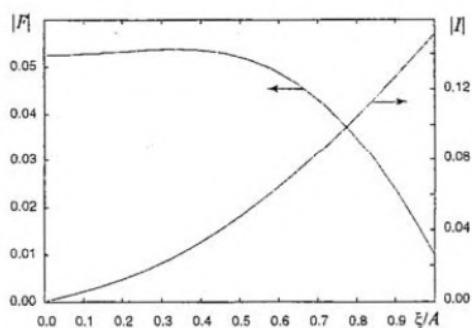


Рис. 5. Распределения амплитуды поля $|F|$ электромагнитной волны и амплитуды первой гармоники $|H|$ сгруппированного тока вдоль длины пространства взаимодействия для параметра неизохронности $\mu=8.0$, амплитуды входного сигнала $F_0=0.01$ и частоты $\Omega=-3.5$

Рассмотрим причины, приводящие к такому сильному искажению сигнала в области $\xi < 0.6A$. Для этого проанализируем пространственные распределения амплитуды поля и первой гармоники сгруппированного тока на длине лампы, построенные для малой амплитуды внешнего сигнала F_0 и частоты Ω , соответствующей максимуму усиления (рис. 5). Видно, что при $\xi/A < 0.4$ имеет место насыщение амплитуды поля электромагнитной волны. Как известно [19,27], насыщение амплитуды поля, наряду с перегруппировкой электронов-осцилляторов, является одним из наиболее распространенных нелинейных эффектов в системе «электронный пучок, взаимодействующий с электромагнитным полем». Поэтому на длине лампы $\xi \approx 0.6A$ процесс усиления сигнала достигает существенно нелинейной стадии. Прохождение детерминированного хаотического сигнала через область нелинейного усиления приводит к его сильному нелинейному искажению. Из анализа проекции аттрактора (см. рис. 3) можно предположить, что искаженный аттрактор сохраняет характерную для аттрактора Ресслера «полосовую» структуру, то есть нелинейное искажение сигнала сохраняет внутреннюю структуру аттрактора, но при этом приводит к перекручиванию «листа» аттрактора Ресслера, что демонстрирует отображение последования.

Для подтверждения факта сохранения внутренней структуры аттрактора искаженного усиливаемого сигнала была рассчитана корреляционная размерность

восстановленного аттрактора с помощью алгоритма Грассбергера и Прокаччия [28,29]. Напомним, что корреляционная размерность аттрактора D есть функция масштаба наблюдения ϵ

$$D(\epsilon) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \ln C(\epsilon) / \ln \epsilon,$$

где $C(\epsilon)$ - число пар точек, расстояние между которыми в фазовом пространстве меньше ϵ (редуцированный корреляционный интеграл), дается соотношением

$$C(\epsilon) = 1/(MN) \sum_{j=1}^M \sum_{i=1, i \neq j}^N H(\epsilon - |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|).$$

Здесь M - число точек редукции, N - число точек во временной реализации, H - функция Хевисайда, \mathbf{x} - вектор состояния в фазовом пространстве. При расчетах использовалось число отсчетов во временной реализации $N=200000$, а число точек редукции - $M=20000$.

На рис. 6 показаны зависимости наклона корреляционного интеграла $D(\epsilon)$ колебаний амплитуды поля $|F(\xi, \tau)|$ в сечениях $\xi=A$ (входная плоскость), $\xi=0.9A$ и $\xi=0$ (выходная плоскость). Кривые размерности построены при размерности пространства вложения $d=6$. Такое значение размерности вложения было выбрано в связи с тем, что при $d>6$ вид зависимости наклона корреляционного интеграла от размерности пространства вложения не меняется. Анализ рис. 6 показывает, что вид кривых $D(\epsilon)$ практически не меняется при продвижении от входа усилителя к выходу и совпадает с зависимостью размерности от масштаба наблюдения аттрактора во входном сечении лампы. Подобное поведение корреляционной размерности доказывает тот факт, что искажение сигнала связано с нелинейными эффектами, которые не искажают внутреннюю структуру хаотического сигнала, а приводят к нелинейным искажениям, заключающимся в «скручивании» аттрактора в фазовом пространстве при продвижении сигнала вдоль пространства взаимодействия.

Заметим, что обнаруженное усложнение сигнала в гироусилителе со встречной волной имеет качественно другую природу, чем наблюдаемое усложнение детерминированного хаотического сигнала в усилителе обратной волны типа О (см. работу Л.В. Красичкова и Н.М. Рыскина [11]) или в линейных диспергирующих средах [30,5]. В данном случае имеет место принципиально нелинейное преобразование сложного сигнала.

С увеличением амплитуды несущего сигнала F_0 (или уменьшения параметра неизохронности μ), что соответствует расширению полосы пропускания лампы, усиливаемый сложный хаотический сигнал искажается существенно слабее. Вид характеристик хаотического сигнала (спектр, фазовый портрет, отображение последования, размерность аттрактора) не меняется вдоль координаты ξ . Однако в этих режимах работы усилителя коэффициент усиления существенно меньше, чем в случаях большой неизохронности μ электронов-осцилляторов и линейного режима.

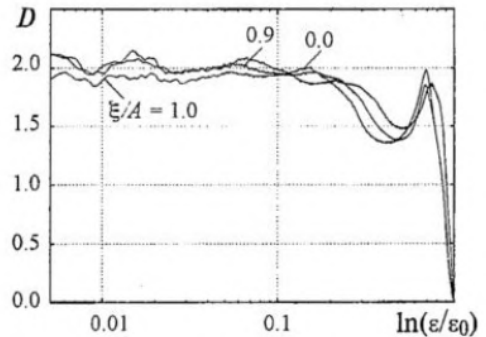


Рис. 6. Зависимости размерности восстановленных аттракторов от масштаба наблюдения в различных сечениях пространства взаимодействия усилителя

Влияние хаотического сигнала на шумовую генерацию в МЦР на встречной волне

Рассмотрим теперь режим развитой хаотической генерации в МЦР-генераторе на встречной волне. Будем рассматривать, как и раньше, систему длины $A=3$, но с параметром неизохронности $\mu=8.0$. При этих значениях параметров генератор демонстрирует развитые хаотические колебания, вид которых показан на рис. 7, а, на котором представлены спектр мощности и фазовый портрет амплитуды выходного сигнала $|F(\tau, \xi=0)|$ автономного генератора.

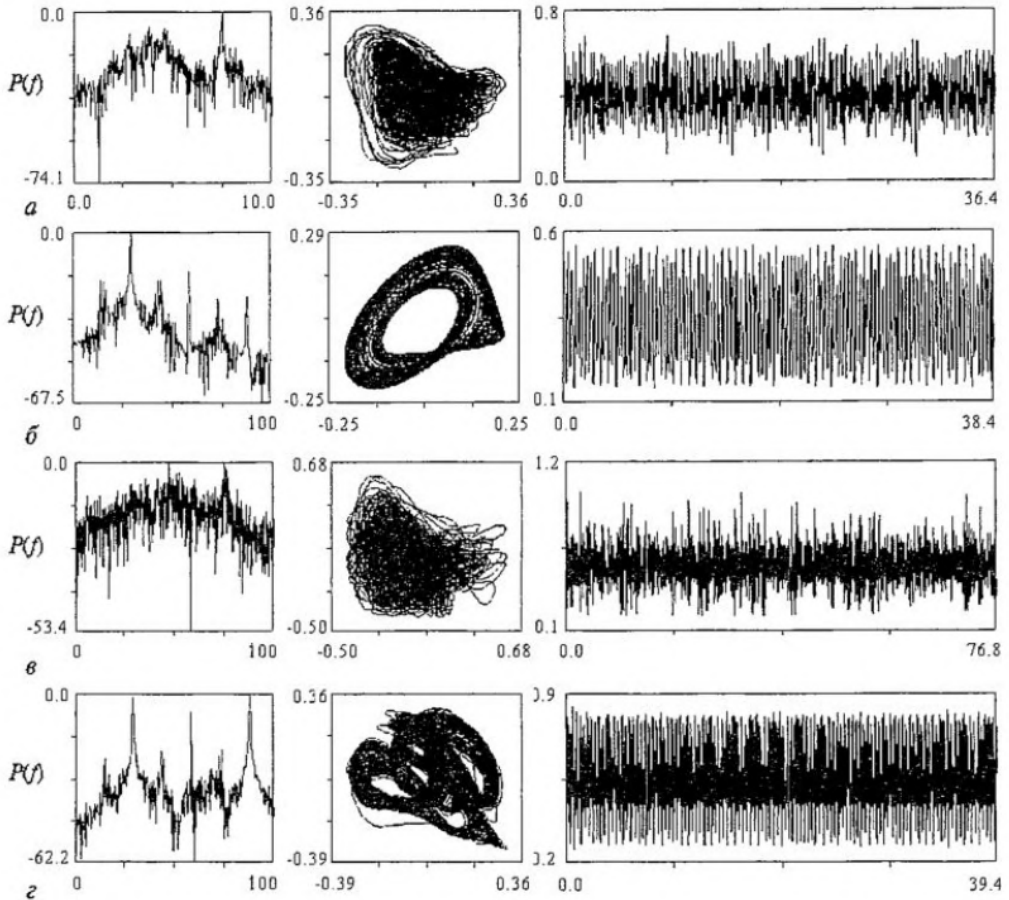


Рис. 7. Спектры и фазовые портреты колебаний амплитуды поля $|F|$ на выходе системы в автономном режиме (а); спектр входного сигнала F_{ext} (б); спектры и фазовые портреты колебаний амплитуды поля в неавтономном режиме при амплитуде входного сигнала F_0 : 0.05 (в) и 0.3 (г)

Будем воздействовать на генератор, как и в предыдущем разделе, сложным хаотическим сигналом (7), порождаемым системой Ресслера (6) при тех же значениях управляющих параметров. При исследовании величина глубины модуляции полагалась равной $M=0.09$ и изменялась величина амплитуды несущего гармонического сигнала в пределах $0.0 < F_0 < 0.6$. Частота несущего сигнала $\Omega = -1.13\pi$ была выбрана близкой к базовой частоте в спектре хаотической генерации $\omega_{0A} = -1.03\pi$ автономной гиролампы со встречной волной при $\mu=8.0$. На рис. 7, б показаны спектральные характеристики и фазовый портрет входного управляющего сигнала.

Рассмотрим, как ведет себя неавтономная система при увеличении амплитуды F_0 внешнего воздействия. При небольшой амплитуде внешнего воздействия $F_0 < 0.1$ имеет место резкое усложнение вида хаотических колебаний в системе. Для иллюстрации этого на рис. 7, в представлены характеристики колебаний (спектр мощности, проекция фазового портрета) амплитуды выходного поля неавтономного генератора при $F_0 = 0.05$. Из рисунка видно, что спектр выходного сигнала близок к спектру генерации автономной системы, однако при этом наблюдается рост шумового пьедестала в области низких частот.

С ростом амплитуды внешнего сигнала наблюдается упрощение спектра мощности выходного сигнала. В нем уменьшается высота шумового пьедестала, на его фоне появляются спектральные компоненты, «наследуемые» полем на выходе системы от входного хаотического сигнала. Одновременно имеет место упрощение фазового портрета колебаний - на нем появляется структура, определяемая характерным масштабом колебаний внешнего хаотического сигнала.

При $F_0 \approx 0.3$ спектр мощности становится близким к спектру входного сигнала (рис. 7, з, построен при $F_0 = 0.3$), порождаемого системой Ресслера (см. рис. 7, б).

Для сравнения спектра мощности сигнала, генерируемого неавтономной активной системой, со спектром внешнего хаотического сигнала строились множества точек вида

$$P_{out}(f) = F [P_{inp}(f)], \quad (8)$$

где P_{out} и P_{inp} - соответственно мощность (в дБ) спектральных компонент на частоте f в выходном и входном сигналах. Близость значений функции к диагонали $P_{out} = P_{inp}$ свидетельствует о близости спектрального состава двух колебательных процессов.

На рис. 8 представлены соответствующие зависимости для малой амплитуды внешнего воздействия $F_0 = 0.05$ и большой $F_0 = 0.3$ (при этом спектр выходного сигнала оказывается близким к входному). В первом случае (рис. 8, а) уже на длине пространства взаимодействия $0.05A$ имеет место существенное искажение спектра входного сигнала, выражающееся в заметном повышении высоты шумового пьедестала в спектре мощности: точки, нанесенные в соответствии с правилом (8), находятся выше диагонали. На выходе системы ($\xi = 0$) при $F_0 = 0.05$ спектр даже в области основных спектральных компонент ($P_{out}(f) > -20$ дБ) находится выше диагонали, то есть выходной сигнал имеет существенно другой спектральный состав, чем входной.

Другая картина наблюдается при большой амплитуде входного сигнала F_0 (рис. 8, б). В этом случае основные спектральные компоненты $P_{out}(f) > -20$ дБ находятся вблизи диагонали. Шумовой пьедестал ($P_{out} < -40$ дБ) поднимается над диагональю, однако его интенсивность значительно меньше, чем в случае малой амплитуды входного сигнала F_0 (см. рис. 8, а).

Для количественной оценки разницы спектров колебаний выходного поля неавтономной гиро-ЛВВ и колебаний внешнего хаотического сигнала рассматривалась характеристика следующего вида:

$$\zeta(P^0) = \int_f |P_{out}(f)H(P_{out}(f) - P^0) - P_{inp}(f)H(P_{inp}(f) - P^0)|df, \quad (9)$$

где H - функция Хевисайда. Величина $\zeta(P^0)$ характеризует различия в спектральных компонентах двух спектров мощности на уровне мощности P^0 . Интегральной характеристикой близости спектральных составов двух сигналов является интеграл

$$\langle \zeta \rangle = \int_{-100}^0 \zeta(P_{inp})dP_{inp}. \quad (10)$$

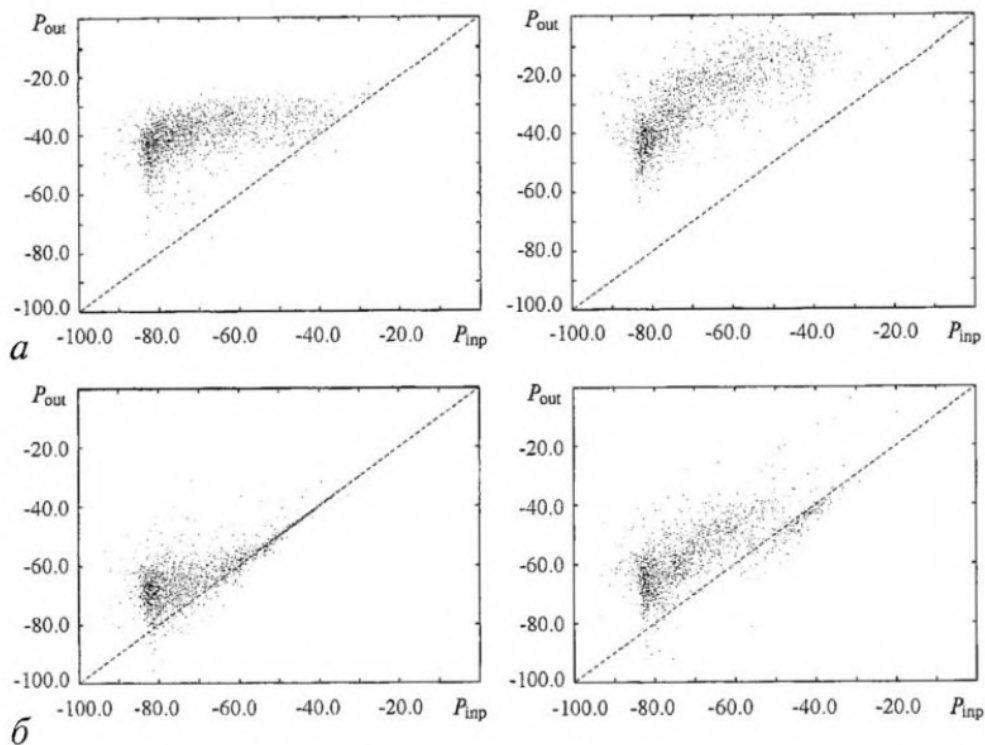


Рис. 8. Сравнение спектров мощности сигналов, генерируемых неавтономной активной средой, со спектром внешнего хаотического сигнала в соответствии с соотношением (8) для: а - режима усложнения хаотических колебаний ($F_0=0.05$); б - режима синхронизации хаоса ($F_0=0.3$). Слева представлено сравнение со спектром мощности сигнала в сечении пространства взаимодействия $\xi=0.95A$, справа - $\xi=0.0$

В соотношениях (9) и (10) спектральная мощность входного и выходного сигнала измеряется в дБ. Близость величины ζ к нулю свидетельствует о близости спектрального состава двух сигналов.

На рис. 9, показана зависимость величины ζ от амплитуды несущего сигнала F_0 . Из него видно, что с ростом амплитуды F_0 имеет место уменьшение величины ζ , и при $F_0 \approx 0.3$ эта величина достигает минимума. При этой амплитуде внешнего поля наблюдается спектральный состав колебаний выходного поля, наиболее близкий к спектру входного сигнала. Далее с ростом F_0 наблюдается разрушение режима синхронизации - величина ζ увеличивается. При большой амплитуде внешнего поля ($F_0 > 0.6$) опять имеет место возникновение режима хаотической синхронизации.

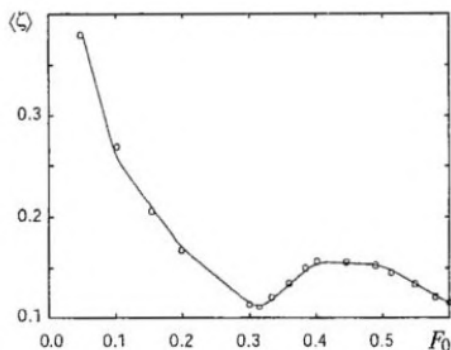


Рис. 9. Зависимость величины ζ от амплитуды несущего сигнала F_0

Рассмотрим теперь особенности пространственно-временной динамики неавтономной системы и выясним особенности физических процессов в гиро-ЛВВ при воздействии на него детерминированного хаотического сигнала.

Эволюцию спектра колебаний вдоль длины системы для случая

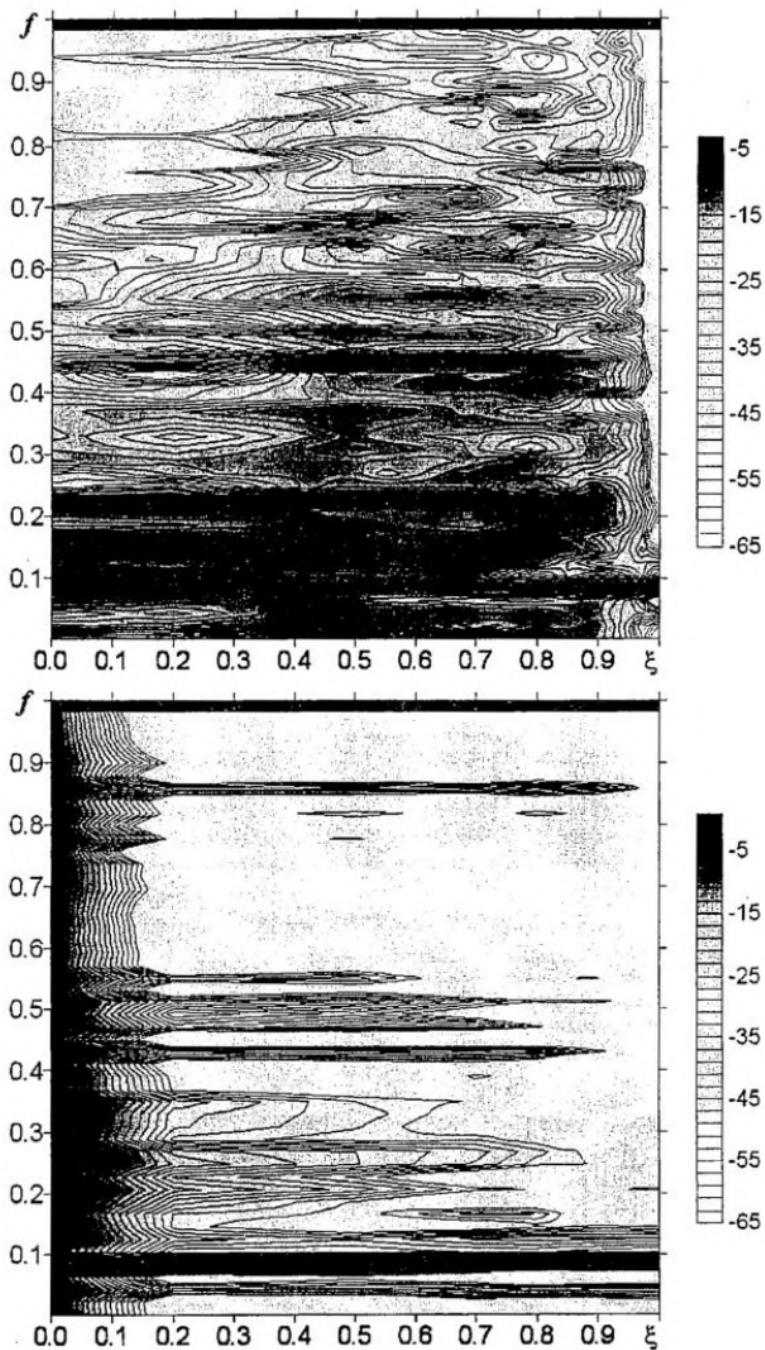


Рис. 10. Эволюция спектра колебаний амплитуды поля $|F(\xi, \tau)|$ вдоль длины пространства взаимодействия для: *a* - режима усложнения хаотических колебаний ($F_0=0.05$); *b* - режима синхронизации хаоса ($F_0=0.3$)

усложнения хаотических колебаний и случая хаотической синхронизации демонстрирует рис. 10. Вдоль оси абсцисс отложена координата ξ пространства взаимодействия, по оси ординат - частота f колебаний. Различными градациями серого цвета отмечена интенсивность (в дБ) спектральных компонент с частотой f в сечении ξ . Одновременно, для лучшей визуализации данных на рисунке линиями

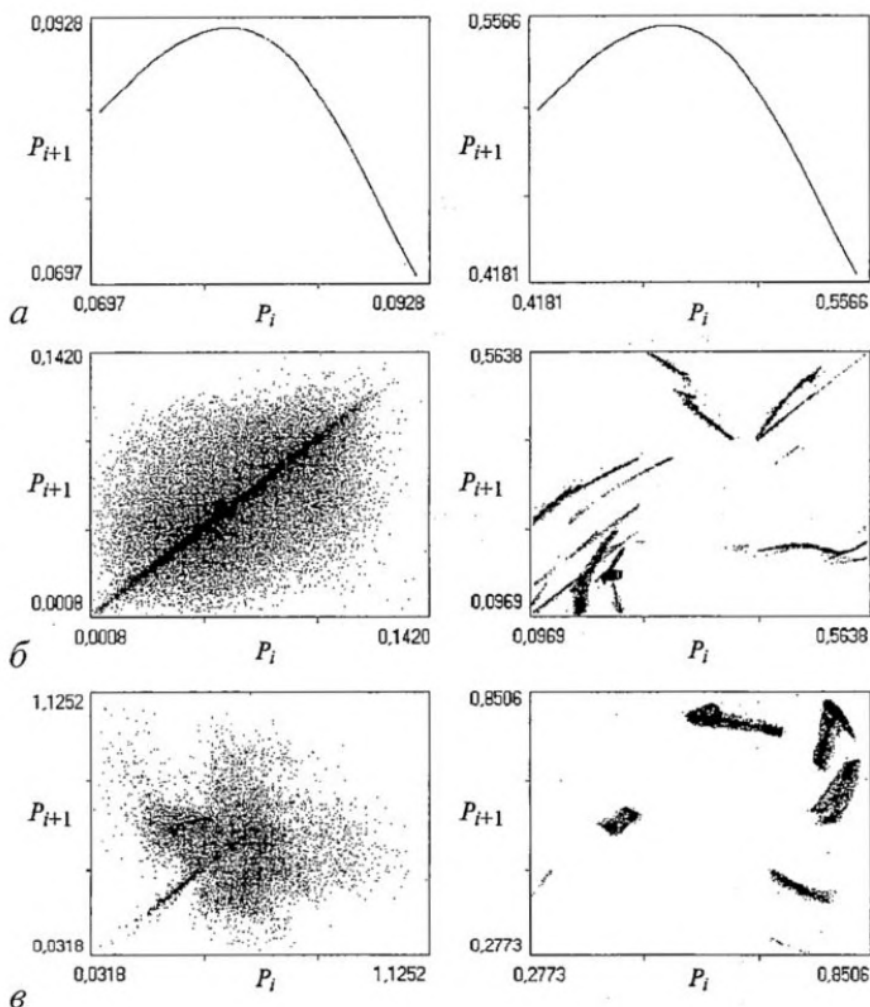


Рис. 11. Отображения последования, построенные по колебаниям амплитуды поля $|F|$ для различных амплитуд несущей F_0 внешнего хаотического сигнала в различных сечениях ξ пространства взаимодействия ЛВВ-генератора: а - А; б - 0.97А; в - 0.0. Слева представлены отображения последования для случая $F_0=0.05$, справа - $F_0=0.3$

уровнями отмечены частоты одинаковой интенсивности в спектре мощности с интервалом в 5 дБ.

В первом случае (рис. 10, а) имеет место резкое усложнение и искажение спектра колебаний по сравнению со входным сигналом уже в начальных сечениях лампы $\xi < 0.95$. Далее спектр колебаний при продвижении вдоль длины системы усложняется и трансформируется, стабилизируясь вблизи выходного конца ($\xi < 0.3$). Одновременно имеет место подавление базовой частоты $f_R \approx 3.0$, соответствующей характерному временному масштабу $T_R \approx 0.33$ в сигнале, порождаемому системой Ресслера. Интенсивность уменьшается в два раза на длине $\xi \approx 0.8$.

В режиме синхронизации спектр колебаний не меняется вдоль длины системы (рис.10, б). Вблизи входа лампы ($\xi > 0.8 \div 1.0$) наблюдается рост высших гармоник входной частоты, которые далее уже не изменяются вдоль лампы. Также с уменьшением координаты растет шумовой пьедестал в спектре мощности. Наиболее значителен такой рост в области $\xi < 0.2$, где он поднимается в среднем по различным частотам на величину более, чем 10 дБ.

Принципиально меняется и вид отображения последования, построенного по колебаниям поля в различных сечениях лампы. Рассмотрим случаи развитой хаотической генерации (рис. 11) при $F_0=0.05$ (левая колонка) и хаотической синхронизации при $F_0=0.3$ (правая колонка).

В случае $F_0=0.05$ видно, что уже в сечении $\xi=0.97A$ (рис. 11, а) отображение последования полностью теряет вид, присущий отображению последования, построенного по сигналу, порождаемому системой Ресслера. Сигнал вдоль пространства взаимодействия (а следовательно, и на выходе системы) представляет собой сумму нелинейно преобразованных участков входного сигнала, смещенных относительно друг друга. Это приводит к существенному усложнению колебаний, отображение теряет внутреннюю структуру и представляет собой некоторую область, неравномерно заполненную точками. При дальнейшем продвижении вдоль пространства взаимодействия отображение последования претерпевает несущественные изменения, сохраняя вид облака точек (рис. 11, б, в).

В случае хаотической синхронизации ситуация изменяется. Форма отображения последования практически сразу сильно искажается по сравнению с исходной параболой. Однако это теперь не облако точек, как было в предыдущем случае, отображение последования сохраняет определенную упорядоченную структуру: оно представляет собой несколько областей, заполняемых точками. Можно предположить, что в данном случае аттрактор колебаний в псевдофазовом пространстве, восстановленный по методу Такенса, сильно искажается в результате нелинейного преобразования сигнала при прохождении его вдоль активной среды, составленной из электронов-осцилляторов. Однако внутренняя структура входного сигнала при этом сохраняется. Вместе с тем, в режиме хаотической синхронизации имеет место сложное перераспределение энергии спектральных составляющих на нелинейной стадии преобразования сигнала в активной среде. Сравнивая вид отображения последования в режиме хаотической синхронизации с предыдущим случаем, можно предположить, что при воздействии на систему хаотического сигнала с малой амплитудой в ней возникает дополнительная обратная связь. При этом значение поля в данной точке определяется распределением тока, создаваемого электронами-осцилляторами, группирующимися в поле сигнала ниже по координате ξ и движущимися навстречу распространяющемуся внешнему высокочастотному полю.

Выводы

В работе изучено влияние внешнего сигнала, порождаемого нелинейной динамической системой в режиме хаотических колебаний, на процессы усиления и генерации в активной нелинейной распределенной среде - винтовом электронном пучке, взаимодействующим со встречной бегущей волной. В режиме усиления внешнего сигнала наблюдается усложнение и искажение усиливаемого сигнала, связанное с нелинейными эффектами при взаимодействии электронов-осцилляторов с бегущими электромагнитными волнами.

В режиме воздействия внешнего детерминированного хаотического сигнала на активную среду в режиме генерации сверхвысокочастотного излучения показана возможность режимов хаотической синхронизации распределенной системы, когда спектральный состав поля на выходе близок к спектральному составу внешнего управляющего сигнала.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 00-15-96673 и 01-02-17392), Программой «Университеты России».

Фундаментальные исследования» (проект УР.01.01.065) а также научно-образовательным центром «Нелинейная динамика и биофизика» при Саратовском государственном университете (грант REC-006 of U.S. Civilian Research Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF)).

Библиографический список

1. Badii R., Politi A. On the Fractal Dimension of Filtered Chaotic Signal // Proc. of Dimensions and Entropies in Chaotic Systems / Eds Mayer-Kress. Berlin: Springer-Verlag, 1986. P. 67.

2. Badii R., Broggi G., Derighetti B., Ravani M., Cliberto S., Politi A., Rubio M.A. Dimension increase in filtered chaotic signals // Phys.Rev.Lett. 1988. Vol. 60, № 11. P. 979.

3. Broomhead D.S., Huke J.P., Moldoon M.R. Linear Filters and Nonlinear Systems // J. Royal Stat. Soc. B. 1992. Vol. 54. P. 373.

4. Gaponov-Grekhov A.V., Rabinovich M.I., Starobinets I.M., Tsimring M.Sh., Chugurin V.V. Ω -dimension of chaotic series // Chaos. 1994. Vol. 4, № 1. P. 55.

5. Krasichkov L.V., Kipchatov A.A. On High-dimensional Oscillations from Lattice of Linear Elements // Nonlinear Waves. Synchronization and Patterns / Eds by M.I. Rabinovich, M.M. Sushchik and V.D. Shalfeev. Nizhny Novgorod: Nizhny Novgorod University Press, 1995. Vol. 1. P. 69.

6. Афраймович В.С., Некоркин В.И., Осипов Г.В., Шалфеев В.Д. Устойчивость, структуры и хаос в нелинейных сетях синхронизации / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова, М.И. Рабиновича. Горький: ИПФ АН СССР, 1989.

7. Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J. Synchronization. A Universal Concept in Nonlinear Sciences. Cambridge University Press, 2001, Part III.

8. Rulkov N.F., Sushchik M.M., Tsimring L.S., Abarbanel H.D.I. Generalized synchronization of chaos in directionally coupled chaotic systems // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51, № 2. P. 980.

9. Pecora L.M., Carroll T.L., Jonson G.A., Mar D.J. Fundamentals of synchronization in chaotic systems, concepts, and applications // Chaos. 1997. Vol. 7, № 4. P. 520.

10. Дмитриев А.Ю., Четвериков А.П. Усиление многочастотных сигналов в гирорезонансном усилителе со встречной волной // РЭ. 1993. Т. 38, № 3. С. 517.

11. Красичков Л.В., Рыскин Н.М. Усиление детерминированного хаотического сигнала в системе электронный поток - обратная электромагнитная волна // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. Т. 8, № 2. С. 3.

12. Nusinovich G.S., Walter M. Linear theory of multistage forward-wave amplifiers // Phys.Rev.E. 1999. Vol. 60, № 4. P. 4811.

13. Rodgers J., Guo H., Nusinovich G.S., Granatstein V.L. Experimental Study of Phase Deviation and Pushing in a Frequency Doubling, Second Harmonic Gyro-Amplifier // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2001. Vol. 48, № 10. P. 2434.

14. Nusinovich G.S., Chen W., Granatstein V.L. Analytical theory of frequency-multiplying gyro-traveling-wave-tubes // Phys.Plasmas. 2001. Vol. 8, № 2. P. 631.

15. Nusinovich G.S., Sinitzyn O.V., Kesar A. Linear theory of gyro-traveling-wave-tubes with distributed losses // Phys.Plasmas. 2001. Vol. 8, № 7. P. 3427.

16. Nusinovich G.S., Vlasov A.N., Antonsen T.M. Nonstationary Phenomena in Tapered Gyro-Backward-Wave Oscillators // Phys.Rev.Lett. 2001. Vol. 87, № 21. 218301-1

17. Felch K.L. et al. Characteristics and applications of fast-wave gyrodevices // Proc. of the IEEE. 1999. Vol. 87, № 5. P. 752.

18. *Дмитриев А.Ю., Трубецков Д.И., Четвериков А.П.* Нестационарные процессы при взаимодействии винтового электронного пучка со встречной волной в волноводе // Изв. вузов. Сер. радиофизика. 1991. Т. 34, № 9. С. 595.
19. *Трубецков Д.И., Четвериков А.П.* Автоколебания в распределенных системах «электронный поток - встречная (обратная) электромагнитная волна» // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2, № 5. С. 3.
20. *Юматов В.К.* Нелинейная теория взаимодействия непрямолинейного периодического электронного пучка с электромагнитным полем // Вопросы радиоэлектроники. Сер. 1. Электроника. 1965. № 12. С. 15.
21. *Кузнецов С.П., Трубецков Д.И.* Электроника ламп с обратной волной. Саратов: Изд-во Саратов.ун-та, 1975. С. 135.
22. *Братман В.Л., Новожилов С.Л., Петелин М.И.* Перестройка частоты в гиромонотроне с электродинамической системой в виде конического волновода // Электронная техника. Сер. I. Электроника СВЧ. 1976. № 11. С. 46.
23. *Chu K.R., Chen H.Y., Hung C.L., Chang T.H., Barnett L.R.* . Ultrahigh Gain Gyrotron Traveling Wave Amplifier // Phys.Rev.Lett. 1998. Vol. 21, № 21. P. 4760.
24. *Rössler O.E.* An equation for continuous chaos // Phys. Letters. 1976. Vol. 57A. P. 397.
25. *Packard N.H., Crutchfield J.P., Farmer J.D. and Shaw R.S.* Geometry from a Time Series // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 712-716.
26. *Takens F.* Detecting Strange Attractors in Turbulence // Proceedings of the Symposium on Dynamical Systems and Turbulence, University of Warwick, 1979 / Eds D.A. Rand and L.S. Young. Berlin: Springer, 1981.
27. *Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н.* // Изв. вузов. Серия радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 1037.
28. *Grassberger P., Procaccia I.* Characterization of Strange Attractors // Phys. Rev.Lett. 1983. Vol. 50. P. 346.
29. *Grassberger P., Procaccia I.* Measuring the Strangeness of Strange Attractors// Physica D. 1983. Vol. 9. P. 189.
30. *Kipchatov A.A., Krasichkov L.V.* The Creation of High-dimensional Oscillations from Low-dimensional Systems // The Proc. of the Int. Conf. on Dynamical Systems and Chaos / Y. Aizawa, S. Saito, and K. Shiraiwa. Singapore: World Scientific, 1995. Vol. 2. P. 359.

*Саратовский государственный
университет*

Поступила в редакцию 24.06.2002

THE INFLUENCE OF A COMPLEX SIGNAL ON THE DYNAMICS OF THE ACTIVE MEDIUM «SPIRAL ELECTRON BEAM - BACKWARD ELECTROMAGNETIC WAVE»

A.A. Koronovskii, D.I. Trubetskov, A.E. Hramov

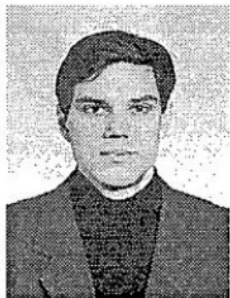
In our work we investigate the influence of the chaotic determined signal upon the system «Spiral electron beam - backward electromagnetic wave». The complication of a chaotic signal passing through the gyro-amplifier is studied. We show the possibility of chaotic synchronization of gyro-amplifier by the external signal. We discuss the conditions under which such synchronization may take place.



Трубецков Дмитрий Иванович - родился в Саратове (1938). Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1960). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в СГУ (1965) и доктора физико-математических наук в СГУ (1978) в области радиофизики. Ректор СГУ, заведующий кафедрой электроники и волновых процессов СГУ, профессор, член-корреспондент Российской Академии наук, Заслуженный деятель науки РФ. В Саратовском государственном университете в разное время подготовил и прочитал общие курсы лекций «Основы электроники сверхвысоких частот», «Квантовая электроника», «Методы математической оптимизации», «Теория волновых процессов», а также специальные курсы «Введение в специальность (радиофизика и электроника)», «Теория СВЧ-электронных приборов О- и М-типа», «Вакуумная микроэлектроника», «Высокочастотная релятивистская электроника», «Хаос и структуры», «Линейные волны», «Нелинейные волны». Некоторые из курсов читал в Санкт-Петербургском государственном техническом университете и Ростовском государственном университете. Научный руководитель Лицея прикладных наук СГУ. Соросовский профессор (1994, 1995). Автор и соавтор 9 учебных пособий, вышедших за последнее десятилетие.



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



Храмов Александр Евгеньевич - окончил Саратовский государственный университет (1996). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности радиофизика (1999). Доцент кафедры электроники, колебаний и волн СГУ. Область научных интересов - нелинейная динамика распределенных систем, методы анализа и моделирования динамических систем, мощная СВЧ-электроника.

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