



КОЛЕБАНИЯ В СИСТЕМЕ ДВУХ СВЯЗАННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ВИРТУАЛЬНОМ КАТОДЕ ВИРТОДНОГО ТИПА С УПРАВЛЯЕМОЙ СВЯЗЬЮ: ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

А.Е. Храмов

Представлены результаты численного исследования нелинейной динамики системы двух связанных генераторов на виртуальном катоде с управляемой связью. Показано, что система демонстрирует различные режимы колебаний, включая синхронизацию и детерминированный хаос. Анализируется влияние параметров электронных потоков и линии связи на частоту генерации и разность фаз между генерируемыми сигналами в каждом из генераторов. Рассмотрение физических процессов показало, что хаотическая динамика связана с формированием и взаимодействием большого числа электронных структур в потоках каждого из виртодов, в то время как регулярная динамика появляется в результате подавления их роста.

Введение

Возможность использования генераторов на виртуальном катоде (ВК) [1] в качестве модулей фазированных антенных решеток привлекает в последнее время все большее внимание исследователей (см., например, [2,3]). Это обусловлено в первую очередь возможностью эффективного управления прибором на ВК внешним СВЧ-сигналом [4–7]. Однако, классическая схема ввода внешнего поля непосредственно в область формирования ВК требует высокого уровня мощности управляющего сигнала, что является достаточно большим препятствием для использования подобных систем на практике. Поэтому особый интерес вызывает предложенная в [8] антенная решетка на генераторах виртодного типа [9]. В этом случае внешний сигнал, воздействуя на электронный пучок в области ускорения, приводит к модуляции потока, поступающего в пространство дрейфа. При этом, как показали эксперименты по модуляции сильноточных электронных пучков [10], необходимый уровень управляющего сигнала может быть уменьшен примерно на порядок. Одновременно с этим хорошо известно, что предварительная модуляция электронного потока оказывает существенное влияние на динамику ВК [6]. В работе [6] показывается возможность синхронизации колебаний в диодном промежутке со сверхкритическим током и предварительно промодулированным электронным потоком на частоте модуляции, причем разность фаз между управляющим сигналом и сигналом, генерируемым колебаниями ВК, стремится к нулю, что оптимально для увеличения выходной мощности связанной системы.

Вышесказанное позволяет считать систему связанных генераторов

виртодного типа с предварительной модуляцией электронного потока одним из перспективных элементов для создания антенных решеток на СВЧ-устройствах сверхбольшого уровня мощности. Вместе с тем характерной особенностью прибора с ВК является сложное поведение, включая хаотическое (см. [11–13]). Виркатор с обратной связью (виртод) также при определенных условиях может демонстрировать хаотическую динамику [14]. Поэтому естественно предположить наличие сложных режимов в системе связанных виртодов. Важно также понимание физических механизмов, приводящих к сложной внутренней динамике в такой системе, так как это позволит выработать более эффективные методы управления поведением комплекса.

В представленной работе численно исследуется нелинейная динамика системы двух связанных генераторов на ВК виртодного типа. В разделе 1 обсуждается модель, а также поведение исследуемой системы. В разделе 2 рассматриваются характеристики режима синхронизации. Физические процессы, сопровождающие различные режимы поведения, анализируются в разделе 3. В нем также рассматривается динамика системы с позиций образования и взаимодействия внутренних структур в исследуемой системе.

1. Описание модели. Поведение исследуемой системы

В качестве модели исследуемой физической системы рассмотрена совокупность двух идентичных вакуумных диодов, в каждый из которых инжектируется моноскоростной сильнооточный электронный поток с релятивистским фактором $\gamma_0=3.5$ и током пучка I_1, I_2 соответственно для первого и второго диода. Поток перед поступлением в пространство взаимодействия каждого из виртодов модулируется в узком зазоре электромагнитным сигналом, снимаемым из пространства взаимодействия другого виртода и подаваемым в модулятор с некоторой задержкой во времени. В данной работе рассматривается редитронная модель виркатора [15], в которой отраженные от ВК электроны полностью осаждаются на аноде, что препятствует накоплению осциллирующих заряженных частиц в промежутке «катод – виртуальный катод». Такая схема позволяет повысить качество спектра и эффективность преобразования энергии по сравнению с «классическим виркатором» [11,15–17].

Основными параметрами, от которых зависит поведение системы, являются отношение α_i тока пучка I_i к предельному вакуумному току I_0 и параметры линии внешней связи между модулями: время задержки τ_i и коэффициент связи A_i , определяющий глубину модуляции m электронного потока при выходе из модулятора и входе в пространство дрейфа (здесь $i=1,2$ – номер виртода). В данной работе, если не оговаривается особо, предполагается случай симметричной связи между модулями, то есть $\tau_1=\tau_2=\tau$ при фиксированном коэффициенте связи $A_1=A_2=A$, соответствующим глубине модуляции потока $m\sim 15\%$.

Численное моделирование нелинейных нестационарных процессов в нашей системе осуществлялось с помощью классического для подобных задач метода «частиц в ячейке» (PIC-метод) [18].

Результаты вычислительного эксперимента приведены на рис. 1, на котором представлена бифуркационная диаграмма режимов колебаний комплекса на плоскости параметров $(\alpha_1/\alpha_2, \tau)$ при фиксированном $\alpha_2=2.2$. Реконструированные фазовые портреты по методу Такенса [19] и спектры мощности колебаний электрического поля в области ВК в первом и втором виртодах для различных динамических режимов представлены на рис. 2.

На бифуркационной диаграмме видно, что режим синхронизации (область S) возникает в системе при отношениях α_1/α_2 близких к единице, то есть при небольшой расстройке по частоте ($\Delta f / f_i < 30\%$, где f_i – частота колебаний в автономном режиме в диоде при токе α_i ; это условие эквивалентно небольшому значению $\Delta\alpha=|\alpha_1-\alpha_2|$). В фазовом пространстве каждой из подсистем наблюдается

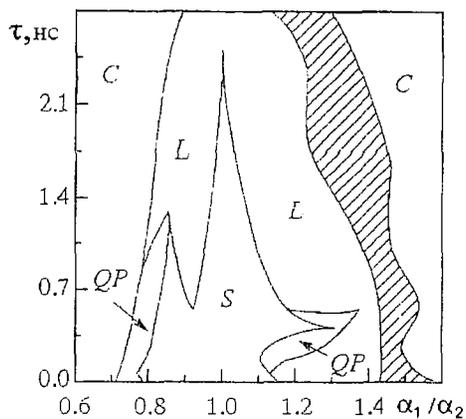


Рис. 1. Карта режимов колебаний системы на плоскости параметров $(\alpha_1/\alpha_2, \tau)$

однотактный предельный цикл (рис. 2, а). С увеличением длительности задержки внешней связи ширина области синхронизации уменьшается, и при $\tau \sim 2.5$ нс режим регулярных колебаний с одной частотой в каждом из виртодов мягко разрушается.

Область синхронизации окружена областью слабо нерегулярных колебаний (область L). В этом случае спектр состоит из уширенных спектральных линий, выделяющихся на шумовом основании, причем колебания в каждом из модулей происходят с одной характерной частотой. Аттрактор представляет собой узкую ленту в фазовом пространстве (рис. 2, б).

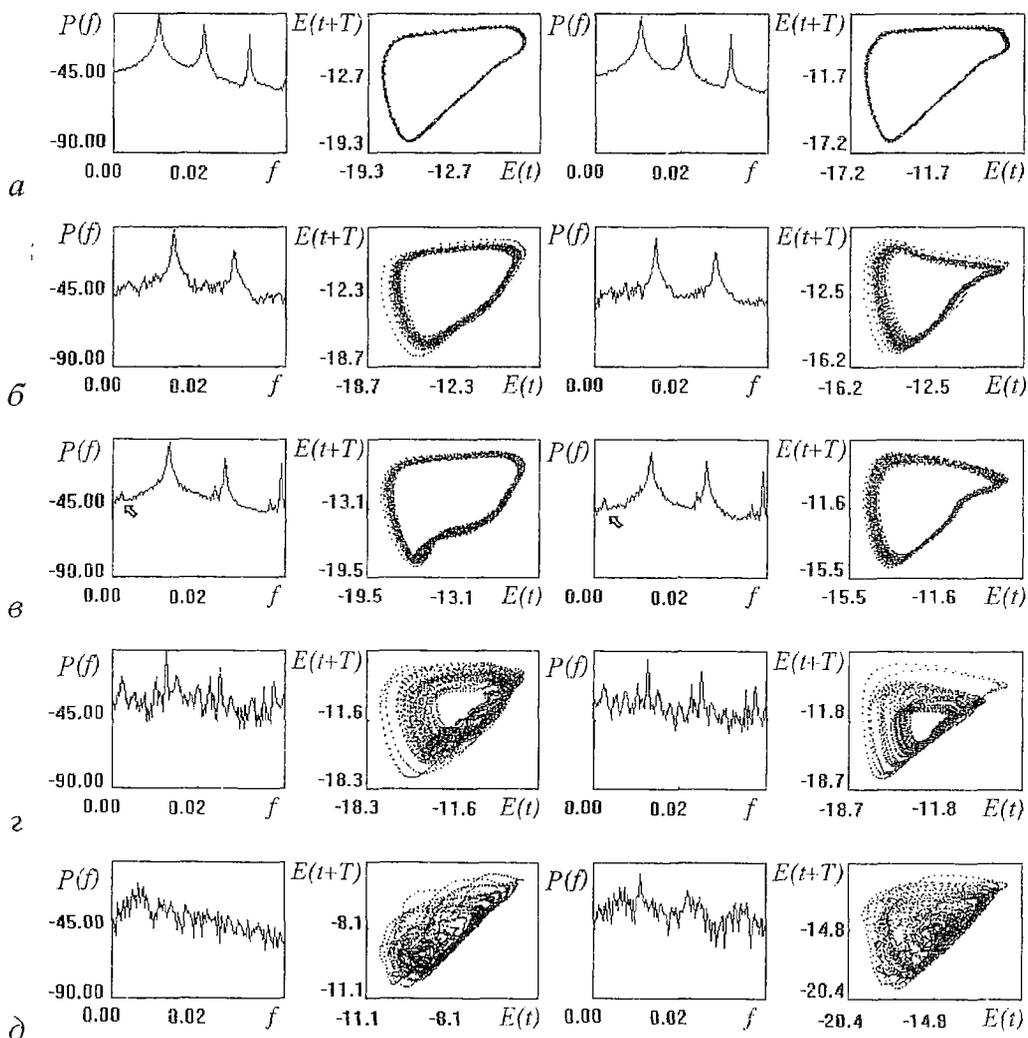


Рис. 2. Спектры мощности и фазовые портреты колебаний электрического поля в области ВК в первом (два левых столбца) и втором (два правых столбца) виртодах для различных динамических режимов

При небольших τ наблюдается две области (QP) квазипериодических движений с двумя характерными частотами (рис. 2, в), одна из которых соответствует характерной частоте генерации комплекса, определяемой характерным временным масштабом $1/2\omega_p$ колебаний ВК. Природа другой частоты (отмечена стрелкой на рис. 2, в) обсуждается в разделе 3.

Заштрихованная область на карте режимов соответствует режиму биений с частотой расстройки подсистем $\delta f = |f_2 - f_1|$ (рис. 2, г). Движение в фазовом пространстве близко к движению на двумерном торе.

Большая расстройка по частоте (отношение α_1/α_2 велико) приводит к появлению сильно нерегулярных колебаний (область С; рис. 2, д). В спектре присутствует высокий шумовой пьедестал, который медленно спадает с ростом частоты. Аттрактор занимает целую область в фазовом пространстве, причем траектория заполняет ее достаточно однородно.

Для выяснения природы сложных колебаний в исследуемой системе вычислялась корреляционная размерность аттракторов D по алгоритму Грассбергера – Прокаччиа [20]. Размерность аттракторов во всех режимах невелика (не более $3.5 \div 4$), что свидетельствует о небольшом числе активных степеней свободы, вовлекаемых в колебательное движение в исследуемой распределенной, а следовательно, и обладающей бесконечным числом степеней свободы системе. При этом с увеличением размерности пространства вложения d наблюдается насыщение размерности аттракторов D , как это видно из рис. 3, на котором представлена размерность аттрактора, определенная в области скейлинга на кривых наклона корреляционного интеграла. Таким образом, можно утверждать что природа сложных колебаний в системе носит динамический характер [21].

В качестве количественной характеристики сложности поведения системы может служить усредненная по диапазону масштаба наблюдения размерность аттрактора. Рис. 4 демонстрирует зависимость усредненной размерности аттрактора D от отношения α_1/α_2 для различных значений τ . Усреднение произведено в диапазоне $-35 \div -10$ дБ масштаба наблюдения, нормированного на характерный размер аттрактора. Из рисунка видно, что с уменьшением времени задержки размерность аттракторов, а следовательно, и сложность колебаний уменьшается, и в режиме синхронизации $D \approx 1$, что соответствует предельному циклу в фазовом пространстве.

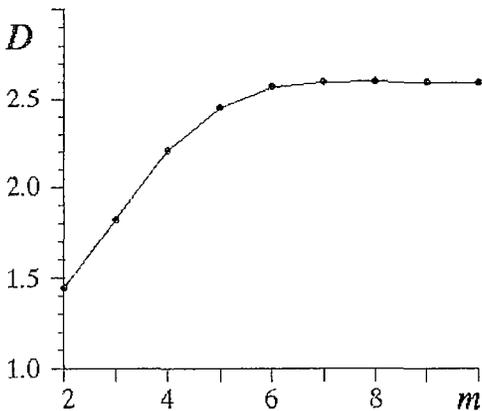


Рис. 3. Размерность аттрактора как функция размерности пространства вложения m для режима развитого хаоса

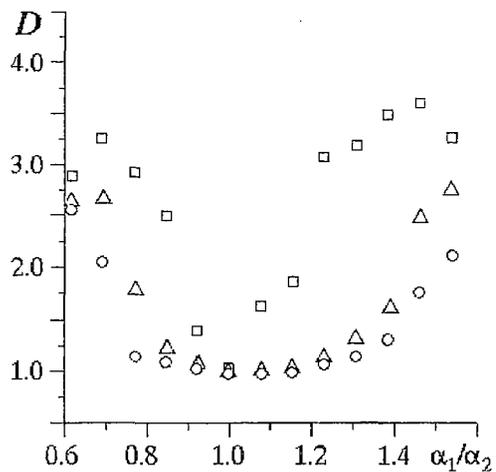


Рис. 4. Зависимость размерности аттрактора от отношения токов пучков для различных времен задержки τ , нс: \square – 2.0; Δ – 0.5; \circ – 0.1

2. Синхронизация

Как уже обсуждалось в разделе 1, при небольшой расстройке генераторов по частоте (инжектируемые в каждый из диодов токи различаются не сильно $\Delta\alpha < 1$) в системе наблюдается режим синхронизации, когда сигналы обоих генераторов регулярны и имеют одну частоту; причем между ними устанавливается некая, не меняющаяся во времени, разность фаз $\Delta\phi$. При симметричной связи между модулями область синхронизации на плоскости параметров сужается с увеличением времени задержки. При этом ширина полосы синхронизации Δf сильно зависит от величины коэффициента связи A , и в диапазоне A , соответствующих глубине модуляции $m \sim 10 \div 15\%$, ширина полосы синхронизации может быть оценена как

$$\Delta f \sim (\text{const}/A^q), \quad \tau < \tau_{\text{кр}}(A, \Delta\alpha). \quad (*)$$

Здесь $q \approx 1/2$, $\Delta\alpha < 1$. Отличительной особенностью поведения системы в этом случае является наличие порогового времени задержки $\tau_{\text{кр}}$, при превышении которого режим синхронизации разрушается. Отметим, что функция $\tau_{\text{кр}}(A, \Delta\alpha)$ является убывающей с ростом коэффициента связи A и расстройки $\Delta\alpha$.

При большой расстройке $\Delta\alpha \sim 1$ эмпирическая зависимость (*) перестает выполняться, так как в этом случае существует пороговое время $\tau_{\text{кр, min}}$, ограничивающее время задержки сигнала, при котором наблюдаются регулярные колебания в системе, не только сверху, но и с низу. Причем в диапазоне $\tau_{\text{кр, min}} < \tau < \tau_{\text{кр}}$ необходимый коэффициент связи, при котором обеспечивается синхронизация колебаний, должен быть достаточно велик ($m \sim 20\%$).

На рис. 5 представлены характеристики колебаний в каждом из генераторов в различные моменты времени в течение длительности импульса ускоряющего напряжения, подаваемого в диоды без какого-либо сдвига во времени. Сверху на рисунке приведена форма импульса и выделены интервалы времени, которым соответствуют представленные ниже спектры и проекции фазовых портретов. Отметим, что ток второго диода (два правых столбца рисунков) больше тока первого диода (два левых столбца рисунков). Рисунки наглядно иллюстрируют процесс установления режима синхронизации в связанной системе. В начале импульса спектр колебания в каждом из виртодов близок к шумовому, однако развитие электростатической неустойчивости в потоке второго диода с большим током происходит быстрее, чем в потоке первого диода. В спектре второго генератора на рис. 5,1 прослеживается слабо выраженный пик (отмечен стрелкой) на частоте колебаний в автономном диоде с таким же током. Это в свою очередь приводит к глубокой модуляции потока, инжектируемого в первый диод, в котором ВК еще не сформирован. Модуляция оказывает достаточно сильное влияние на условия образования в нем ВК [6]. В сплошном спектре сигнала первого диода наблюдается только слабый пик на частоте колебаний второго диода. В дальнейшем (рис. 5,2) с формированием ВК в первом диоде (частота колебаний которого близка к частоте генерации второго диода за счет предварительной модуляции потока) происходит увеличение интенсивности воздействия на поток во втором диоде. Следствием этого является подстройка частоты генерации обоих модулей к средней частоте, которая лежит достаточно близко к частоте автономных колебаний во втором диоде с большим током за счет вышеописанных процессов на начальном этапе. С дальнейшим течением времени качество спектра генерации комплекса повышается: в спектре четко выделяется частота синхронизации и ее гармоники, шумовой pedestal понижается до уровня порядка 45 дБ в области первой гармоники частоты синхронизации и быстро спадает с ростом частоты (рис. 5,3,4).

Длительность переходного процесса, приводящего к установлению

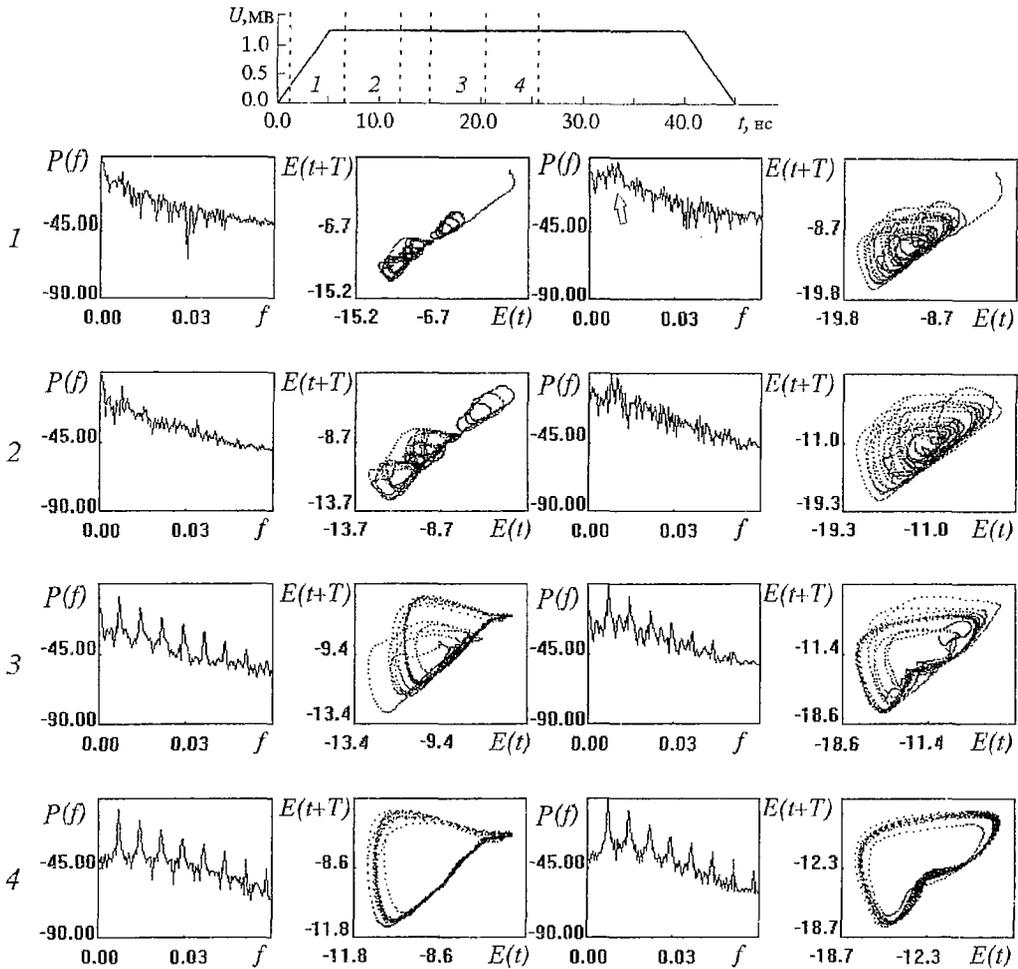


Рис. 5. Характеристики колебаний в каждом из генераторов в различные моменты времени в течении длительности импульса ускоряющего напряжения. Форма импульса представлена на верхнем рисунке.

регулярных колебаний с одной частотой в каждом из модулей, достаточно сильно зависит от параметров линии связи. Если расстройка $\Delta\alpha$ достаточно велика, то при малых τ с ростом A длительность переходного процесса увеличивается, при больших τ – уменьшается. При малой расстройке ($\Delta\alpha \ll 1$) влияние параметров симметричной внешней связи на поведение системы существенно меньше, однако введение асимметрии в систему за счет неравенства времен τ_1 и τ_2 позволяет достаточно эффективно управлять фазовыми соотношениями между сигналами модулей (см. ниже).

Рис. 6 иллюстрирует зависимость частоты генерации комплекса в режиме синхронизации от тока α_2 (рис. 6, а) для различных τ и от времени задержки при различных токах пучков (рис. 6, б). На рисунках также приведены значения частоты генерации автономного генератора с соответствующим током пучка (кривая 1 на рис. 6, а и частоты f_i на рис. 6, б). Видно, что введение в систему внешней запаздывающей обратной связи приводит к уменьшению частоты генерации, причем с увеличением длительности задержки частота уменьшается. Таким образом, существует возможность перестройки частоты генерации комплекса в пределах $\Delta f/f \sim 10 \div 20\%$ с помощью управления параметрами линии внешней связи (в первую очередь за счет изменения времени задержки τ). С

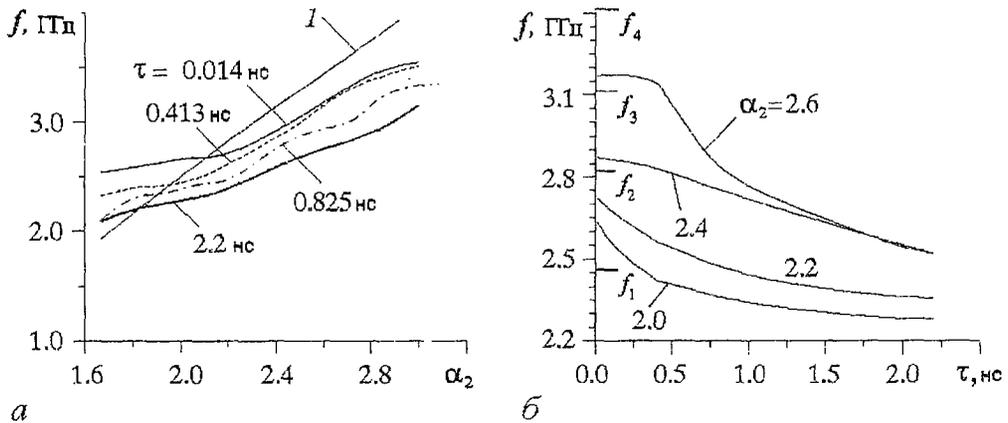


Рис. 6. Частота генерации комплекса как функция тока пучка α_2 (а) и времени задержки (б) при $\alpha_1=2.2$; на рис. а кривая 1 соответствует режиму автономной генерации; на рис. б отмечены частоты f_i автономной генерации для следующих значений тока α_2 : $f_1 - 2.0, f_2 - 2.2, f_3 - 2.4, f_4 - 2.6$

увеличением токов пучков, инжектируемых в диоды, частота связанной системы растет более медленно, чем в автономном генераторе.

С точки зрения возможности применения исследуемой системы как модуля фазированных антенных решеток особый интерес представляют фазовые соотношения между СВЧ-сигналами в каждом из виртодов.

На рис. 7 приведены зависимости разности фаз $\Delta\phi$ между сигналами в каждом из виртодов от тока пучка α_2 (рис. 7, а) и времени задержки τ (рис. 7, б). Кривые для различных τ проходят через ноль в точке со значением $\alpha_2=\alpha'$, равном току автономного диода с запаздывающей обратной связью с таким же временем задержки, при котором частота генерации связанной системы равна частоте генерации автономного виртода с таким же временем задержки обратной связи. При малых временах задержки ($\tau < 0.15$ нс) $\Delta\phi$ трижды меняет знак в окрестности α' . Отметим, что значение α' близко к значению α_1 (разрешения на рис. 7, а не достаточно для наблюдения этого различия). Из графиков видно, что изменение времени задержки τ позволяет перестраивать разность фаз в достаточно широких пределах. При малой расстройке генераторов ($\Delta\alpha \ll 1$) влияние симметричной связи ($\tau_1=\tau_2$) на разность фаз $\Delta\phi$ очень мало (кривая для $\alpha=2.2$ на рис. 7, б).

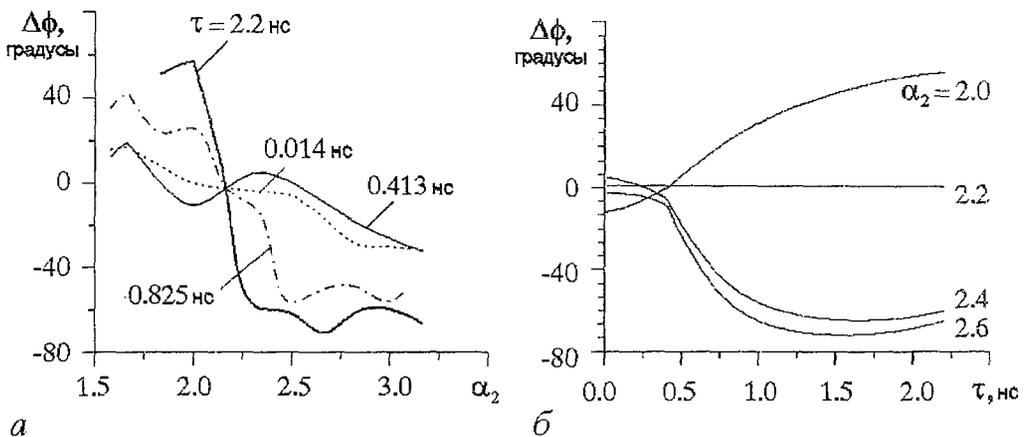


Рис. 7. Разность фаз между генерируемыми сигналами в каждом из виртодов как функция тока пучка α_2 (а) и времени задержки (б) при $\alpha_1=2.2$

Введение в систему асимметрии, связанной с различными временами задержки τ_1 и τ_2 ($\tau_1 \neq \tau_2$), позволило достаточно эффективно управлять $\Delta\phi$ практически без изменения частоты генерации. Как видно из рис. 8, за счет изменения только времени задержки в одной из цепей внешней связи возможно перестраивать разность фаз в пределах $0 \div \pi/2$. Увеличение фиксированного времени задержки τ_1 приводит к потере монотонности роста $\Delta\phi$ с увеличением τ_2 . Отметим, что увеличение коэффициента связи A (или, что тоже самое, глубины модуляции инжектируемого в пространство дрейфа потока) приводит к уменьшению разности фаз между колебаниями в обоих виртодах (ср. кривые 1 и 3 на рис. 8, соответствующие $m \approx 15\%$ и $m \approx 25\%$). При временах задержки $\tau_i > 2.5$ нс режим синхронизации разрушался, и система переходила к хаотическим колебаниям через перемежаемость.

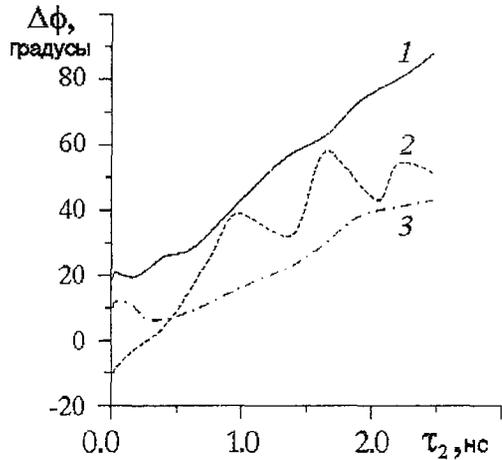


Рис. 8. Несимметричный случай; разность сред между генерируемыми сигналами в каждом из виртодов как функция времени задержки τ_2 для различных значений τ_1 и A : 1 - $\tau_1=0.014$ нс, $A=2$ ($m=15\%$); 2 - $\tau_1=1.4$ нс, $A=2$ ($m=15\%$); 3 - $\tau_1=0.014$ нс, $A=3$ ($m=25\%$)

В области L колебания в каждом из модулей происходят с одной характерной частотой, при этом между модулями имеет место взаимная квазисинхронизация, то есть синхронизация с некоторой частотной ошибкой, колеблющейся около нулевого среднего значения.

3. Физические процессы

Известно, что сложная динамика распределенных систем различной природы связывается с формированием и взаимодействием когерентных структур (см., например, [22–25], а также библиографию к ним). Как было показано для электронного потока с ВК в диоде Пирса [26,27] и трубе дрейфа [28,29], а также для систем на ВК с различными типами обратной связи [14,30] сложная динамика в таких системах определяется взаимодействием нескольких электронных структур в потоке.

Анализ физических процессов в исследуемой нами системе, проводимый с помощью рассмотрения пространственно–временных диаграмм и выделения когерентных структур по методу Карунена – Лозва, продемонстрировал подобную ситуацию.

На рис. 9 представлены пространственно–временные диаграммы потока в пространстве взаимодействия одного из модулей для случая регулярных движений в режиме синхронизации (рис. 9, а), слабохаотических (рис. 9, б) и сильнохаотических (рис. 9, в) колебаний в исследуемой системе.

Как видно из рис. 9, а, в режиме регулярных колебаний в потоке возникает только один сгусток заряженных частиц на каждом периоде колебаний (виртуальный катод), который формируется в результате электростатической неустойчивости [31]. Визуально ему соответствуют темные области на рисунке – сгущения траекторий заряженных частиц. В этом случае в потоке можно выделить два типа заряженных частиц – пролетные частицы и отраженные от ВК обратно к плоскости инжекции частицы. Это хорошо видно на рис. 10 (кривая 1), на котором изображена функция распределения $\Phi(T_i)$ заряженных частиц по временам жизни T_i в пространстве взаимодействия. $\Phi(T_i)$ имеет двугорбое распределение, где

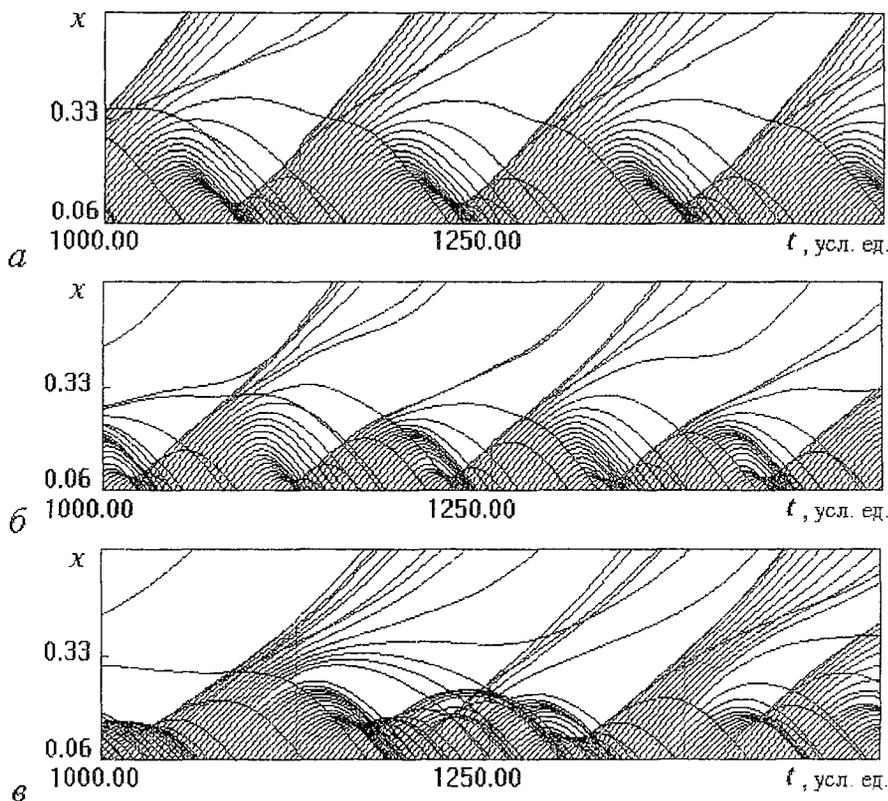


Рис. 9. Пространственно–временные диаграммы электронного потока в одном из виртодов для различных режимов колебаний: *a* – соответствует режиму *S*; *b* – *L*; *c* – *C*

первый ярко выраженный пик соответствует отраженным от ВК частицам, а второй – пролетным частицам, которым хватает кинетической энергии, чтобы преодолеть потенциальный барьер (виртуальный катод) и, ускоряясь, выйти из зоны ВК к коллектору. Таким образом, в потоке не существует частиц, которые оставались бы в области, близкой к плоскости инжекции (метастабильные частицы [11]), и влияли на условия формирования ВК на последующих периодах колебаний.

Изменение времени задержки и расстройки модулей приводит лишь к подстройке времени существования ВК в потоке за счет модуляции, которая, увеличивая (или уменьшая) скорость инжектируемого потока, позволяет затормозить (или ускорить) процессы формирования–распада ВК. При этом времена начала формирования ВК в потоке каждого из модулей отличаются на некоторую величину, которая и определяет сдвиг фаз между сигналами модулей.

С ростом времени задержки, а также при небольшом увеличении расстройки между модулями возникновение слабой неустойчивости фазовых траекторий на аттракторе (режим *L*) связывается с зависимостью плотности пространственного заряда ВК от стартовых условий формирования ВК на каждом периоде колебаний. Действительно, как видно из пространственно–временной диаграммы в потоке, как и в предыдущем случае, существует только одна электронная структура – виртуальный катод, а слабое возмущение начальных условий ее формирования может быть объяснено влиянием внешнего сигнала прошедшего через линию задержки с $\tau > \tau_{кр}$. При этом внешний сигнал влияет на плотность пространственного заряда в области, прилегающей к входной сетке, посредством превращения модуляции по скорости потока в модуляцию по плотности, однако в данном случае этот эффект невелик и движение слабонерегулярно (в фазовом пространстве наблюдается размытый предельный цикл (см. рис. 9, *b*)).

При большой расстройке ситуация меняется. В этом случае в потоке кроме основной структуры (ВК) образуются вторичные структуры, возникновение которых обусловлено кинематической группировкой промодулированного потока. Как видно из пространственно-временной диаграммы (см. рис. 9, в), в этом случае происходит отражение части потока от вторичных структур, что оказывает сильное влияние на начальные условия формирования ВК на каждом периоде колебаний, в результате чего неустойчивость движения потока возрастает и колебания хаотизируются. Спектр возможных времен жизни электронов в пространстве дрейфа уширяется (кривая 2 на рис. 10). Распределение $\Phi(T_1)$ становится более равномерным, то есть в потоке существует примерно одинаковое число частиц с различными временами жизни, что свидетельствует о формировании в потоке каждого из модулей внутренней распределенной обратной связи, реализующейся за счет частиц, отраженных от вторичных структур и имеющих большие значения T_1 .

Появление квазипериодических режимов (QP) связано с динамикой частиц, время жизни которых больше характерного масштаба колебаний ВК. В результате в потоке формируется метастабильный сгусток, ответственный за появление второй независимой частоты в спектре (отмечена стрелкой на рис. 2, в). Однако плотность пространственного заряда метастабильного сгустка электронов незначительна и интенсивность соответствующей частоты в спектре генерации невелика. Отметим, что такая ситуация, связанная с формированием и динамикой метастабильного сгустка, достаточно характерна для виркаторной системы, находящейся под внешним воздействием (см., например, [14]).

Для количественного анализа внутренней динамики потока с точки зрения формирования и взаимодействия когерентных структур, мы использовали алгоритм Карунена – Лоэва [32], состоящий в определении функций $\Psi(x)$ (так называемых мод Карунена – Лоэва), удовлетворяющих интегральному уравнению вида

$$\int K(x, x') \Psi(x') dx' = \Lambda \Psi(x),$$

где ядро уравнения $K(x, x') = \langle \rho(x, t) \rho(x', t) \rangle_t$ – двухточечная взаимная корреляционная функция; $\langle \dots \rangle_t$ обозначает усреднение по времени, а $\rho(x, t)$ – пространственно-временной набор распределений плотности пространственного заряда в пространстве взаимодействия, приведенный к нулевому среднему.

Собственное значение Λ_n , соответствующее n -й моде Ψ_n , пропорционально энергии потока, заключенной в этой моде. Мерой этой энергии в случае базиса из N функций может служить отношение Λ_n к полной энергии потока $\sum_i \Lambda_i$

$$W_n = (\Lambda_n / \sum_{i=1}^N \Lambda_i) \times 100\%.$$

В таблице представлены энергии первых десяти мод для режима синхронизации и хаотической генерации. Из анализа распределения энергии по модам Карунена – Лоэва следует, что динамика процессов в каждом из режимов определяется несколькими высшими модами, в которых сосредоточено более 90% энергии потока. Энергии мод

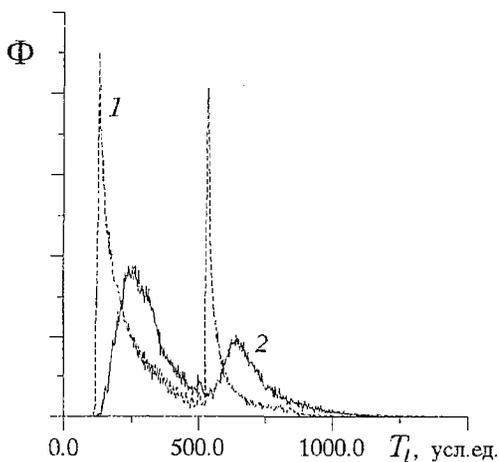


Рис. 10. Функция распределения заряженных частиц по временам жизни в пространстве взаимодействия в одном из виртодов для случая регулярных колебаний (кривая 1) и развитого хаоса (кривая 2)

Распределение энергии по модам Карунена – Лозва
для различных режимов колебаний комплекса

Номер моды, n	Энергия мод(в %) для режима	
	синхронизации	развитого хаоса
1	46.74	42.99
2	12.33	13.42
3	11.28	12.71
4	5.89	7.48
5	5.45	7.12
6	3.84	3.82
7	3.46	3.56
8	2.17	2.01
9	2.07	1.88
10	1.36	1.18

с номерами $n > 5$ практически не меняются с переходом от одного режима к другому, что свидетельствует о том, что низшие моды не описывают усложнение внутренних процессов в потоке.

Анализ временной динамики мод, определенной как $A_n(t) = \int \rho(x,t) \Psi_n(x) dx$ показал, что во всех режимах не наблюдается статистической взаимосвязи между процессами A_1 и A_2 (взаимная корреляционная функция $R_{A_1, A_2} \rightarrow 0$ очень быстро). Вместе с тем динамика 2÷5 мод показывает, что между ними существует определенная взаимосвязь (R_{A_i, A_j} спадает намного медленнее предыдущего случая,

здесь $i, j = \overline{2, 5}$). Это позволяет предположить (см., например, [33]), что высшая мода описывает поведение основной структуры потока (ВК), на которую приходится порядка половины колебательной энергии, в то время как моды с последующими номерами описывают процессы, связанные с формированием вторичных структур в результате кинематической группировки и распада ВК.

Из таблицы видно, что переход к хаотическим колебаниям сопровождается уменьшением энергии 1-й моды, с одновременным ростом энергии 2÷5 мод, что согласуется с вышеописанными физическими процессами, определяющимися возникновением в потоке вторичных электронных структур, взаимодействием между которыми объясняется усложнение динамики в каждом из виртодов.

Заключение

Система генераторов на виртуальном катоде виртодного типа, связанных управляемой линией связи, демонстрирует широкий спектр нелинейных динамических явлений, таких как синхронизация, квазипериодические колебания, хаос. Поведение исследуемой системы определяется внутренней динамикой когерентных структур в потоке, причем хаотические колебания сопровождаются увеличением энергии вторичных структур и установлением связи между ними и виртуальным катодом. В режиме синхронизации существует возможность достаточно эффективного управления частотой и фазовыми соотношениями сигналов в в системе за счет изменения параметров линии связи.

Полученные результаты позволяют рассматривать исследуемую систему как перспективный элемент для построения систем с большим числом степеней свободы – сверхмощных комплексов на параллельно работающих виркаторах.

В заключение автор выражает благодарность В.Г. Анфиногентову за плодотворные дискуссии и ряд ценных замечаний. Автор также благодарен Е.Л. Козленко за обсуждение ряда вопросов диагностики сложных режимов колебаний по корреляционной размерности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 96-02-16753.

Библиографический список

1. *Thode L.E.* // High Power Microwave Sources / Eds. V.L. Granatstein and I. Alexeff. Boston: Artech House, 1987. Ch. 14. P. 507.
2. *Sze H., Harteneck B. and Price D.* Phase locking of two strongly coupled vircators // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 67, № 5. P. 2278.
3. *Hendricks K., Richard A. and Noggle R.* Experimental results of phase locking two virtual cathode oscillator // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68, № 2. P. 820.
4. *Woo W., Benford J., Fittingoff D., Harteneck B., Price D., Smith R. and Sze H.* Phase locking of high-power microwave oscillators // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65, № 2. P. 861.
5. *Григорьев В.П., Жерлицын А.Г., Коваль Т.В., Кузнецов С.И., Мельников Г.В.* О возможности изменения частоты излучения внешним сигналом в СВЧ-триоде с виртуальным катодом // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, вып. 23. С. 2164.
6. *Hramov A.E.* Influence of external action on chaotic dynamics of virtual cathode oscillations // Proc. of the 5th International Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems. NDES'97. 26-27 June, Moscow, 1997. P. 443.
7. *Didenko A.N. et al.* Influence of external high frequency signal on generation in the virtual cathode // 7th Int. Conf. on High Power Particle Beams, BEAMS'88. Book of Abstracts. Karlsruhe, 1988. P. 338.
8. *Magda I.I., Prokopenko Yu.V.* Cooperative high-power radiation of a two beam-two vircator assembly // 11th Int. Conf. on High Power Particle Beams, BEAMS'96. Book of Abstracts. Prague, 1996. P- 1-59.
9. *Гадецкий Н.Н., Магда И.И., Найстетер С.И., Прокопенко Ю.В., Чумаков В.И.* Генератор на сверхкритическом токе РЭП с управляемой обратной связью – виртод // Физика плазмы. 1993. Т. 19, вып. 4. С. 530.
10. *Friedman M., Serlin V.* Modulation of intense relativistic beams by an external microwave sources // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55, № 26. P. 2860.
11. *Селемир В.Д., Алехин Б.В., Ватрунин В.Е., Дубинов А.Е., Степанов Н.В., Шамро О.А., Шибалко К.В.* Теоретические и экспериментальные исследования СВЧ-приборов с виртуальным катодом // Физика плазмы. 1994. Т. 20, вып. 7,8. С. 689.
12. *Привезенцев А.П., Фоменко Г.П.* Сложная динамика потока заряженных частиц с виртуальным катодом // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2, № 5. С. 56.
13. *Афонин А.М., Диденко А.М., Пауткин А.Ф., Рошаль А.С.* Нелинейная динамика виртуального катода в триодной системе // РЭ. 1992. Т. 37, вып. 10. С. 1889.
14. *Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е.* Сложное поведение электронного потока с виртуальным катодом и генерация хаотических сигналов в виртодных системах // Изв. РАН. Сер. физическая. 1997. Т. 61, № 12. С. 2391;
15. *Храмов А.Е.* О влиянии обратной связи на сложную динамику электронного потока с виртуальным катодом в виртоде // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, вып. 5. С. 51.
16. *Davis H.A., Bartsch R.R., Kwan T., Sherwood E.G and Stringfield R.M.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 288.
17. *Davis H.A., Bartsch R.R., Kwan T., Sherwood E.G and Stringfield R.M.* Ex-

perimental confirmation of the reditron concept // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1988. Vol.16, № 2. P. 192.

17. Kwan T., Davis H.A. Numerical simulations of the reditron // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1988. Vol. 16, № 2. P. 185.

18. Бэдсел Ч., Ленгтон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.:Энергаториздат, 1989. 452с.

19. Takens F. Detecting strange attractors in turbulence // Lecture Notes in Mathematics. Warwick: Springer-Verlag. 1980. Vol.898. P.366.

20. Grassberger P., Procaccia J. On the characterization of strange attractors // Phys.Rev.Lett. 1983. Vol.50. P.346.

21. Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. О детерминистическом подходе к турбулентности. М.:Мир, 1991.

22. Ахромеева Т.С., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Самарский А.А. Нестационарные структуры и диффузионный хаос. М.:Наука, 1992.

23. Kaneko K. Formation, Dynamics and Statistics of Patterns /Eds. Kawasaki K. et al. Singapore: World Scientific, 1990. Vol.1.

24. Рабинович Л.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.:Наука, 1991.

25. Афраймович В.С., Некоркин В.И., Осипов Г.В., Шалфеев В.Д. Устойчивость, структуры и хаос в нелинейных цепях синхронизации / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова и М.И. Рабиновича. Горький: ИПФ РАН, 1989. 256с.

26. Анфиногентов В.Г. Взаимодействие когерентных структур и хаотическая динамика в электронном потоке с виртуальным катодом // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21, вып.8. С. 70

27. Anfinogentov V.G. Nonlinear dynamics and chaotic behaviour of electron beam with virtual cathode in the Pierce diode // Proc. of the 3-rd International Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems, NDES'95, University College Dublin, 28-29 July 1995. P.79.

28. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Механизм возникновения хаотической динамики и взаимодействие когерентных структур в вакуумном СВЧ генераторе на виртуальном катоде // Матер. науч. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». 4-8 сентября 1997. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1997. С.4.

29. Анфиногентов В.Г. Нелинейная динамика электронного потока с виртуальным катодом в ограниченном пространстве дрейфа // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38, № 3/4. С. 268.

30. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Исследование хаотической динамики в активных системах на виртуальном катоде с внутренней обратной связью // Матер. науч. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». 4-8 сентября 1997. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж», 1997. С. 6.

31. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990. Гл.15.

32. Ватанабе С. Разложение Карунена – Лозва и факторный анализ. Теория и приложение // Автоматический анализ сложных изображений / Под ред. Э.М.Бравермана. М.: Мир, 1969. С.254.

33. Aubry N., Holmes P., Lumley J. and Stone E. Application of dynamical system theory to coherent structures in the wall region. // Physica D.1989. Vol. 37. P. 1.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 3.11.7

OSCILLATION IN A TWO COUPLING VIRTOD-TYPE VIRTUAL CATHODE OSCILLATORS WITH CONTROLLABLE CONNECTOR: NUMERICAL SIMULATION

A. E. Hramov

Nonlinear dynamics of two virtual cathode oscillators assembly with controllable connecting line is studied numerically. The existence of different regimes, including synchronisation and deterministic chaos, is shown. The effect of electron beams parameters, delay time and coupling coefficient of the connecting line on the generating frequency and phase difference between signals from the each oscillator is investigated. Physical processes are considered and it is shown that chaotic oscillations are connecting with formation and interaction between several electron structures in the stream of the each generator, and regular regimes appear as a result of suppressing of structure growth.

Preliminary Announcement

5th INTERNATIONAL SCHOOL on CHAOTIC OSCILLATIONS and PATTERN FORMATION CHAOS-98

Saratov, Russia, October 2-9, 1998

The School is organized to continue the series of International Schools on Chaotic Oscillations in Radiophysics and Electronics held in Saratov (1985, 1988, 1991, 1994). These Schools were widely attended by researchers from the former Soviet Union and provided a discussion of different problems in nonlinear dynamics. The 5th International School on Chaotic Oscillations and Pattern Formation will be held in the holiday hotel near Saratov city. The School will be organized by the Russian Academy of Science and Saratov State University.

Scientific Program

- Methods of theoretical analysis of chaotic behaviour
- Experimental investigations of nonlinear phenomena
- Diagnostics of chaos
- Piece-wise linear systems
- Nonlinear waves
- Self-organization and spatio-temporal chaos
- Application to microwave electronic systems
- Nonlinear phenomena in biology and sociology
- Nonlinear dynamics and modern education

Conference Chairman

D. I. Trubetskov, professor, Saratov State University, Russia

Registration

If you want to be included in mailing list on the School, please complete the Pre-Registration Form below and send it to the Organizing Committee (by e-mail preferable). The First Announcement will be distributed to all who will be registered in January-February 1998 and will be available at WWW.

Please contact

Organizing Committee of CHAOS-98
College of Applied Science, Saratov State University
83 Astrakhanskaya, Saratov 410026, RUSSIA
Tel.: +7 (8452) 514294, Fax: +7 (8452) 514298
E-mail: chaos98@cas.ssu.runnet.ru
WWW: <http://cas.ssu.runnet.ru/chaos98/chaos98.html>

Pre-Registration Form

Full name (first, middle initial and surname) _____
Full organization address _____
Telephone and FAX numbers _____
E-mail address _____
Research interests _____