



ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ В ВИРКАТОРЕ И ВИРТОДЕ

В.Г. Анфиногентов, А.Е. Храмов

В работе представлены результаты численного моделирования нелинейной динамики электронного потока с виртуальным катодом в вакуумной трубе дрейфа. Демонстрируется динамическая природа сложных колебаний виртуального катода. Показано, что один из механизмов возникновения хаотической динамики связан с нелинейным взаимодействием между образующимися в потоке электронными структурами – виртуальными катодами. Воздействие на процессы структурообразования путем подключения внешней запаздывающей обратной связи (виртодная схема) позволяет управлять переходами между режимами генерации.

Введение

Значительные успехи релятивистской СВЧ-электроники во многом обусловлены развитием техники формирования и транспортировки сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП) [1,2]. Однако, успехи в развитии ускорительной техники не могут быть в полной мере использованы в приборах пролетного типа, являющихся аналогами классических СВЧ-устройств (клистроны, ЛОВ, ЛБВ, МЦР и т.д.), так как ток пучка в них ограничен. По мере приближения тока к определенному уровню эффективность взаимодействия электронов с электромагнитными полями резко падает из-за влияния пространственного заряда РЭП. Вместе с тем, оказалось возможным использовать энергию собственных электромагнитных полей РЭП в режиме сверхпределных токов [3–6]. Из оценок стационарной теории известна предельная величина тока электронного пучка I_{SCL} , пропускаемого через дрейфовую вакуумную камеру [7,8]

$$I_{SCL} = (m_e c^3 / e) (\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2} / (\Delta / r_b + 2 \ln R / r_b), \quad (1)$$

где $\gamma_0 = 1 / (1 - v_0^2 / c^2)^{1/2}$ – релятивистский фактор потока на входе в систему; R и r_b – соответственно, радиус дрейфовой камеры и потока, Δ – толщина пучка. При превышении током пучка предельного вакуумного тока I_{SCL} невозможно существование стационарного состояния в системе. Часть электронного потока останавливается в некоторой области пространства взаимодействия и отражается обратно к плоскости инжекции. Эта область называется виртуальным катодом (ВК); потенциал поля пространственного заряда в области ВК имеет значение равное величине ускоряющего потенциала.

Виртуальный катод в пространстве взаимодействия ведет себя существенно

нестационарным образом, колеблясь как во времени, так и в пространстве. В последние десятилетия было предложено практическое применение этого явления в новых мощных СВЧ-приборах – виркаторах. В них в качестве активной среды используется электронный пучок с виртуальным катодом. В связи с этим исследование спектрального состава излучения и динамики потока с ВК занимают важное место в поиске путей управления параметрами сверхмощных генераторов на базе виркаторных систем.

Еще в 1985 году Н.Е. Brandt [9], исследуя так называемый турбутрон, высказал идею о нелинейности динамики прибора с ВК. Работы многих групп исследователей выявили различные проявления нелинейной динамики электронного потока с ВК, например, синхронизацию колебаний ВК внешними сигналами [10–14], взаимную синхронизацию связанных виркаторов [15–17] или хаотическое поведение потока с ВК [18–20]. Экспериментальные данные, полученные с помощью как натуральных, так и вычислительных экспериментов, свидетельствуют о том, что электронный поток с ВК обладает сложной нерегулярной динамикой. Спектр излучения виркаторных систем может быть близок к сплошному с типичной шириной полосы $\Delta f/f$ порядка 50%. В работе [21] было высказано предположение о детерминированной природе хаоса в приборе с ВК. Вместе с тем, сложная пространственная и временная динамика в распределенных системах электронной природы связывается с взаимодействием возникающих когерентных пространственно-временных структур (см., например, [22–28]). Понимание внутренней динамики потока позволяет выработать эффективные способы управления колебаниями ВК, и, как следствие, повысить КПД и мощность генерации в приборах с ВК.

В работах [29,30], посвященных исследованию скомпенсированного электронного потока с ВК в диоде Пирса в квазипотенциальном приближении, показано, что хаотическая динамика в этой системе определяется формированием и нелинейным взаимодействием в потоке двух электронных сгустков. Это сам ВК и сгустки, образующиеся в результате распада ВК. Данные объекты представляют собой автоструктуры, возникающие в результате насыщения неустойчивости Пирса и кинематической неустойчивости. Однако, традиционные виркаторы работают обычно без нейтрализации электронного потока. Поэтому особый интерес вызывает выяснение физических процессов, сопровождающих нерегулярное поведение электронного потока с ВК в вакуумной дрейфовой камере с учетом непотенциальных эффектов, ограничивающих скорость распространения электромагнитных волн в системе [31].

Одним из наиболее перспективных методов управления динамикой потока с ВК является введение в виркаторную систему внешней запаздывающей обратной связи (ОС). Такая схема, предложенная и экспериментально исследованная в НИЦ ХФТИ [32], получила название виртода. Применение ОС позволило повысить уровень мощности излучения по сравнению со свободными колебаниями ВК на 5 дБ. Перестройка фазы в цепи обратной связи позволила управлять как величиной генерируемой мощности, так и спектральным составом излучения. В работах [33,34] в рамках простейшей нерелятивистской диодной модели виртода демонстрируется сильное влияние параметров ОС (в первую очередь длительности задержки) на нелинейную динамику ВК. Однако, в рамках диодной модели можно говорить лишь о качественных закономерностях в системе «электронный поток с ВК и внешней ОС». Поэтому представляет значительный интерес исследование характеристик генерации в виртодной системе в рамках полномасштабного численного моделирования.

В данной статье с помощью разработанной математической модели вакуумного СВЧ-генератора на виртуальном катоде, основанной на решении самосогласованной системы кинетических уравнений, описывающих динамику потока, совместно с полной нестационарной системой уравнений Максвелла для эволюции электромагнитного поля [35,36], решаются следующие задачи: 1) исследуется нелинейная динамика электронного потока с виртуальным катодом в ограниченном пространстве дрейфа; 2) рассматриваются физические процессы,

сопровождаящие усложнение режимов колебаний виртуального катода; 3) анализируется динамика системы с точки зрения образования и взаимодействия когерентных структур; 4) применяется метод вейвлет-преобразования к рассмотрению нестационарной динамики виртуального катода; 5) исследуется влияние параметров внешней обратной связи на характеристики генерации виркатора.

В 1 разделе кратко обсуждается математическая модель и некоторые конкретные особенности ее реализации. В разделах 2–5 рассматривается нелинейная динамика виртуального катода в системе без ОС, а также анализируются физические процессы, сопровождающие усложнение динамики системы. Раздел 6 содержит результаты исследования влияния параметров внешней ОС на характеристики генерации ВК.

1. Математическая модель

В настоящем разделе исследуется система, представляющая собой замкнутый отрезок цилиндрического волновода длиной L и радиусом R , помещенный в сильное продольное магнитное поле. Через сечение $z=0$ (плоскость инжекции) внутрь системы поступает моноскоростной электронный поток с релятивистским фактором $\gamma_0=2.3$. В предположении, что фокусировка пучка осуществляется сильным продольным магнитным полем, рассматривается одномерное движение потока в направлении оси z .

Для описания эволюции электромагнитного поля рассматривается полная нестационарная система уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -(1/c)\partial\mathbf{H}/\partial t, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = (1/c)\partial\mathbf{E}/\partial t + 4\pi\mathbf{j}/c. \quad (3)$$

В силу аксиальной симметрии системы имеет место возбуждение только ТМ волн, сильно связанных с пучком; при этом компоненты поля будут иметь вид

$$\mathbf{E} = (E_r, 0, E_z), \quad \mathbf{H} = (0, H_\theta, 0), \quad (4)$$

а плотность тока, благодаря замагниченности пучка, будет иметь одну компоненту $\mathbf{j}=(0,0,j_z)$.

Динамика заряженных частиц описывается бесстолкновительным кинетическим уравнением Власова

$$\partial f/\partial t + v_z \partial f/\partial z + eE_z \partial f/\partial p_z = 0, \quad (5)$$

$$j_z = e \int f v_z dp. \quad (6)$$

Здесь $f(t,z,p_z)$ – функция распределения электронов пучка, p_z – релятивистский импульс, $v_z = p_z/m(1+p_z^2/m^2c^2)^{1/2}$.

Решение уравнения Власова базируется на методе крупных частиц, который сводит (5) к системе из N (N – число макрочастиц) обыкновенных дифференциальных уравнений вида

$$dv_{zk}/dt = (1-v_{zk}^2)^{3/2} E_{zk}, \quad (7)$$

$$E_{zk} = (1/\Delta V_k) \iint E_z(r,z) h(|r-r_k|, |z-z_k|) r dr dz, \quad (8)$$

$$k = 1, \dots, N.$$

Здесь h – нормированная функция «вклада».

Консервативная разностная схема для решения задачи строится в соответствии с работами [35,37].

Уравнения движения макрочастиц (7) решаются с помощью явной двухшаговой схемы предиктор – корректор [38], которая существенно точнее интегрирует уравнения движения частиц, чем традиционно используемая схема «leap-frog» [35].

Нестационарные уравнения Максвелла аппроксимируются разностными операторами [39–41], причем для получения центральных пространственных разностей различные компоненты полей рассматриваются на сдвинутых относительно друг друга пространственно–временных сетках. Операторы $\partial/\partial r$, $\partial/\partial z$, $\partial/\partial t$ в используемой схеме аппроксимируются центральными разностями

$$\partial/\partial \zeta \rightarrow \Delta/\Delta \zeta : [\Delta/\Delta \zeta] \mathcal{F}(\zeta_{j+1/2}) = [\mathcal{F}(\zeta_{j+1}) - \mathcal{F}(\zeta_j)]/\Delta \zeta,$$

где $\zeta = \{r, z, t\}$; $\Delta \zeta$ и ζ_j – шаг и координата j -го узла соответствующей пространственной сетки; $\zeta_{j+1/2} = \zeta_j + \Delta \zeta/2$. Кроме этого используется оператор

$$(\cdot)^{(1/2)} : \mathcal{G}^{(1/2)}(t^{n+1/2}) = [\mathcal{G}(t^{n+1}) - \mathcal{G}(t^n)]/2.$$

Тогда система уравнений Максвелла для компонент полей (4) в конечно-разностном представлении запишется в виде

$$\Delta H_\theta/\Delta t = -c(\Delta E_r/\Delta z - \Delta E_z/\Delta r)^{(1/2)}, \quad (9)$$

$$\Delta E_r/\Delta t = -c\Delta H_\theta^{(1/2)}/\Delta z, \quad (10)$$

$$\Delta E_z/\Delta t = (c/r)(\Delta r H_\theta/\Delta r)^{(1/2)} - 4\pi j_z. \quad (11)$$

Получившаяся система уравнений (9)–(11) решается неявными методами интегрирования [40,42].

Использование полунявной схемы интегрирования самосогласованной системы Максвелла – Власова, то есть явного интегрирования уравнений движения и неявного интегрирования уравнений полей, обладает рядом преимуществ. Являясь, за счет модификации плотностей тока и заряда [42], консервативной разностной схемой, в отличие от явных схем [38], она позволяет проследить динамику системы для реальных длительностей импульсов тока. С другой стороны, по сравнению с полностью неявными схемами [42], она требует значительно меньших затрат машинного времени. Это связано с тем, что за счет интегрирования исходной задачи в два этапа наиболее критичный по затратам машинного времени расчет полей может

проводиться с шагом по времени большим, чем шаг интегрирования уравнений движения макрочастиц. Кроме того, такой подход совместно с использованием цифровой фильтрации пространственных распределений полей [35,43] позволяет эффективно подавить коротковолновые нефизические осцилляции радиального поля E_r , обусловленные неявным интегрированием уравнений Максвелла.

Проверка правильности работы программы проводилась путем моделирования линейного этапа развития электростатической неустойчивости. На рис. 1 приведены результаты расчета предельного вакуумного тока для аксиальной геометрии в зависимости от ско-

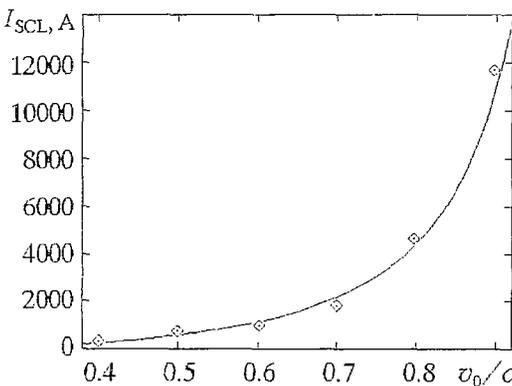


Рис. 1. Зависимость предельного тока ограниченного пространственным зарядом пучка от скорости инжектируемого потока. Сплошная линия – теоретическая кривая, \diamond – численный эксперимент

рости инжектируемого потока. Расчетное значение сравнивалось с теоретической зависимостью (1). Видно хорошее совпадение результатов, что подтверждает применимость развитой математической модели.

2. Общая характеристика поведения системы при изменении управляющих параметров

При заданных геометрических параметрах дрейфовой камеры¹ основным управляющим параметром, от которого зависит поведение исследуемой системы, является отношение тока пучка к предельному вакуумному току, обозначаемое в настоящем разделе через α .

Анализ и диагностика динамических режимов при различных значениях безразмерного тока пучка α в исследуемой системе проводились по временным реализациям тока из области ВК. По ним строились спектры мощности и восстанавливались фазовые портреты колебаний (рис. 2). Для восстановления фазовых портретов использовался метод Такенса [45], сводящийся к построению фазовых векторов вида

$$\mathbf{R}(t) = \{I(t), I(t+T), \dots, I(t+(m-1)T)\}, \quad (12)$$

где $I(t)$ – ток пучка в области ВК в момент времени t ; T – время задержки; m – размерность вложения ($m=2$ соответствует проекции аттрактора на плоскость). Было выделено три качественно отличающихся режима колебаний ВК с увеличением тока пучка.

При малых значениях α ($\alpha < 1.7$) в системе устанавливаются регулярные колебания релаксационного типа (рис. 2, а). Спектр мощности содержит узкие пики, являющиеся кратными гармониками основной частоты $\omega_0 \approx 2.6\omega_p$, где ω_p – плазменная частота электронного потока. Отметим, что значение частоты

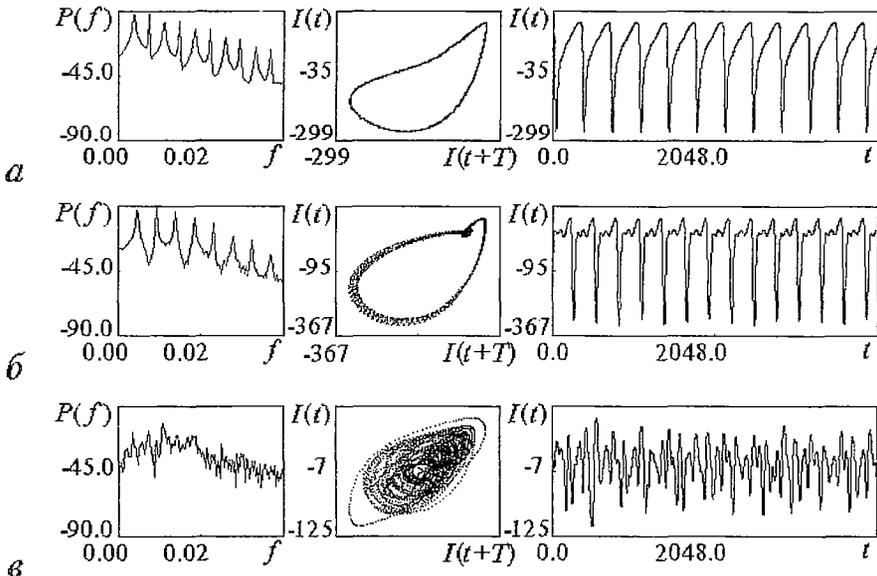


Рис. 2. Спектры мощности, фазовые портреты и временные реализации колебаний тока пучка из области ВК для различных динамических режимов: а – $\alpha < 1.7$; б – $1.7 < \alpha < 3$; в – $\alpha > 3$

¹ Влияние геометрических параметров дрейфовой камеры на динамику виртуального катода подробно исследовано в работе [44], и здесь этот вопрос не затрагивается.

генерации в численном эксперименте близко к наблюдаемому в физических экспериментах [46]. Проекция аттрактора соответствует однократному предельному циклу. С увеличением α происходит разрушение периодических колебаний, и с ростом надкритичности появляются два типа хаотического поведения. Так, при $1.7 < \alpha < 3$, как видно из рис. 2, б, хаотический аттрактор появляется на базе одного неустойчивого предельного цикла, соответствующего притягивающему множеству периодических движений при $\alpha < 1.7$. С увеличением тока пучка, $\alpha > 3$ (рис. 2, в), фазовый портрет более однороден; спектр мощности сильно зашумлен, в нем нет четко выраженных пиков.

Анализ размерности аттракторов, проведенный с помощью расчета корреляционной размерности по алгоритму Грассбергера – Прокаччиа [47], свидетельствует о детерминированной природе сложных колебаний ВК. На рис. 3 приведены зависимости наклона корреляционного интеграла от нормированного на размер аттрактора ϵ_0 масштаба наблюдения ϵ в двойной логарифмической шкале для различных значений размерности пространства вложения m [48]. По оси абсцисс отложен масштаб наблюдения $\ln(\epsilon/\epsilon_0)$, по оси ординат – размерность аттрактора D_C .

На рис. 3, а представлены результаты расчета размерности для слабохаотических колебаний в потоке ($\alpha=2.0$), на рис. 3, б – для развитого хаоса ($\alpha=4.0$). Из рисунка видно, что характерной особенностью аттракторов является сильная неоднородность, о чем свидетельствует отсутствие плато на графиках $D_C(\epsilon)$. С ростом α аттрактор усложняется, что проявляется в появлении двух характерных областей – области малых масштабов наблюдения, где D_C порядка $1.2 \div 1.5$, и области больших масштабов, где D_C порядка 4.5. Во всех хаотических режимах размерность насыщается с ростом размерности пространства вложения. Это свидетельствует о детерминированности хаотических режимов, так как для шумовых колебаний величина корреляционной размерности не насыщается с ростом m [49].

При небольшой надкритичности насыщение происходит при малых значениях размерности пространства вложения ($m=3 \div 4$). Для второго хаотического режима размерность пространства вложения существенно выше: $m=7 \div 9$, что соответствует возникновению более сложных колебаний ВК. Число возбуждаемых степеней свободы d в системе может быть оценено по верхней границе размерности фазового пространства m_s : $d = m_s/2$ [50], где m_s равна

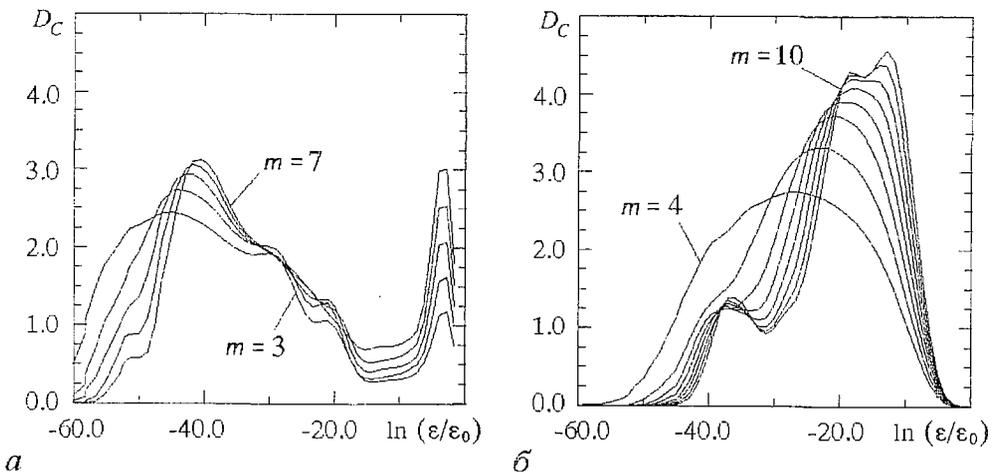


Рис. 3. Зависимости корреляционной размерности аттрактора D_C от масштаба наблюдения ϵ для различных значений размерности пространства вложения m для следующих значений параметра α : а – 2.0; б – 4.0

размерности пространства вложения, при которой происходит насыщение размерности аттрактора. Анализ размерности, как и вид спектра и фазового портрета, свидетельствует об увеличении с ростом α числа степеней свободы, вовлекаемых в колебательное движение в системе.

Из вышесказанного видно, что в системе возбуждается только небольшое число активных степеней свободы, хотя электронный поток в пространстве дрейфа представляет собой систему с бесконечным числом степеней свободы. С увеличением α число степеней свободы, вовлекаемых в колебательное движение, растет. Тем не менее оно остается достаточно малым, что является косвенным свидетельством возможности описания внутренних движений в потоке на основе анализа взаимодействия ограниченного числа структур.

3. Формирование структур в электронном потоке

Характерным признаком наличия в распределенной потоковой системе сложной пространственно-временной динамики является формирование и взаимодействие когерентных структур. Мы выделяли внутренние структуры электронного потока с ВК с помощью декомпозиции пространственно-временных данных по алгоритму Карунена – Лозва [51–53].

Задача выделения набора базисных функций $\{\Psi_i\}$ по Карунену – Лозву сводится к решению интегрального уравнения следующего вида:

$$\int K(z, z^*) \Psi(z^*) dz^* = \Lambda \Psi(z), \quad (13)$$

где ядро K является двухточечной корреляционной функцией:

$$K(z, z^*) = \langle \xi(z, t) \xi(z^*, t) \rangle_t, \quad (14)$$

$$\langle s(t) \rangle_t = (1/T) \int_0^T s(t) dt. \quad (15)$$

В качестве $\xi(z, t)$ может быть взят набор пространственно-временных данных с нулевым средним, описывающих динамику системы. В данном случае в качестве $\xi(z, t)$ были выбраны распределения плотности тока пучка $j_z(z, t)$ в пространстве взаимодействия.

Собственные функции $\Psi_i(z)$, являющиеся решением уравнения (13), обычно называют модами Карунена – Лозва. Собственные числа Λ_i , соответствующие модам $\Psi_i(z)$, пропорциональны энергии, заключенной в этой моде. Мерой относительной энергии моды $\Psi_i(z)$ может служить величина

$$W_i = (\Lambda_i / \sum_j \Lambda_j) \times 100\%. \quad (16)$$

Отметим, что набор $\{\Psi_i\}$ является оптимальной системой координат в смысле наибольшего сжатия информации, то есть имеющей минимальное число базисных функций, необходимых для описания исследуемого процесса. Это означает, что основная энергия физического процесса при описании его функциями, полученными из решения задачи (13), сосредоточена в нескольких высших модах, а не разбросана по большему их числу.

Метод численного определения наборов $\{\Psi_i\}$ и $\{\Lambda_i\}$ базируется на том, что задача (13)–(14) является однородным линейным интегральным уравнением 2-го рода, которое, как известно, представляет собой задачу о собственных значениях. Соответствующее интегральному уравнению (13) матричное уравнение имеет вид

$$[k_{kl}] \{\Psi_l\} = \Lambda \{\Psi_k\}, \quad (17)$$

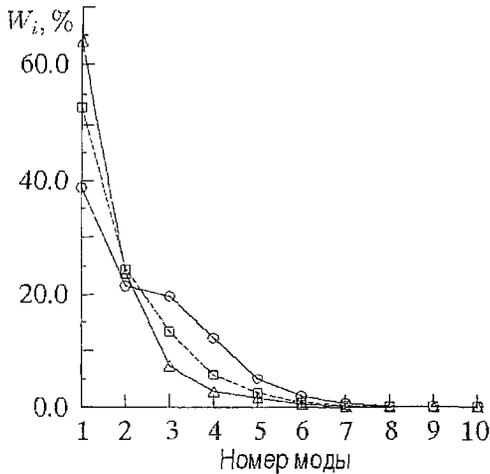


Рис. 4. Распределение энергии W_i по модам Карунена – Лозва для следующих значений параметра α : Δ – 1.4, \square – 2.0, \circ – 4.0

где, как нетрудно видеть из (14), $[k_{kl}]$ есть действительная симметричная матрица. Для нахождения ее собственных чисел и собственных векторов можно воспользоваться любым из известных численных методов линейной алгебры (см., например, [54]).

На рис. 4 приведены зависимости энергии первых десяти мод W_i для различных значений надкритичности. В регулярном режиме ($\alpha=1.4$) порядка 90% энергии потока заключено в первых двух модах W_1 и W_2 . С ростом α спектр энергий мод уширяется, энергия из первой моды постепенно перекачивается в высшие моды, и при α порядка 4 основная энергия (порядка 90%) заключена уже в первых четырех модах W_1, \dots, W_4 , причем энергии второй, третьей и четвертой мод примерно одинаковы. Вместе с тем во всех режимах, как периодических, так и со сложной динамикой, число мод с энергией большей, чем 1% от общей энергии потока, невелико (порядка 5–7), что согласуется с выводами раздела 2 о небольшом числе степеней свободы, возбуждаемых в системе.

Пространственные распределения мод характеризуются сложной многогорбой формой, причем с ростом номера моды они усложняются, теряя симметричность, свойственную высшей моде.

На рис. 5 приведены временные реализации амплитуд первых двух мод $A_1(t)$ (сплошная линия) и $A_2(t)$ (штриховая линия), полученные как

$$A_i(t) = \int \xi(z,t) \Psi_i(z) dz. \quad (18)$$

При малой надкритичности (рис. 5, а) поведение мод имеет достаточно регулярный характер. Можно выделить интервалы времени, когда на временной реализации наблюдается всплеск амплитуды A , связанный с формированием в потоке ВК и его распадом, и когда амплитуды мод $A_1 \approx A_2 \approx 0$ (в потоке отсутствуют структуры; ВК

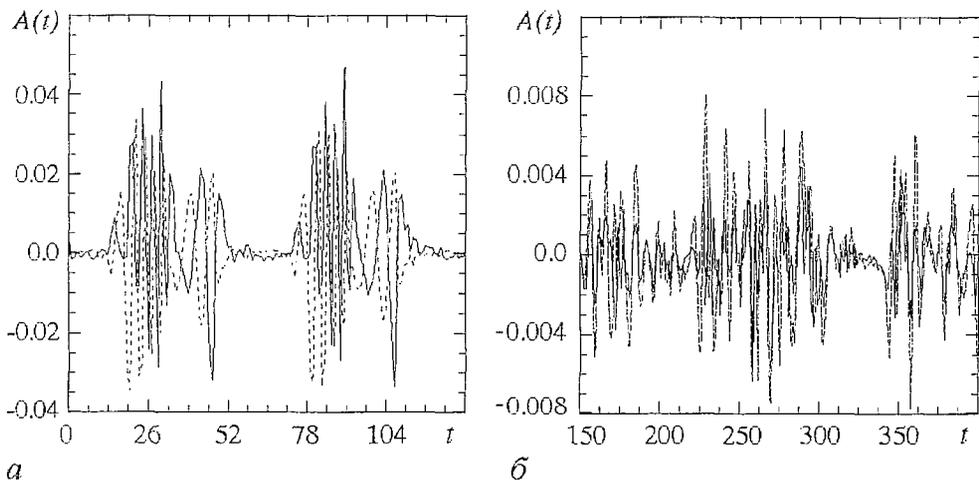


Рис. 5. Зависимость амплитуды первой (сплошная линия) и второй (штриховая линия) мод Карунена – Лозва от времени для режима регулярных колебаний (а) и развитого хаоса (б)

«открыт» и в системе наблюдается пролетный к коллектору ток). Учитывая, что колебания первой и второй мод происходят с постоянным сдвигом фаз $\pi/2$, можно предположить [55], что они описывают динамику одной пространственно-временной структуры.

Развитый хаос (рис. 5, б) характеризуется сложной нерегулярной динамикой мод, структуры в потоке существуют постоянно. Следует обратить внимание, что амплитуды мод в этом случае меньше амплитуд мод в регулярном режиме. Взаимная корреляционная функция процессов $A_1(t)$ и $A_2(t)$ быстро спадает к нулю. Корреляция между временным поведением высших мод Карунена – Лозва не наблюдается, что позволяет связать с каждой модой собственную структуру в потоке.

Таким образом, переход от регулярных движений к хаотическим и последовательное усложнение хаотических режимов сопровождается увеличением числа возбуждающихся внутренних структур в потоке, причем с ростом параметра надкритичности α энергии колебаний отдельных мод выравниваются.

4. Физические процессы в электронном потоке с виртуальным катодом

В работах [34,53,56,57] типичные моды, полученные с помощью разложения Карунена – Лозва, связываются с характерными электронными структурами (сгустками заряженных частиц) скомпенсированного потока в пространстве взаимодействия. Такой подход является весьма плодотворным и применительно к электронному потоку с ВК в вакуумной трубе дрейфа. Однако, если в потоке с полной нейтрализацией формирование второго сгустка связано либо с развитием кинематической неустойчивости электронного потока в меняющемся тормозящем поле «открывающегося» ВК [30,56,57], либо с группировкой предварительно промодулированного сигналом обратной связи потока [33,34], то в нашем случае можно говорить о формировании в пространстве дрейфа нескольких областей отражения (нескольких ВК), взаимодействием между которыми может быть объяснена хаотическая динамика в электронном потоке без нейтрализации его пространственного заряда.

Это хорошо иллюстрирует функция распределения $\Phi(\tau_i)$ заряженных частиц по временам жизни τ_i в пространстве взаимодействия (рис. 6). В регулярном режиме (рис. 6, а, сплошная линия) $\Phi(\tau_i)$ имеет двугорбый вид. Площадь под кривой пропорциональна числу существующих в потоке пролетных и отраженных к

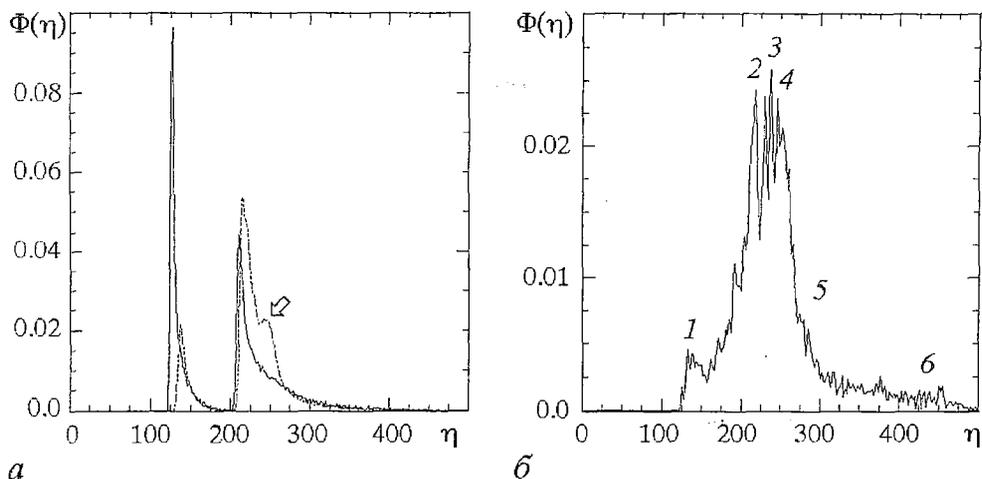


Рис. 6. Распределение заряженных частиц по временам жизни в пространстве взаимодействия для следующих значений параметра α : а – 1.4 (сплошная линия), 2.0 (штриховая линия); б – 4.0

плоскости инъекции частиц. Характерные траектории заряженных частиц в координатах (z, t) и (v, z) с временами жизни, соответствующими максимумам $\Phi(\tau_i)$, приведены на рис. 7, а. Видно, что в потоке имеется одна структура – ВК и, соответственно, два характерных типа частиц – пролетные и отраженные от ВК частицы.

С увеличением α отраженные частицы начинают доминировать в общем числе инжектируемых частиц (рис. 6, а, штриховая линия); область возможных времен жизни отраженных частиц увеличивается. За счет появления долгоживущих частиц в потоке возникает внутренняя распределенная обратная связь, обеспечивающая взаимодействие между основной структурой (виртуальным катодом) и возникающей вторичной структурой, которой соответствует третий максимум на кривой $\Phi(\tau_i)$ (отмечен стрелкой). Однако, при небольшой надкритичности эффективность этой связи мала (общее количество частиц, отраженных от вторичного виртуального катода, мала) и движение слабонерегулярно (в фазовом пространстве наблюдается размытый предельный цикл).

Для развитого хаоса (рис. 6, б) характерна сильно изрезанная форма $\Phi(\tau_i)$, которая позволяет выделить несколько примерно равных по массе групп заряженных частиц с различными временами жизни. В этом случае в потоке нет хорошо сформированного виртуального катода (ср. пространственно–временные

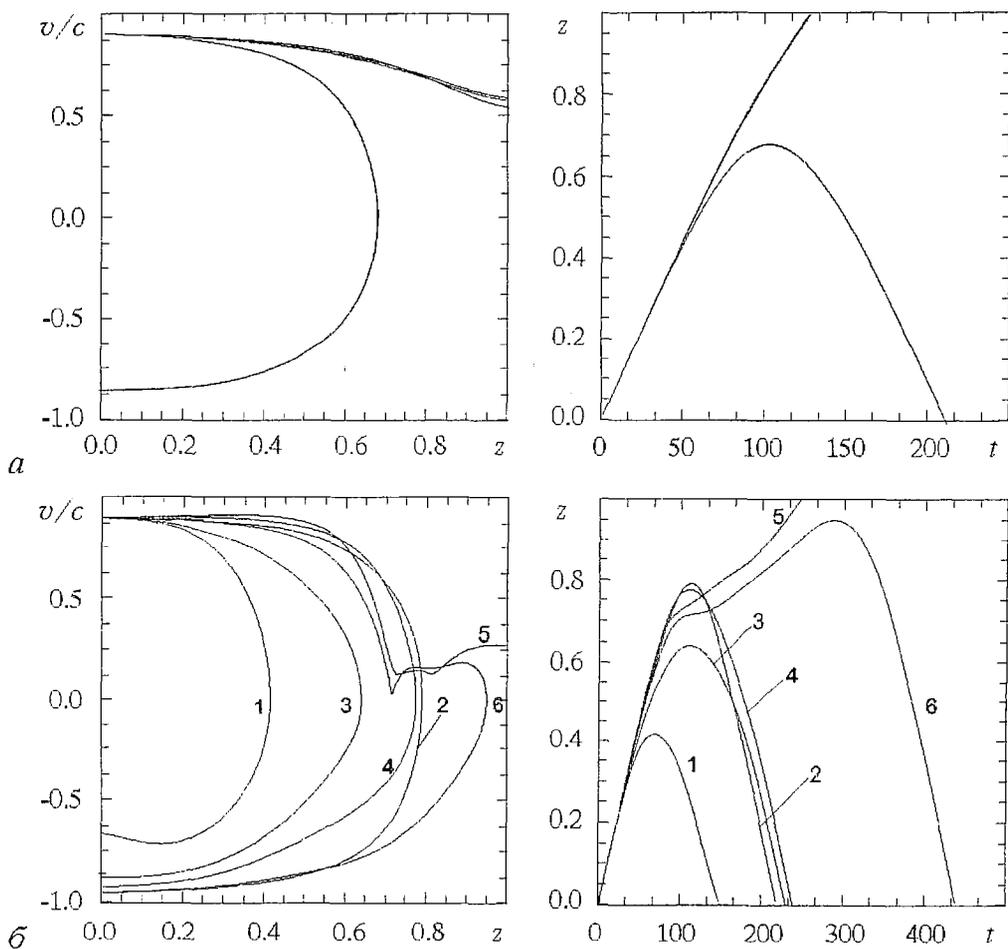


Рис. 7. Характерные траектории заряженных частиц для режима регулярных колебаний (а) и развитого хаоса (б)

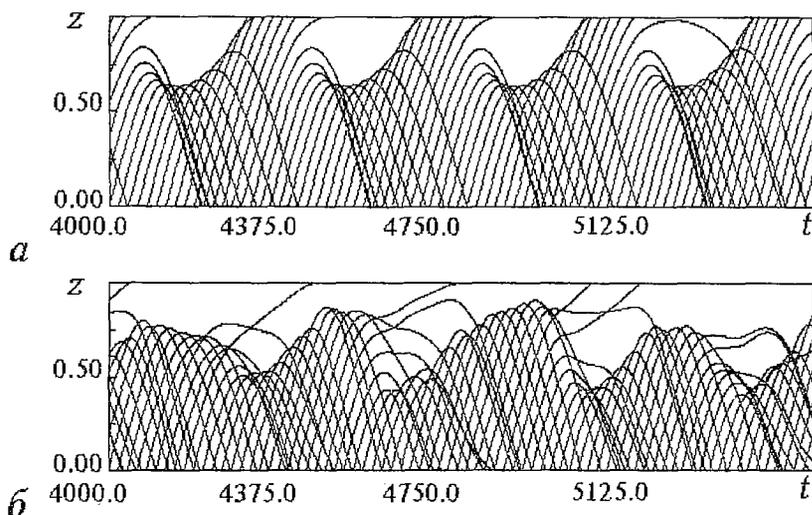


Рис. 8. Пространственно–временные диаграммы электронного потока для режима регулярных колебаний (а) и развитого хаоса (б)

диаграммы электронного потока в пространстве дрейфа для регулярных (рис. 8, а) и хаотических (рис. 8, б) движений). Процессы в потоке могут быть интерпретированы как формирование нескольких виртуальных катодов (нескольких колебательных структур) на различном расстоянии от плоскости инжекции. В качестве иллюстрации на рис. 7, б изображены траектории частиц, времена жизни которых соответствуют максимумам $\Phi(\tau_i)$, отмеченным цифрами на рис. 6, б и 7, б. Это также подтверждается приведенными на рис. 9 распределениями плоскостей, в которых наблюдается отражение заряженных частиц, по продольной координате. Видно, что в случае регулярных движений функция распределения имеет ярко выраженный максимум, соответствующий тому, что в потоке существует единственная отражающая плоскость (виртуальный катод), которая четко локализована в пространстве. Рост тока приводит к уширению функции распределения, причем в режиме слабого хаоса на кривой выделяется два глобальных максимума, соответствующих двум структурам в потоке, а в режиме развитого хаоса форма распределения сильно изрезана, при этом каждый максимум соответствует своему виртуальному катоду. Отметим, что графики распределения плоскостей отражения имеют один или несколько максимумов, расположенных на высоком пьедестале, поскольку каждый виртуальный катод колеблется как во времени, так и в пространстве. Наиболее вероятные места локализации отражающих плоскостей соответствуют максимумам распределения.

Отражение части потока от каждого из ВК оказывает влияние на условия формирования других структур в потоке, что обеспечивает несколько петель внутренней обратной связи с различными временами запаздывания. Такая распределенная связь между

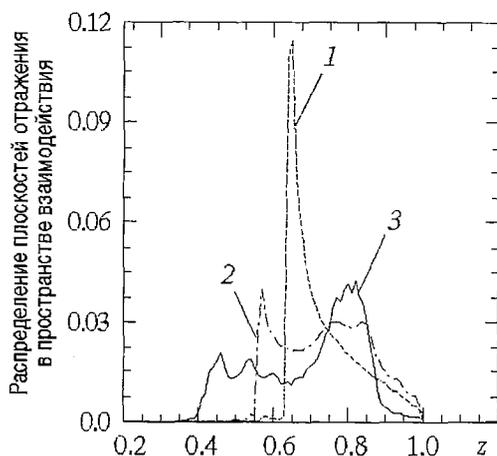


Рис. 9. Распределение плоскостей отражения электронов в пространстве взаимодействия при различных значениях параметра надкритичности α : 1 – 1.4; 2 – 2.0; 3 – 4.0

всеми структурами в потоке приводит к сильно нерегулярной динамике системы при большой надкритичности α .

Подчеркнем, что в системе появляются и метастабильные частицы (траектория b на рис. 7,б) [21], однако их влияние на динамику потока не велико. Учет расслоения потока по продольной координате (поток представляется набором колец различного диаметра) показал, что развитый метастабильный сгусток, живущий в пространстве взаимодействия примерно $1.5 \div 2$ периода колебаний ВК, формируется в удаленном от оси волновода слое, и его воздействие на динамику системы подобно описанному в [44,58].

В заключение заметим, что взаимодействие и конкуренция возбуждаемых в потоке мод является одной из причин понижения эффективности генерации при токах пучка значительно превышающих стартовый. Действительно, с увеличением α от 1.4 до 5.0 электронный КПД исследуемого генератора уменьшается более чем в пять раз (см. также [37,59–61]).

5. Анализ нелинейной динамики потока с позиций формирования и взаимодействия разномасштабных локальных временных возмущений

В предыдущих разделах результаты численного моделирования сложной динамики потока с виртуальным катодом анализировались с применением таких методов, как выделение базисных функций (когерентных структур) с помощью ортогональной декомпозиции из наборов пространственно–временных данных и построение различных функций распределения электронов (заряженных крупных частиц) в пространстве дрейфа. Данные методы, являясь традиционными в электронике и вообще в задачах, требующих обнаружения и выделения тех или иных структур (например, распознавания образов), имеют ряд недостатков. Так, метод Карунена – Лозва может строго применяться только к стационарным полям [51], что требует специальной процедуры подготовки данных для алгоритма (см. (14), (15)). Кроме того, что более важно, возникают сложности в интерпретации временной динамики внутренних структур электронного потока. Анализ функций распределения электронов также проводится по усредненным во времени характеристикам. Поэтому для обнаружения разномасштабных нестационарных во времени структур в электронном пучке необходимо использовать базис, приспособленный для описания нестационарных взаимодействий в широких диапазонах масштабов.

В качестве метода, удовлетворяющего вышесказанному, можно предложить использование вейвлет–преобразования (*wavelet transform*), находящего в последнее время все большее применение при решении подобных задач (см., например, обзоры [62–65]). Базис, называемый также масштабно–временным спектром, получающийся в результате вейвлет–преобразования, позволяет выделить информацию о динамике структур разного масштаба во времени, а следовательно проанализировать влияние и взаимодействие разномасштабных структур в исследуемой системе. Отметим, что вейвлет–преобразование было предложено впервые J.Morlet (1980) для анализа сейсмических данных [66], и в дальнейшем методы вейвлет–анализа нашли широкое применение для обработки сложных графических изображений, сжатия информации, выделения структур [67]. Однако в области физики и, в частности, электронике и физике плазмы, насколько известно из доступной авторам литературы, этот аппарат обработки данных только начинает находить свое применение (см. [68,69]). В связи с этим, кратко остановимся на некоторых особенностях вейвлет–метода.

Идеи вейвлет–преобразования во многом базируются на гармоническом анализе, поэтому логично для введения вейвлет–преобразования основываться на фурье–преобразовании. Последнее корректно применяется только для анализа периодических сигналов и его обобщение на интегральное фурье–преобразование имеет некоторые недостатки. Так, интегральное фурье–преобразование $\psi(\omega)$ функции $u(t)$ определяется как

$$\psi(\omega) = 1/(2\pi)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (19)$$

Положим, что $u(t)$ ограничена и не равна нулю только в интервале $t_1 \leq t \leq t_2$. Так как преобразование (19) взаимно однозначно (то есть, зная $\psi(\omega)$ можно восстановить вид $u(t)$), информация о том, что $u(t) \neq 0$ при $t \in [t_1, t_2]$, должна быть каким-то образом заключена в комплексной функции $\psi(\omega)$. Представим ее в виде амплитуды и фазы: $\psi(\omega) = \psi_A(\omega) \exp(i\psi_{PH}(\omega))$, где фаза $\psi_{PH}(\omega)$ содержит информацию о сигнале на конечном временном интервале, а амплитуда $\psi_A(\omega)$ инвариантна относительно произвольного временного сдвига. Таким образом, информация о поведении $u(t)$ на конечном временном интервале оказывается рассредоточенной по бесконечному набору фазовых углов. Другими словами, преобразование Фурье позволяет, увеличивая длину временной реализации, как угодно точно определить спектральный состав сигнала, но при этом теряется информация о временной динамике каждой спектральной компоненты (*локализация частоты без временного разрешения* [64]). Вместе с тем существует возможность включить информацию о временной динамике в амплитуду $\psi_A(\omega)$ путем применения оконного фурье-преобразования. В последнем случае проводится фурье-анализ, локализованный во времени коротким временным окном, сдвигаемым по длинной временной реализации. Однако в таком подходе, близком по своей идее к вейвлет-анализу, имеется следующий существенный недостаток. Рассмотрим прямоугольную оконную функцию и будем анализировать частоту f_0 . Положив ширину окна $T = N/f_0$, где N – целое, получим, что анализ частоты nf_0 (n также целое) осуществляется по nN периодам. То есть, в последнем случае разрешающая способность метода в n раз выше, чем при анализе частоты f_0 . И наоборот, разрешающая способность метода на частоте f_0/n в n раз меньше. Этот недостаток полностью преодолевается при применении вейвлет-анализа [66]. Определим функцию (Морлет-вейвлет)

$$\phi(\omega_0, \eta) = \pi^{-1/4} \exp(i\omega_0 \eta) \exp(-\eta^2/2), \quad (20)$$

которая представляет собой быстро затухающую гармоническую волну (рис. 10). Теперь для анализа произвольного временного ряда необходимо покрыть всю ось $R \in (-\infty, +\infty)$, имея единственный базовый вейвлет (20). Это достигается путем масштабных преобразований s и сдвигов t' , которые приводят к следующему выражению для семейства, базирующегося на Морлет-вейвлете:

$$\phi_{s,t'}(t) = \phi((t-t')/s). \quad (21)$$

Тогда вейвлет-преобразование запишется в виде

$$W(s, t') = s^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \phi_{s,t'}(t) dt. \quad (22)$$

Отсюда видно, что в отличие от оконного фурье-преобразования, для вейвлет-преобразования число периодов, использованных для анализа той или иной частоты, не зависит от ее значения. Более того, если при фурье-анализе (19) находится функция только частоты f , вейвлет-анализ позволяет определить и локализацию во времени процесса с тем или иным временным масштабom s . Здесь мы не останавливаемся на конкретных особенностях и

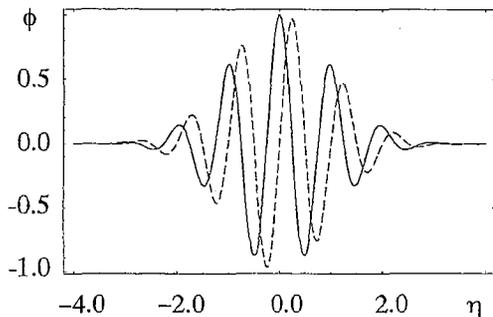


Рис. 10. Реальная (сплошная линия) и мнимая (штриховая линия) части Морлет-вейвлета

свойствах вейвлет-преобразования (интересующимся можно порекомендовать вышеупомянутые обзоры, а также [70,71]). Кратко затронем вопрос численной реализации вейвлет-преобразования (22).

Представим (22) в виде операторной формы. Пусть F и F^{-1} есть операторы прямого и обратного фурье-преобразования, тогда (22) по теореме свертки запишется в виде

$$F(W(s,t')) = s^{-1/2} F(u(t))F(\varphi_{s,t}(t)). \quad (23)$$

То есть в операторной форме вейвлет преобразование записывается как простое умножение в фурье-пространстве, а с помощью обратного преобразования из (23) можно получить выражение для W

$$W(s,t') = s^{-1/2} F^{-1}[F(u(t)) \cdot F(\varphi_{s,t}(t))]. \quad (24)$$

Из выражения (24) видно, что требующее небольших затрат машинного времени нахождение поверхности $W(s,t')$ возможно с помощью процедуры быстрого преобразования Фурье функции $u(t)$. В этом случае она должна быть задана временным рядом длиной 2^N с эквидистантными временными отсчетами. Фурье-образ Морлет-вейвлета (20) имеет вид [72]

$$F(\varphi) = \hat{\varphi} = \pi^{-1/4} H(u) \exp[-s(\omega - \omega_0)^2/2], \quad (25)$$

где $H(u)$ – функция Хевисайда.

Мы будем производить вейвлет-анализ с базовым Морлет-вейвлетом, используя, как и в разделе 2, временные реализации величины тока пучка $I(t)$ из области ВК, полученные при различных значениях α . На рис. 11 представлены линии уровня модулей коэффициентов $W(s,t)$ (по оси ординат выбран логарифмический масштаб для визуализации широкого диапазона масштабов s) и соответствующие анализируемые сигналы, построенные для трех значений надкритичности α . U-образная линия ограничивает область влияния краевых эффектов.

Обсудим теперь вопрос, что происходит с видом поверхности $W(s,t)$ с увеличением надкритичности α . Рис. 11, а демонстрирует периодический характер динамики системы при небольшой надкритичности, причем конфигурация распределения линий уровня свидетельствует о наличии единственного временного масштаба, ответственного за динамику модели. Действительно, поверхность имеет единственный максимум на масштабах s порядка 80. С ростом α (рис. 11, б) на поверхности W появляется второй локальный максимум, расположенный на шкале масштабов вблизи первого и имеющий высоту порядка в 7-9 раз меньше максимума, соответствующего основному временному масштабу s_0 , который несколько меньше, чем величина s_0 в предыдущем случае (это связано с тем, что базовая частота в спектре растет с ростом тока пучка). Второй временной масштаб наблюдается на протяжении всей постоянно анализируемой временной реализации тока пучка. Данный эффект связан с уже описанным выше явлением формирования вторичной относительно виртуального катода электронной структуры в пучке. Вернувшись к рис. 6, а (штриховая линия), отметим, что наблюдающийся на функции распределения отраженных электронов по временам жизни второй максимум (указан стрелкой) соответствует второму временному масштабу, обнаруженному в результате вейвлет-преобразования.

Ситуация меняется с дальнейшим ростом тока пучка. Как уже обсуждалось, в этом случае в потоке формируется на каждом характерном временном масштабе несколько электронных структур, которые сильно связаны друг с другом, что было интерпретировано нами как несколько петель обратной связи с различными временами запаздывания: такая ситуация приводит к установлению развитых хаотических колебаний. Вейвлет-анализ демонстрирует эту же картину: на распределении коэффициентов $W(s,t)$ (рис. 11, в) в диапазоне временных масштабов

$s_0 \in [3, 26]$ наблюдается сложная нерегулярная структура локальных максимумов. Вместе с тем была обнаружена и другая «глобальная» структура линий уровня на плоскости (s, t) . Особенно хорошо это видно на рис. 11, г, где показаны результаты вейвлет-преобразования небольшого отрезка временного ряда, изображенного на рис. 11, в. В системе достаточно долго (в течение трех-пяти периодов колебаний) наблюдается динамика с одним временным масштабом, а затем происходит появление другого временного масштаба (большего или меньшего по величине в зависимости от предыстории), сильно разнесенного по шкале масштабов с предыдущим. Такая разномасштабная динамика с сильно локализованными характерными временными масштабами не может быть на данном этапе объяснена

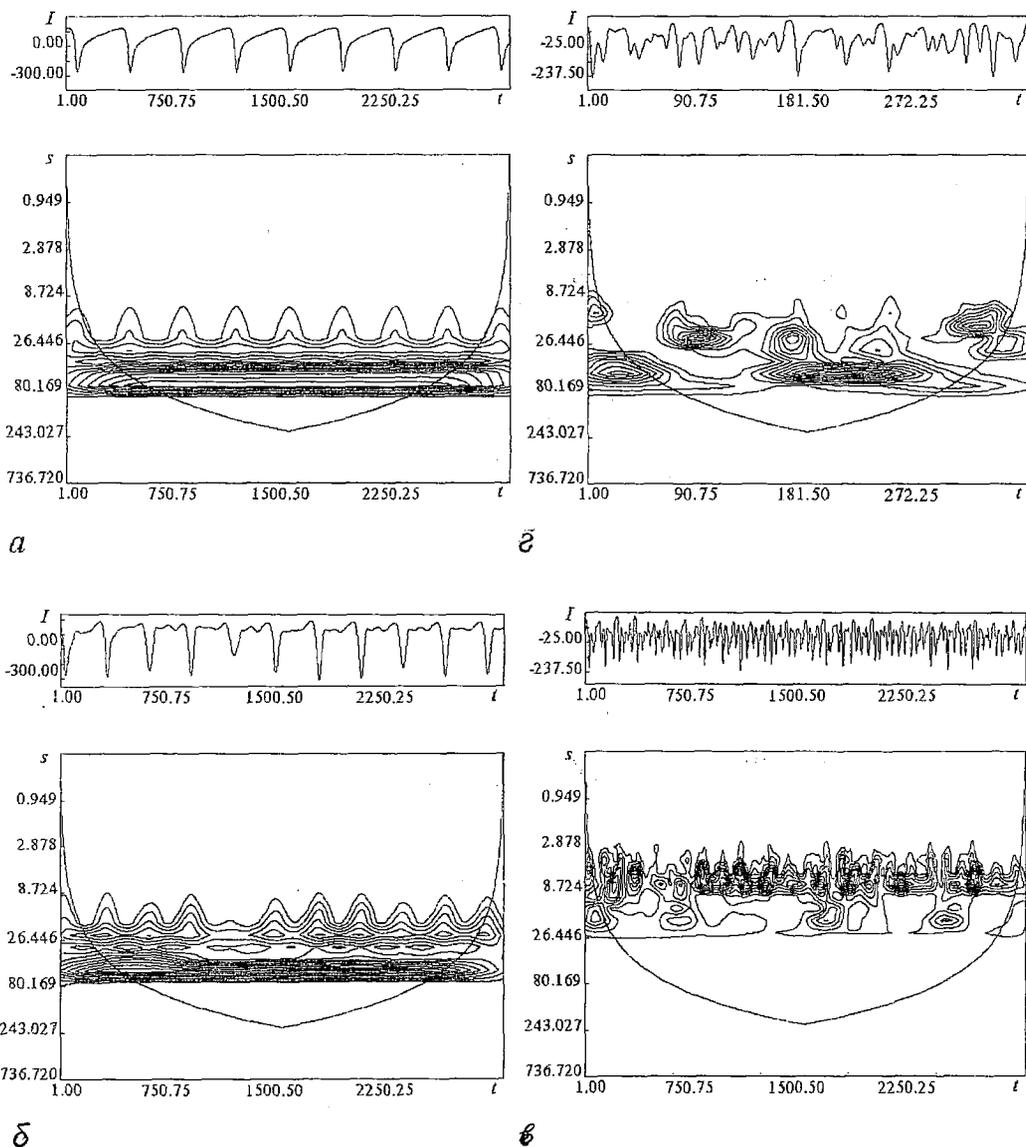


Рис. 11. Результаты вейвлет-анализа временных реализаций тока пучка из области виртуального катода для различной надкритичности α : а - 1.4; б - 2.0; в - 4.0; г - увеличенный фрагмент в

с предыдущих позиций формирования вторичных структур (см. разделы 3, 4). Можно предполагать, что данные эффекты определяются динамикой основной структуры потока – виртуального катода, однако вопрос о причинах «переключения» его колебаний с одного режима на другой остается открытым (при этом качественный вид пространственно–временных диаграмм, мод Карунена – Лозва и т.п. не меняется).

Таким образом, применение вейвлет–преобразования к таким сильно нестационарным временным данным, как колебания тока пучка в генераторе на виртуальном катоде, позволило как подтвердить некоторые ранее полученные результаты другими методами, так и обнаружить некоторые новые моменты, не выявленные другими методами диагностики нестационарных колебаний.

6. Влияние запаздывающей обратной связи на динамику потока

Введение внешней ОС в исследуемую систему проводилось за счет отвода части мощности колебаний из пространства взаимодействия в область ускорения РЭП с помощью волноводной линии с задержкой. В этом случае инжектируемый в дрейфовую камеру ток пучка модулируется с частотой осцилляций ВК сигналом, прошедшим по цепи ОС. Поведение потока в этом случае определяется безразмерным током пучка α и параметрами ОС: временем задержки сигнала τ и точкой подключения ОС в пространстве взаимодействия. Глубина модуляции потока на входе пространства дрейфа не превышала 15÷20%. Мы рассматривали два случая подключения внешней ОС. В первом случае точка подключения ОС в пространстве взаимодействия располагалась перед ВК, где амплитуда колебания тока электронного потока существенна, а сами колебания близки к регулярным. Во втором случае точка подключения имела координату $z=0.95L$, то есть располагалась на правой границе пролетной трубы дрейфа (в области коллектора, на котором электронный пучок поглощался).

Влияние параметров ОС на характеристики генерации ВК исследовалось при фиксированном значении величины безразмерного тока $\alpha=2.0$. Данное значение тока соответствует максимальному значению КПД в системе (см. раздел 4, а также [61]).

Рассмотрим случай, когда сигнал ОС снимается в области ВК. На рис. 12 приведены характеристики колебаний в системе для различных τ . Исследования показали, что динамика системы определяется соотношением между временем задержки τ и характерным масштабом колебаний в системе T_{VC} , который приблизительно равен среднему времени жизни в пространстве взаимодействия электрона, отраженного от ВК. Введение ОС с малым временем задержки $\tau < T_{VC}/2$ приводит к усложнению динамики системы: в спектре поднимается шумовой пьедестал, увеличивается ширина полосы генерации, растет размерность аттрактора (рис. 12, а). При увеличении τ сложность колебаний уменьшается, и при $\tau > T_{VC}/2$ в системе наблюдается установление регулярных колебаний (рис. 12, б), которому предшествует длительный переходный процесс. Его длительность уменьшается с ростом длительности задержки τ .

На рис. 12, в показаны характеристики колебаний в системе для случая подключения ОС в области коллектора. Колебания сильно нерегулярны, спектр мощности сплошной и близок к шумовому. Это связано с тем, что в области правой границы пролетной трубы дрейфа колебания в системе более нерегулярны, чем в области ВК, за счет сильной термализации потока после прохождения через ВК [21,75,76]. Поэтому поток перед поступлением в камеру дрейфа модулируется сигналом близким к шумовому, что и приводит к развитию сильнонерегулярных, шумоподобных колебаний в системе. Такой режим работы генератора может использоваться для получения сверхмощного широкополосного излучения.

Как было видно из рис. 12, а и б, при помощи изменения времени задержки.

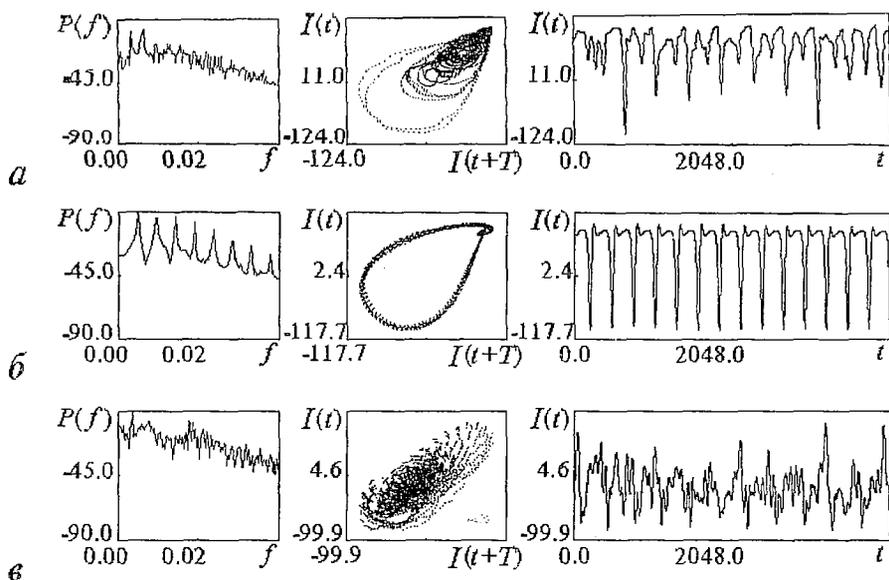


Рис. 12. Спектры мощности, фазовые портреты и временные реализации колебаний тока пучка из области ВК для различных параметров обратной связи: $\tau=0.2$ нс (а); $\tau=0.6$ нс (б); и в случае подключения ОС в области коллектора (в)

ОС возможно управление амплитудными характеристиками генерации. На рис. 13 представлена зависимость генерируемой мощности в исследуемой системе от времени задержки ОС. Горизонтальная линия на рисунке соответствует уровню мощности в системе без ОС при том же токе α . Видно, что при оптимальном τ мощность возрастает более чем в 1.5 раза. Отметим, что полученная зависимость согласуется с результатами натурального эксперимента на макете виртода в ХФТИ [32].

Изменение времени задержки τ при фиксированном токе приводит также к перестройке частоты генерации системы в достаточно широких пределах (рис. 14). Этот эффект² может быть проиллюстрирован на простейшей феноменологической модели. В работе [10] для описания фазовой синхронизации генератора на ВК внешним сигналом предложена феноменологическая модель, основанная на уравнении типа Ван дер Поля. В нашем случае для описания стабилизации генератора собственным сигналом, действующим на систему после прохождения линии задержки, эта модель может быть записана в виде

$$d^2E/dt^2 - 2\delta(1 - E_0^2/E_{NL}^2)dE/dt + \omega_0^2E = (2\omega_0^2/Q)ME(\omega_0(t-\tau)). \quad (26)$$

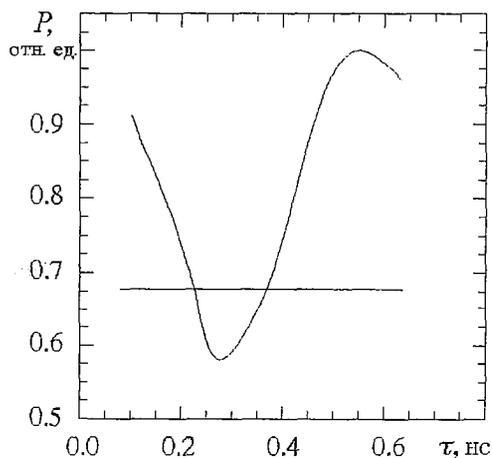


Рис. 13. Зависимость мощности генерации от времени запаздывания ОС: горизонтальная линия – уровень мощности свободных колебаний ВК

² Отметим, что подключение внешней ОС широко используется для управления частотными характеристиками нерезонансных генераторов (см., например, [73,74]).

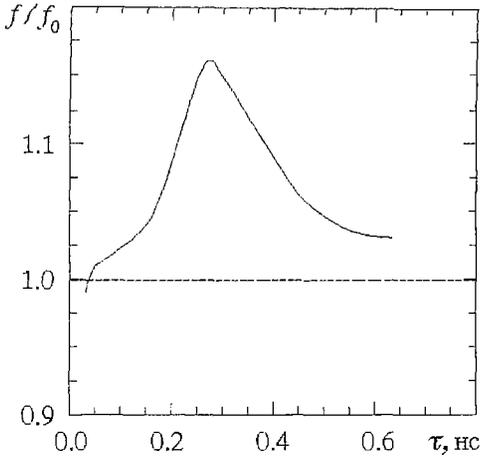


Рис. 14. Зависимость характерной частоты генерации от времени запаздывания ОС

Здесь E – поле в системе; E_0 – амплитуда поля; E_{NL} – величина нелинейного ограничения амплитуды поля; δ – инкремент колебаний; ω_0 и Q – соответственно «холодная» резонансная частота и добротность резонансной системы; M – коэффициент ослабления в цепи ОС.

Для решения уравнения (26) полагаем, что E имеет вид: $E=E_0(t)\cos(\omega_0 t-\theta(t))$, где E_0 и θ медленно меняющиеся функции. Применяя метод усреднения Ван дер Поля можно показать, что динамика фазы в первом приближении (то есть в предположении $E_0(t)=\text{const}$) описывается уравнением

$$d\theta/dt = M\omega_0 \sin\beta/Q, \quad \beta = \omega_0 t, \quad (27)$$

решение которого $\theta(t)=[M\omega_0 \sin\beta/Q]t+\theta_0$. Тогда зависимость E от времени будет иметь следующий вид: $E(t)=E_0 \cos(\omega_0[1+M \sin\beta/Q]t-\theta_0)$.

Таким образом, изменяя задержку β , можно добиться перестройки частоты генерации прибора, причем максимальный сдвиг частоты

$$\Delta\omega/\omega_0 = M/Q. \quad (28)$$

Видно, что чем меньше коэффициент ослабления M в цепи ОС и чем больше добротность Q , тем меньше сдвиг частоты. Оценка сдвига частоты по формуле (28) согласуется по порядку величины со значением, полученным из численного эксперимента (см. рис. 14).

Выводы

При помощи численного моделирования с помощью $1.5D$ электромагнитного кода изучены нелинейные колебания электронного потока с виртуальным катодом в ограниченном пространстве дрейфа, а также влияние внешней запаздывающей обратной связи на характеристики генерации виркаторной системы. Выявлены различные динамические режимы, включая хаотические колебания виртуального катода. Получена количественная характеристика сложности (корреляционная размерность) хаотических колебаний в потоке.

Исследованы физические процессы в потоке со сверхкритическим током в ограниченном пространстве дрейфа. С ростом тока пучка в системе формируется несколько областей, отражающих электроны – несколько виртуальных катодов. Один из механизмов возникновения хаотической динамики связан с сильно нелинейным взаимодействием между формирующимися виртуальными катодами, что приводит к образованию нескольких петель обратной связи с различными временами запаздывания. С помощью ортогональной декомпозиции проанализирована динамика структур потока и показана тесная связь процессов взаимодействия и образования когерентных структур с возникновением сложного поведения виртуального катода.

Введение в систему внешней обратной связи позволяет эффективно управлять выходными характеристиками виркаторной системы. При подключении обратной связи в области виртуального катода с длительностью запаздывания, превышающей время пролета электрона от плоскости инжекции до виртуального катода, наблюдается режим близкий к одночастотной генерации. Уменьшение

длительности запаздывания, либо подключение обратной связи на выходе из пространства дрейфа приводит к появлению многочастотных и шумоподобных режимов генерации. Изменение параметров обратной связи оказывает управляющее воздействие на характерную частоту и мощность генерации прибора на виртуальном катоде.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 98-02-16541, а также грантом INCAS-S.

Библиографический список

1. Физика и техника мощных импульсных систем / Под ред. Е.П. Велихова. М.: Энергатоиздат, 1987.
2. *Бабькин М.В.* Генерация и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков / Под ред. Л.И. Рудакова. М.: Энергатоиздат, 1990.
3. *Mahaffey R.A., Sprangle P.A., Golden J., Kapetanacos C.A.* High-power micro-waves from a non-isochronous reflecting electron system // *Phys.Rev.Lett.* 1977. Vol. 39, № 13. P. 843.
4. *Kapetanacos C.A., Sprangle P.A., Mahaffey R.A., Golden J.* High-power micro-waves from a non-isochronous reflecting electron system (NIRES). US Patent 4150340, 17.04.79. H 01 J 25/74.
5. *Диденко А.Н., Красик Я.Е., Перельгин С.Ф., Фоменко Г.П.* Генерация мощного СВЧ-излучения релятивистским электронным пучком в триодной системе // *Письма в ЖТФ.* 1979. Т. 5, вып. 6. С. 321.
6. *Sullivan D.J.* High-power microwave generator using relativistic electron beam in waveguide drift tube. US Patent 4345220, 17.08.82. H 03 B 9.01.
7. *Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г.* Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980.
8. *Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* Плазменная СВЧ электроника // *УФН.* 1981. Т. 133, № 1. С. 3.
9. *Brandt H.E.* The turbutron // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1985. Vol. PS-13, № 6. P. 513.
10. *Woo W., Benford J., Fittingoff D., Harteneck B., Price D., Smith R., Sze H.* Phase locking of high-power microwave oscillators // *J.Appl.Phys.* 1989. Vol. 65, № 2. P. 861.
11. *Sze H., Price D., Woo W., Benford J.* Priming and phase locking of high power vircators // *Book of Abstracts of the 7th Int. Conference on High Power Particle Beams (BEAMS'88).* Karlsruhe, 1988. P. 328.
12. *Hramov A.E.* Influence of external action on chaotic dynamics of virtual cathode oscillations // *Proc. of 5th Int. Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems, NDES'97, June 26-27, 1997, Moscow, Russia.* P.443.
13. *Anfinogentov V.G., Hramov A.E.* Virtual cathode oscillation driven by the external signal // *Proc. of 6th Int. Specialist Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems, NDES'98, July 16-18, 1998, Budapest, Hungary.* P. 307.
14. *Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е.* Неавтономные колебания электронного потока с виртуальным катодом в плоском диодном промежутке // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика.* 1997. Т. 5, № 6. С. 61.
15. *Hendricks K., Richard A., Noggle R.* Experimental results of phase locking two virtual cathode oscillator // *J.Appl.Phys.* 1990. Vol. 68, № 2. P. 820.
16. *Sze H., Price D., Harteneck B.* Phase locking of two strongly coupled vircators // *J.Appl.Phys.* 1990. Vol. 67, № 5. P. 2278.
17. *Храмов А.Е.* Колебания системы связанных генераторов на виртуальном катоде виртодного типа // *РЭ.* 1999. Т. 44, вып. 2. С. 225.
18. *Афонин А.М., Диденко А.Н., Пауткин А.Ф., Рошаль А.С.* Нелинейная динамика виртуального катода в триодных системах // *РЭ.* 1992. Т. 37, вып. 10. С. 1889.

19. Привезенцев А.П., Саблин Н.И., Филипенко Н.М., Фоменко Г.П. Нелинейные колебания виртуального катода в триодной системе // РЭ. 1992. Т. 37, вып. 7. С. 1242.
20. 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.
21. 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, № 7,8. С. 689.
22. Trubetskov D.I., Mchedlova E.S., Anfinogentov V.G., Ponomarenko V.I., Ryskin N.M. Nonlinear waves, chaos and patterns in microwave devices // CHAOS. 1996. Vol. 6, № 3. P. 358.
23. Трубецков Д.И., Анфиногентов В.Г., Рыскин Н.М., Титов В.Н., Храмов А.Е. Сложная динамика электронных приборов СВЧ (нелинейная нестационарная теория с позиций нелинейной динамики) // Радиотехника. 1999. Т. 68, № 4. С. 68.
24. Madon A., Klinger T. A model for the bifurcations in plasma drift-waves // Physica D. 1997. Vol. 102. P. 335.
25. Афанасьева В.В., Трубецков Д.И. Динамический хаос в электронных сверхвысокочастотных приборах. Часть II. Релятивистские электронные приборы / / Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. Вып. 3(1614). М.: ЦНИИ «Электроника», 1991.
26. Привезенцев А.П., Фоменко Г.П. Нелинейные когерентные структуры в колебаниях виртуального катода // Лекции по СВЧ-электронике и радиофизике: 9-я зимняя школа семинар, Саратов, 1993. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж»; 1993. С. 130.
27. Рыскин Н.М., Титов В.Н., Трубецков Д.И. Детали перехода к хаосу в системе электронный пучок – обратная электромагнитная волна // ДАН. 1998. Т.358. С.620.
28. Рыскин Н.М., Титов В.Н. Нелинейная динамика релятивистской лампы обратной волны // Труды VII Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн». Красновидово, Московская область. 24–30 мая 1999. Т.1. С.126.
29. 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.
30. Анфиногентов В.Г. Хаотические колебания в электронном потоке с виртуальным катодом // Изв.вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1994. Т. 2, № 5. С. 69.
31. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990.
32. 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.
33. Anfinogentov V.G. Chaotic dynamics of electron beam with virtual cathode in the bounded system // Proc. 11th Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'96) (Prague, Czech Republic, 1996), Prague: 1996, Vol. 1. P. 381.
34. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Сложное поведение электронного потока с виртуальным катодом и генерация хаотических сигналов в виртодных системах // Известия РАН. Сер. Физическая. 1997. Т. 61, № 12. С. 2391.
35. Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma physics, via computer simulation. NY: McGraw-Hill, 1985.
36. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979.
37. Свешников А.Г., Якунин С.А. Численные модели бесстолкновительной плазмодинамики // Математическое моделирование. 1989. Т. 1, № 4. С. 1.
38. Березин Ю.А., Вишицов В.А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, 1980.

39. Самарский А.А., Тишкин В.Ф., Фаворский А.П., Шапков М.Ю. О представлении разностных схем в операторной форме // ДАН СССР. 1981. Т. 258, № 5. С. 1092.
40. Свешиников А.Г., Якунин С.А., Майков А.Р. О численном моделировании физических процессов в плазменном генераторе СВЧ-излучения // ДАН СССР. 1986. Т. 288, № 3. С. 597.
41. Майков А.Р., Поезд А.Д., Якунин С.А. Применение консервативных разностных схем // ЖВМ и МФ. 1987. Т. 27, № 7. С. 1237.
42. Майков А.Р., Свешиников А.Г., Якунин С.А. Математическое моделирование плазменного генератора сверхвысокочастотного излучения // ЖВМ и МФ. 1985. Т. 25, № 6. С. 883.
43. Hockney R.W., Eastwood J.W. Computer simulation using particles. NY: McGraw-Hill, 1981.
44. Анфиногентов В.Г. Нелинейная динамика электронного потока с виртуальным катодом в ограниченном пространстве дрейфа // Изв. вузов. Радиофизика. 1995. Т. 38, № 3/4. С. 268.
45. Takens F. Detecting strange attractors in turbulence // Dynamical Systems and Turbulence: Lect. Notes in Math. / Eds R.A. Rand and L.S. Young. Warwick: Springer-Verlag, 1980. Vol. 898. P. 366.
46. High Power Microwave Sources / Eds V.L. Granatstein and I. Alexeff Boston: Artech House, 1987. Ch. 13-14.
47. Grassberger P., Procaccia J. On the characterization of strange attractors // Phys.Rev.Lett. 1983. Vol. 50. P. 346.
48. Кипчатов А.А., Красичков Л.В., Андрушкевич А.В. Диагностика сложных колебаний по корреляционной размерности // Докл. междунар. семинара «Нелинейные цепи и системы» (16-18 июня 1992, Москва, Россия). Т. 2. М., 1992. С. 308.
49. Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок в хаосе. О детерминистическом подходе к турбулентности. М.: Мир, 1991.
50. Бабин А.В., Вишик М.И. Аттракторы эволюционных уравнений с частными производными и оценка их параметров // УМН. 1983. Т. 38, вып. 4. С. 133.
51. Lumley J.L. The structure of inhomogeneous turbulent flows // Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation: Proc. of the Int. Colloquium / Eds A.M. Yaglom and V.I. Tatarsky. Moscow: Nauka, 1967. P. 166.
52. Ватанабе С. Разложение Карунена - Лозва и факторный анализ. Теория и приложения // Автоматический анализ сложных изображений / Под ред. Э.М. Бравермана. М.: Мир, 1969. С. 310.
53. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Нелинейные явления в потоке со сверхкритическим током в неоднородном ионном фоне // Известия РАН. Сер. Физическая. 1998. Т. 62, № 12. С. 2428.
54. Уилкинсон Д. Алгебраическая проблема собственных значений. М.: Наука, 1970.
55. Aubry N., Holmes P., Lumley J., Stone E. Application of dynamical system theory to coherent structures in the wall region // Physica D. 1989. Vol. 37. P. 1.
56. Anfinogentov V.G. Nonlinear dynamics and chaotic behaviour of electron beam with virtual cathode in the Pierce diode // Proc. 3rd Int. Specialist Workshop on Non-linear Dynamics in Electronic Systems (NDES'95), July 28-29, 1995, Dublin, Ireland. Dublin, 1995. P. 79.
57. Anfinogentov V.G. Chaotic dynamics and structure formation in the plasma diode with virtual cathode // Proc. 24th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Berchtesgaden, Germany, 9-13 June 1997. Vol. 3. Berchtesgaden, 1997. P. 1293.
58. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Влияние распределенной обратной связи на хаотические колебания виртуального катода // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1998. Т. 6, № 1. С. 93.
59. Поезд А.Д., Якунин С.А. Програмный комплекс для численных расчетов самосогласованных нелинейных нестационарных задач сильноточной СВЧ электроники // Численные методы, алгоритмы и программы. М., 1988. С. 102.

60. Поезд А.Д., Якунин С.А. Численное моделирование СВЧ генератора на сверхпределных релятивистских электронных пучках // Численные методы, алгоритмы и программы. М., 1988. С. 117.

61. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. К вопросу о механизме возникновения хаотической динамики в вакуумном СВЧ генераторе на виртуальном катоде // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т. XLI, № 9. С. 1137.

62. Wavelets / Eds J.M. Combes, A. Grossman, P. Tchamitchian. Berlin: Springer-Verlag, 1989.

63. Wavelet analysis and its applications. San Diego: Academ. Press, Inc., 1992. Vol. 1, 2.

64. Астафьева Н.М. Вейвлет-анализ: спектральный анализ локальных возмущений // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1996. Т. 4, № 2. С. 3.

65. Lewalle J. Tutorial on Continuous Wavelet Analysis of Experimental Data // <http://www.amara.com/current/wavelet.html>.

66. Morlet J. // Issues in Acoustic Signal-Image Processing and Recognition / Ed C.H. Chen. Berlin: Springer-Verlag, 1983. P. 233.

67. Daubechies I. Wavelets. SIAM, Philadelphia, 1992.

68. Ватрунин В.Е., Дубинов А.Е., Селемир В.Д. Самоподобие и ветвление вейвлет-образов СВЧ-сигналов, генерируемых виркаторм // Письма в ЖТФ. Т.22, вып.24, С.92.

69. Dose V., Venus G., Zohm H. Wavelet analysis of fusion plasma transient // Phys. Plasmas. Vol. 4, № 2. P. 323.

70. Amara Graps. An Introduction to Wavelets // IEEE Computational Science and Engineering. 1995. Vol. 2, № 2.

71. Chui C.K. An Introduction to Wavelets. San Diego, CA: Academic Press, 1992.

72. Torrence C., Compo G.P. A practical guide to wavelet analysis // Bulletin of the American Meteorological Society. 1998. Vol. 79, № 1. P.61.

73. Железовский Б.Е., Кальянов Э.В. Многочастотные режимы работы в приборах СВЧ. М.: Связь, 1978.

74. Кудрявцева Л.А., Куликов М.Н. Управление частотной характеристикой нерезонансных СВЧ автогенераторов с помощью регулируемой внешней обратной связью // Матер. междунар. научно-технической конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения» (АПЭП'98), 7-9 сентября 1998, Саратов, Россия. Саратов: Изд-во СГТУ, 1998. Т. 1. С. 80.

75. Селемир В.Д., Дубинов А.Е., Степанов Н.В. Динамика термализации электронного потока в камере дрейфа виркатора. Препринт ВНИИЭФ. Арзамас-16, 1994.

76. Matsumoto H., Yokoyama H., Summers D. Computer simulation of the chaotic dynamics of the Pierce beam-plasma system // Phys. Plasmas. 1996. Vol. 3, № 1. P. 177.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 15.12.98
после переработки 8.06.99

INVESTIGATION OF OSCILLATIONS OF ELECTRON BEAM WITH VIRTUAL CATHODE IN VIRCATOR AND VIRTOD

V.G. Anfinogentov, A.E. Hramov

Nonlinear dynamics of the electron beam with virtual cathode in the vacuum drift tube is investigated with the aid of numerical simulation. Deterministic nature of the complex virtual cathode oscillations is demonstrated. It is proved, that one of the mechanisms of the chaotic dynamics origin is connected with nonlinear interaction between forming structures in the electron beam (virtual cathodes). Inner structures in the beam are analyzed by the orthogonal decomposition by Karunen - Loeve method and the wavelet transform method. Effect of external delay feedback (virtod scheme) on

processes of structures formation in the electron beam with virtual cathode is analyzed, and it is shown, that feedback delay time variation allows controlling characteristics of high power microwave generation in vircator systems.



Анфиногентов Василий Геннадиевич – родился в 1968 году в Саратове, окончил Саратовский государственный университет (1991). После окончания университета работает на кафедре электроники и волновых процессов СГУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико–математических наук (1997) по специальности радиофизика. Область научных интересов – сложная динамика в распределенных системах электронной природы, мощная СВЧ электроника. E–mail: vga@cas.ssu.runnet.ru



Храмов Александр Евгеньевич – окончил Саратовский госуниверситет (1996). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико–математических наук по специальности радиофизика (1999). Работает на кафедре электроники и волновых процессов СГУ и в НИИ механики и физики при СГУ. Область научных интересов – нелинейная динамика распределенных систем, методы анализа и моделирования динамических систем, мощная СВЧ электроника.