



УПРАВЛЕНИЕ РЕЖИМАМИ КОЛЕБАНИЙ В ПУЧКАХ СО СВЕРХКРИТИЧЕСКИМ ТОКОМ С ПОМОЩЬЮ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

А.Е. Храмов

В работе обсуждаются способы управления колебаниями в пучке со сверхкритическим током с помощью различных типов внешней и внутренней обратной связи. Приводятся результаты исследования влияния обратной связи на колебания в плоском пролетном промежутке в рамках гидродинамического описания и в режимах образования виртуального катода. Также рассматривается управление динамикой вираторной системы с помощью различных типов внутренней обратной связи.

Введение

Изучение распределенных нелинейных систем находится в центре внимания исследователей в различных областях естествознания [1,2]. Большинство теоретических работ в данном направлении посвящено либо анализу специально сконструированных нелинейных уравнений, допускающих точное решение, либо анализу, обычно численными методами, цепочек и решеток, собранных из нелинейных элементов. На этом пути достигнуто много значительных успехов в понимании некоторых общих закономерностей нелинейных явлений в модельных колебательно-волновых средах [2,3]. Нелинейная динамика распределенных автоколебательных систем изучена в настоящее время существенно менее детально. Основное число подобных исследований посвящено анализу гидродинамических систем и моделей нелинейной оптики, меньше подобных работ в области физики плазмы и сверхвысокочастотной электроники. Хотя именно системы электронно-плазменной природы являются принципиально распределенными и описываются нелинейными уравнениями в частных производных, что делает их исследование более сложным по сравнению с анализом конечномерных потоковых и дискретных систем.

Весьма важной является проблема поиска методов управления колебаниями распределенных активных систем. Особенно важно это для СВЧ-электроники, где фундаментальные проблемы исследования распределенных активных сред тесно переплетены с прикладными задачами [4,5]. Например, актуальна задача создания сверхмощных СВЧ-устройств с перестраиваемыми характеристиками выходного излучения. Одним из методов управления динамикой электронного потока является использование различных типов обратной связи (ОС). Так, первый

генератор хаоса СВЧ-диапазона - шумотрон [6] - был создан введением внешней запаздывающей ОС в ЛБВ О-типа.

С точки зрения фундаментальных исследований в области нелинейной динамики интерес к влиянию ОС на характеристики автоколебаний в динамических системах стимулирован работами по управлению хаосом в потоковых и дискретных системах [7]. На этом пути достигнуты определенные успехи, однако выявление общих закономерностей динамики электронно-плазменных систем с различными типами ОС остается нерешенной задачей. Особенно важно здесь понимание влияния ОС на физические механизмы, приводящего к перестройке режимов колебаний, связи этих режимов с динамикой пространственных структур.

Данная работа посвящена выявлению некоторых общих закономерностей влияния различных типов ОС на нелинейную динамику и процессы структурообразования в такой активно изучаемой системе, как электронный пучок со сверхкритическим током. Еще в работах Чайлда, Лэнгмюра и Пирса [8-10] показано, что при инжекции в пролетный промежуток тока, превышающего критическое значение (сверхкритический ток), стационарные состояния с полным прохождением потока становятся неустойчивыми. Генераторы СВЧ-излучения, использующие в качестве активной среды электронный пучок со сверхкритическим током (*виркаторы*), являются одними из перспективных устройств современной электроники больших мощностей [11]. Здесь мы подробно не останавливаемся на физических процессах в пучке со сверхкритическим током, отсылая интересующихся к работам [11-13] (см. также библиографические списки к ним).

Управление колебаниями в гидродинамической модели диода Пирса

Рассмотрение процессов в электронном пучке со сверхкритическим током является весьма сложной задачей и требует для анализа привлечения методов численного моделирования. Естественно вначале рассмотреть простейшую одномерную модель такой системы - диод Пирса. С точки зрения нелинейной теории колебаний и волн и теории самоорганизации открытых систем диод Пирса является одной из простейших моделей электронной турбулентности. Численное моделирование показывает, что в ней наблюдаются различные нелинейные феномены, включая детерминированный хаос, классические сценарии перехода к хаотической динамике, процессы образования и взаимодействия структур [4,5,13,14].

Диод Пирса представляет собой две бесконечных плоских параллельных сетки, которые заземлены и находятся на расстоянии L друг от друга. Плотность заряда ρ_0 и скорость v_0 пучка на входе в систему поддерживаются постоянными. Пространство между сетками равномерно заполнено нейтрализующим фоном неподвижных ионов с плотностью ρ_i .

Динамика процессов в диоде Пирса в гидродинамическом приближении описывается самосогласованной системой уравнений движения, непрерывности и уравнения Пуассона

$$\partial v / \partial t + v \partial v / \partial x = -\partial \varphi / \partial x, \quad \partial \rho / \partial t + \partial v \rho / \partial x = 0, \quad \partial^2 \varphi / \partial x^2 = \alpha^2 (\rho - n), \quad (1)$$

с граничными условиями

$$v(0, t) = 1, \quad \rho(0, t) = 1, \quad \varphi(0, t) = \varphi(1, t) = 0. \quad (2)$$

Здесь $v(x, t)$, $\rho(x, t)$ - скорость и плотность «электронной жидкости», $\varphi(x, t)$ - потенциал поля пространственного заряда.

Управляющими параметрами исследуемой электронной системы (1), (2) выступают параметр Пирса $\alpha = \omega_p L / v_0$, представляющий угол пролета электронов по плазменной частоте ω_p и пропорциональный величине тока пучка I , так как $\omega_p \sim I^{1/2}$, и параметр ионного фона $n = |\rho_i / \rho_0|$. Классический диод Пирса [10] предполагает $n = 1.0$, то есть полную компенсацию пространственного заряда электронного пучка положительным ионным фоном.

Неустойчивость Пирса развивается при $\alpha > \pi$, когда в системе формируется виртуальный катод (ВК), от которого отражается часть потока обратно к плоскости инжекции. В этом режиме уравнения (1) и (2) позволяют описать только начальную стадию развития неустойчивости до момента появления в системе отраженных частиц [4]. Вместе с тем, при величине α порядка 3π возможно полное прохождение электронного потока. В последнем случае рост неустойчивости Пирса ограничивается нелинейностью и существует возможность описания диода в рамках гидродинамического подхода.

Внешняя ОС вводилась путем модуляции разности потенциалов между входной и выходной сетками сигналом, снимаемым из некоторого сечения $x = x_{ос} = 0.2$ пространства взаимодействия [15,16]. В модели введение запаздывающей ОС приводит к изменению граничного условия для потенциала на правой границе системы

$$\varphi(1, t) = f_{ос}(t) = A(\rho(x_{ос}, t-d) - \rho_0). \quad (3)$$

Здесь A - коэффициент ОС, d - запаздывание в цепи ОС.

Рассмотрим вопрос о влиянии ОС на хаотические автоколебания в гидродинамической модели для значения $\alpha = 2.86\pi$, при котором в диоде Пирса без ОС наблюдается режим развитого хаоса.

На рис. 1 на плоскости управляющих параметров d и A выделены области с различными колебательными режимами. Величина запаздывания в цепи ОС на рисунке нормирована на характерный временной масштаб τ колебаний в системе без ОС, определяемый по частоте, на которую приходится максимум спектральной мощности колебаний.

При малых значениях коэффициента $A \ll 1$ в системе наблюдаются хаотические колебания, аналогичные колебаниям в диоде без ОС. В этом режиме наблюдается сильно нерегулярная временная динамика плотности пространственного заряда в диодном промежутке, однако в спектре мощности на фоне высокого шумового пьедестала наблюдается основная частота $f_0 = 1/\tau$ и слабо выраженная ее гармоника. Анализ фазового портрета колебаний показывает, что вокруг состояния неустойчивого равновесия образуется петля, на которой движение системы замедляется.

Увеличение коэффициента A приводит к различному поведению в зависимости от длительности запаздывания в цепи ОС. При запаздывании $d > 0.5\tau$ с увеличением A наблюдается увеличение сложности колебаний в электронном потоке. Вид хаотической динамики качественно не меняется,

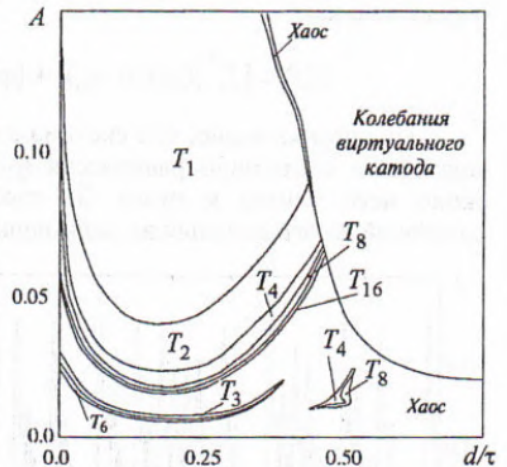


Рис. 1. Разбиение плоскости параметров $(d/\tau, A)$ на различные режимы колебаний для гидродинамической модели диода Пирса. Символами T_i обозначены области периодических колебаний с циклами периода i

однако вид спектра мощности, фазового портрета и временной реализации усложняется; возрастает амплитуда колебаний в электронном потоке. Дальнейшее увеличение коэффициента ОС при $d > 0.5\tau$ приводит к динамике системы, которая полностью определяется развитием неустойчивости в электронном потоке. Динамика процессов в диодном промежутке определяется двумя основными механизмами - неустойчивостью Пирса и ограничением этой неустойчивости нелинейностью. Введение ОС с $d > (0.4 \div 0.5)\tau$ и $A > 0.02$ способствует разрушению механизма нелинейного ограничения и, как следствие, неограниченному росту неустойчивости. Амплитуда колебаний быстро растет во времени, и, начиная с какого-то момента времени, в потоке возникают отраженные обратно к плоскости инжекции электроны - в системе возникает ВК. В этом случае уравнения (1) неприменимы. Здесь мы не рассматриваем особенности динамики ВК, ограничиваясь выделением на карте режимов значений параметров, при которых происходит формирование ВК.

Рассмотрим поведение исследуемой системы при запаздывании в цепи ОС $d < 0.5\tau$. В этом случае с ростом A сложность колебаний уменьшается. В достаточно широком диапазоне параметров ОС удается подавить хаотические колебания, и в системе устанавливаются периодические колебания различного периода (см. рис. 1). Из анализа плоскости параметров легко проследить особенности переходов от одних режимов к другим при изменении параметров ОС.

При небольших коэффициентах A колебания в диоде остаются хаотическими, однако их сложность уменьшается, возникают окна периодичности и при $A > 0.3$ имеет место переход к периодическим колебаниям через обратный каскад удвоений периода (см. рис. 1).

Рассмотрим процессы, протекающие в электронном потоке и определяющие вышеописанную динамику диода Пирса с внешней ОС. Исследование распространения электронных волн в межсеточном пространстве показывает, что динамика потока, в основном, определяется приближением состояния системы к однородному неустойчивому состоянию равновесия $\rho(x) = \rho_0$, $v(x) = v_0$, $\varphi(x) = \varphi_0$. На рис. 2 показано изменение величины S отклонения системы от неустойчивого состояния равновесия с течением времени в случае хаотических колебаний. Расстояние текущего состояния системы от неустойчивого равновесия может быть определено как

$$S(t) = [\int_0^1 \{(\rho(x,t) - \rho_0)^2 + (\varphi(x,t) - \varphi_0)^2 + (v(x,t) - v_0)^2\} dx]^{1/2}.$$

Из рисунка видно, что система в некоторые моменты времени очень близко подходит к состоянию равновесия ($\rho(x,t) \approx 0$), и амплитуда волнового движения около него близка к нулю. За счет неустойчивости происходит нарастание колебаний до ограничения их нелинейностью. Далее процесс повторяется. Однако

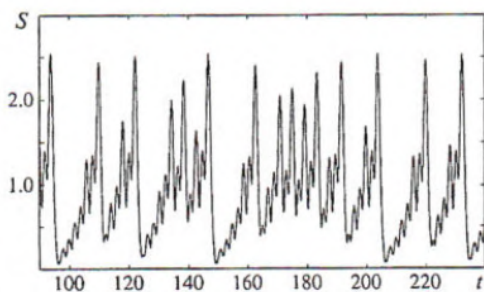


Рис. 2. Зависимость расстояния S от текущего состояния системы до неустойчивого равновесия

всякий раз значения величины S около положения равновесия оказываются различными, также различными оказываются пространственные распределения величин. Поэтому развитие неустойчивости начинается каждый раз с новых условий, и динамика системы сильно нерегулярна.

Степень нелинейности системы можно проанализировать путем вычисления нелинейных энергетических функционалов

$$W_k = 1/2 \int_0^1 \rho v^2 dx - 1/2, \quad W_p = 1/2 \int_0^1 \rho \phi dx,$$

которые соответственно описывают переход энергии переносного движения потока в кинетическую энергию волнового возмущения пучка и потенциальную энергию поля пространственного заряда. В режимах хаотической динамики максимальные значения функционалов больше, чем для регулярных процессов: это указывает на большую степень нелинейности в режиме развитого хаоса.

В режиме хаотической динамики в некоторые моменты времени величина $\Delta W = W_p - W_k$ обращается в нуль, что соответствует динамике системы возле состояния неустойчивого равновесия. Далее энергия волнового движения начинает нарастать во времени. Уменьшение энергии возмущения и длительное движение около состояния неустойчивого равновесия наблюдается только после резкого возрастания величины $|\Delta W|$. Физически это связано с тем, что в этом случае в пучке возникает стоячая электронная волна, плотность пространственного заряда которой в области выходной сетки резко возрастает. Тогда тормозящее поле этого электронного уплотнения сильно уменьшает скорость пучка ниже по координате, в результате диодный промежуток покидает значительно большее количество электронов, чем поступает в него. На рис. 3 показаны пространственно-временные распределения волны пространственного заряда. Из него видно, что в режиме развитого хаоса наблюдается рост амплитуды волновых движений. После превышения амплитудой волны критического значения наступает практически полное подавление колебаний в диоде. Далее процесс повторяется, но уже с новых «начальных условий».

Включение ОС позволяет разрушить данный механизм хаотизации колебаний. При запаздывании $d < 0.5\tau$ сигнал ОС действует так, что способствует уменьшению накопления заряда в выходной области диода и ускорению пучка в моменты времени, когда имеет место максимум величины ρ . В результате рост амплитуды электронных волн ограничивается и, как следствие этого, степень нелинейности уменьшается: система не приближается к состоянию неустойчивого равновесия. При $d > 0.5\tau$, наоборот, сигнал ОС способствует росту амплитуды электронных волн, в результате чего наблюдается усложнение динамики пучка.

Другим подходом к управлению динамикой электронного пучка со

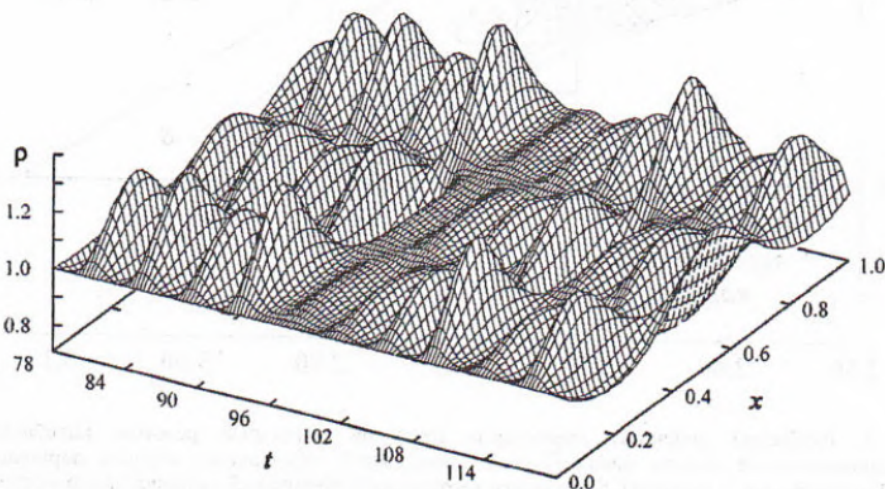


Рис. 3. Пространственно-временные распределения волны пространственного заряда в диодном промежутке для режима развитого хаоса

сверхкритическим током в гидродинамической модели диода Пирса может стать небольшое изменение плотности ионного фона n вблизи значения $n=1.0$. В этом случае также существует возможность управления процессами структурообразования в электронном пучке, а следовательно, и режимами колебаний, но теперь за счет воздействия на внутреннюю динамику потока.

На рис. 4 показаны возникающие характерные режимы колебаний в гидродинамической модели (1), (2) при изменении управляющих параметров n и α . Из карты режимов следует, что в анализируемом диапазоне управляющих параметров наблюдаются следующие основные динамические режимы:

- автоколебания (как периодические, так и хаотические), обозначенные на карте режимов символами T и C ;
- стационарные устойчивые состояния в пространстве (обозначены символами S), характеризующиеся неизменными во времени распределениями величин $\varphi_s(x)$, $\rho_s(x)$ и $v_s(x)$, и соответствующие решениям системы нелинейных стационарных уравнений, полученных из уравнений (1) и (2)

$$v_s \partial v_s / \partial x + \partial \varphi_s / \partial x = 0, \quad v_s \partial \rho_s / \partial x + \rho_s \partial v_s / \partial x = 0, \quad \partial^2 \varphi_s / \partial x^2 = \alpha^2 (\rho_s - n);$$

- режимы, при которых система гидродинамических уравнений (1), (2) демонстрирует расходящиеся неустойчивые решения, то есть в потоке формируется ВК, и уравнения (1), (2) неприменимы.

Отметим две основные особенности колебательных процессов при изменении плотности n ионного фона. Во-первых, с ростом плотности ионного фона область по параметру Пирса α , где наблюдается динамика электронного пучка с полным пролетом электронов (а следовательно, справедливы уравнения гидродинамической модели), расширяется. Это иллюстрирует рис. 5, на котором

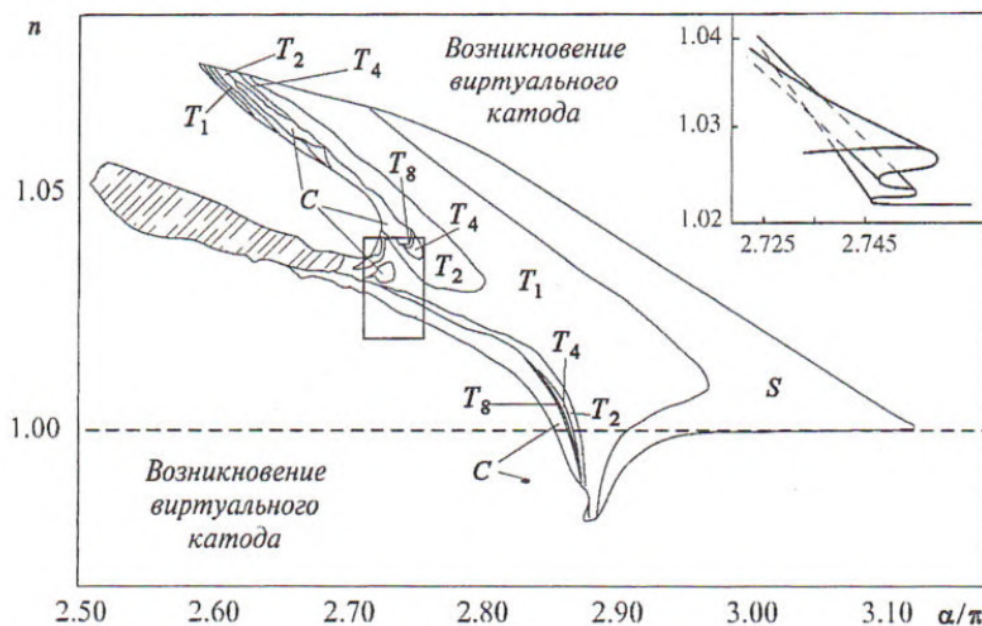


Рис. 4. Разбиение плоскости параметров (α, n) на различные режимы колебаний для гидродинамической модели диода Пирса. Символами T_i обозначены области периодических колебаний с циклами периода i , C - области хаотической динамики, S - стационарных состояний в пространстве; заштрихована область сильной мультистабильности, где сложно выделить тип колебательного режима. На врезке показано схематическое изображение структуры одной из областей параметров, в которых имеет место мультистабильность (отмечена рамкой на рисунке)

представлена зависимость ширины D_0 области, где имеют место колебания в гидродинамической модели диода Пирса, от плотности ионного слоя n . Величина D_0 на рис. 5 нормирована на ширину области, в которой наблюдаются автоколебания, при плотности ионного слоя $n=1.0$ (классический диод Пирса). Из рисунка (сплошная линия) следует, что при $n>1.0$ область колебательной динамики в электронном потоке в режиме с полным пролетом электронов через диодный промежуток расширяется, причем при оптимальной плотности ионного фона $n\approx 1.03$ величина D_0 превышает соответствующую величину при $n=1.0$ более чем в 3 раза. Во-вторых, основной механизм перехода к хаотической динамике при изменении управляющих параметров в исследуемой системе такой же, как и в классическом диоде Пирса - через последовательность бифуркаций удвоения периода, происходящих при изменении управляющих параметров. Последнее означает, что при произвольной плотности ионного фона в пролетном промежутке со сверхкритическим током сохраняется тот же физический механизм колебаний, что и в классическом диоде Пирса [4] - рост возмущений в системе наблюдается при малых значениях амплитуды колебаний, который сменяется ограничением неустойчивости и уменьшением амплитуды колебаний при превышении некоторого порогового значения амплитуды.

Подавление хаотических колебаний с ростом степени перекомпенсации электронного потока связано, как и выше, с динамикой системы около неустойчивого состояния равновесия. Так, с ростом плотности положительного ионного фона затрудняется приближение системы к однородному неустойчивому состоянию равновесия. В результате удается подавить внутреннюю распределенную ОС, механизм которой определяется формированием стоячей электронной волны в диодном промежутке и, как следствие, резким возрастанием плотности пространственного заряда, что приводит к усложнению динамики. Рост плотности ионного фона компенсирует избыточный пространственный заряд и приводит к возникновению преимущественно регулярных и узкополосных хаотических колебаний в диоде Пирса.

Отметим, что наряду с мягкими переходами к хаосу через бифуркации удвоения периода в исследуемой системе наблюдаются и жесткие переходы к хаосу, когда незначительное изменение управляющего параметра может приводить к существенному качественному изменению динамики системы, например, переходу от периодических автоколебаний к хаотическим. Подобное усложнение динамики наблюдается при $n>1.0$ и, как показал численный эксперимент, определяется появлением неоднозначности (мультистабильности) на плоскости управляющих параметров.

Так, при некоторых фиксированных значениях плотности ионного фона и параметра Пирса система может демонстрировать не один, а несколько режимов колебаний в зависимости от предыстории (начальных условий). Эта особенность динамики на плоскости управляющих параметров отражается гистерезисными складками и наличием нескольких листов, наложенных друг на друга, на каждом из которых реализуется свой режим колебаний (см. врезку на рис. 4). При этом одновременно в системе в зависимости от

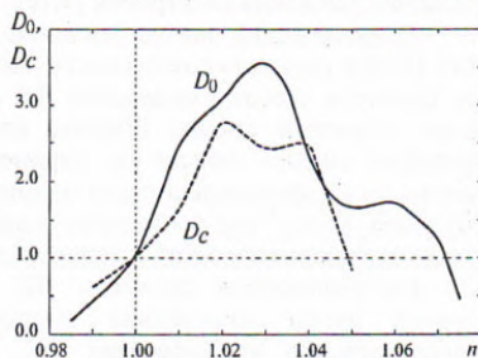


Рис. 5. Относительная ширина D_0 области по параметру Пирса α , в которой наблюдаются колебания в гидродинамической модели диода Пирса (сплошная линия), и относительная ширина D_c области, где имеют место хаотические колебания (штриховая линия)

начальных условий могут реализоваться как регулярные, так и хаотические режимы колебаний плотности пространственного заряда. В частности, на рис. 4 штриховкой показана область сильной мультистабильности, в которой имеет место одновременное пересечение большого числа листов, на каждом из которых реализуется свой динамический режим колебаний в электронном потоке.

Влияние внутренней обратной связи на колебания виртуального катода в диоде Пирса

В предыдущем разделе рассматривалось управление колебаниями в гидродинамической модели диода Пирса с помощью внешней ОС и за счет изменения условий распространения электронных волн при изменении степени нейтрализации пространственного заряда электронного потока. Не менее важной является задача управления характеристиками колебаний в режимах с образованием ВК. Рассмотрим два варианта схемы управления динамикой электронного потока с ВК с помощью внутренней ОС. Первая из них представляет собой связанную систему диод Пирса - ЛОВ, в которой виркатор представляет собой источник электронного потока для ЛОВ, сигнал которой воздействует на ВК [17]. Во второй схеме внутренняя ОС формируется за счет изменения локального распределения потенциала в пространстве взаимодействия за счет введения неоднородности ионного фона.

Моделирование динамики электронного потока со сверхкритическим током в обоих случаях осуществлялось с помощью метода «частиц в ячейке», который сводится к интегрированию большого числа уравнений движения «крупных» частиц

$$d^2x_i/dt^2 = -\partial\phi/\partial x|_{x=x_i}, \quad (4)$$

где x_i - координата i -го заряженного листа.

Для нахождения потенциала ϕ поля пространственного заряда используется, как и в предыдущем разделе, уравнение Пуассона (1), где плотность ρ пространственного заряда определяется с помощью взвешивания PIC-методом [4, 18].

Для численного моделирования динамики ЛОВ, осуществляющей внутреннюю распределенную ОС в системе, использовалось самосогласованная модель, включающая нестационарное уравнение возбуждения линии передачи и уравнения движения электронов [4, 19].

Теоретический анализ динамики системы с распределенной ОС виркатор - ЛОВ [19, 20] показало возможность получения одночастотных режимов колебаний при близости частоты колебаний ВК или ее субгармоники к частоте генерации лампы обратной волны. Ширина полосы и спектральный состав генерации виркатора сильно зависит от параметров ЛОВ, в первую очередь от длины системы и коэффициента связи электронного пучка с волноведущей структурой [20] $\xi = \omega^2 v_g K \epsilon_0 / v_0^2$, где ω - частота синхронизма между обратной волной и пучком, v_g и K - групповая скорость и сопротивление связи на частоте ω .

Нестационарная динамика ВК определяется внутренней ОС, осуществляемой путем воздействия выходного сигнала лампы обратной волны непосредственно на колебания ВК. Взаимодействующий с обратной волной пролетный пучок после прохождения области ВК сложно модулирован как по скорости, так и по плотности, что приводит к установлению сложных хаотических режимов генерации в ЛОВ. Воздействие на колеблющийся ВК хаотического сигнала ЛОВ способствует установлению развитой шумовой генерации в системе с внутренней ОС, осуществляемой с помощью обратной волны электро-динамической системы.

Физические процессы в системе с распределенной ОС определяются формированием структур в электронном потоке, модулируемом полем обратной волны. Подавление вторичных по отношению к ВК структур уменьшает распределенную ОС, и динамика электронного потока становится близкой к регулярной. Наоборот, создание условий, способствующих росту влияния дополнительных структур (электронных сгустков, взаимодействующих друг с другом), сильно усложняет нелинейную динамику пучка, приводя к возникновению шумоподобных хаотических колебаний ВК.

Аналогичная картина имеет место в диодном промежутке с ВК и неоднородным ионным фоном [21-23], в котором управление динамикой ВК осуществляется путем изменения параметров неоднородности за счет влияния на внутреннюю ОС в электронном пучке, а следовательно, и на процессы структурообразования в виркаторной системе.

Предполагается, что область пространства взаимодействия длиной Δx_i , начинающаяся с точки с координатой x_i , заполнена неподвижным ионным фоном с концентрацией n_i . В качестве управляющих параметров здесь выступают параметр Пирса α , параметр неоднородности $n=n_i/n_0$ и геометрические параметры неоднородности ионного слоя x_i и Δx_i . Последний параметр был положен равным $\Delta x_i=0.2L$.

Рассмотрим нелинейную динамику исследуемой системы с неоднородностью при изменении управляющих параметров α и неоднородности ионного фона n и x_i . Характерные режимы колебаний показаны на рис. 6.

При малой степени неоднородности $n < (1.0 \div 2.0)$ колебания ВК регулярны (область R на картах режимов). Рост плотности ионного слоя приводит к возникновению квазипериодических колебаний (область Q). При смещении ионного слоя к правой границе системы область квазипериодической динамики на плоскости управляющих параметров расширяется. Дальнейшее увеличение n приводит к возникновению различных типов хаотической динамики электронных волн в диодном промежутке с неоднородным распределением ионного фона. Область $C1$ соответствует возникающим в результате разрушения квазипериодических движений хаотическим колебаниям с узкополосным частотным спектром. При $x_i < 0.2$ в узком диапазоне управляющих параметров, соответствующих области $C4$ карты режимов, наблюдаются развитые хаотические колебания. В спектре мощности выходного излучения имеет место высокий

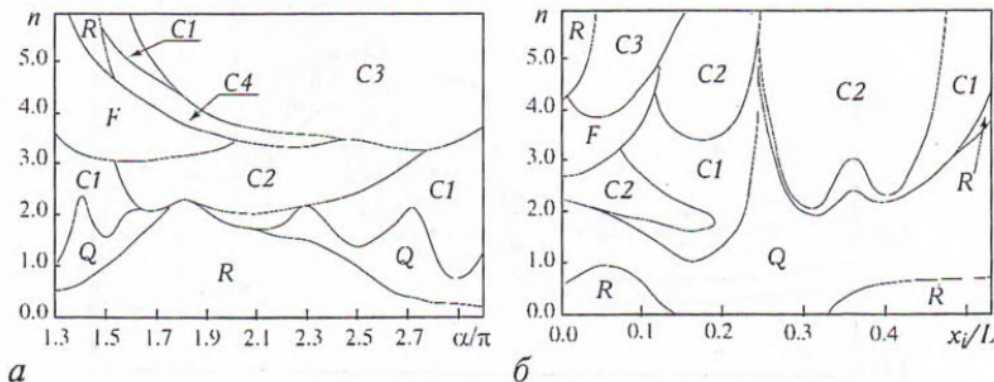


Рис. 6. Разбиение плоскостей параметров (ток пучка α - плотность ионного фона n) при $x_i/L=0.05$ (а) и (координата ионного слоя x_i - плотность ионного фона n) при $\alpha=1.75\pi$ (б) на характерные режимы колебаний в диодном промежутке со сверхкритическим током с неоднородным распределением ионного фона

шумовой пьедестал, медленно спадающий с ростом частоты, на фоне которого наблюдаются пики базовых частот и их гармоник.

На плоскости управляющих параметров (см. рис. 6) выделен клюв, обозначенный буквой F , в котором происходит резкое увеличение частоты колебаний в электронном пучке.

Зависимость базовой частоты в спектре колебаний от тока пучка и плотности ионного слоя для случая $x/L=0.05$ представлена на рис. 7. Видно, что при $n=n_{cr1}$ базовая частота в спектре колебаний резко возрастает примерно в два раза. Величина n_{cr1} определяет критическое значение плотности положительного пространственного заряда ионного слоя, при котором наблюдается резкое увеличение частоты колебаний ВК. Критическое значение плотности n_{cr1} увеличивается с ростом тока пучка, что хорошо видно из сравнения кривых, построенных для различных значений параметра Пирса α . С дальнейшим ростом плотности n ионного слоя частота несколько уменьшается, затем наблюдается провал на графике $f(n)$, и далее имеет место еще один скачок частоты. Частота в этом случае превышает частоту колебаний при $n>n_{cr1}$. С дальнейшим увеличением плотности ионов при некотором значении $n=n_{cr2}>n_{cr1}$ происходит резкое уменьшение частоты колебаний в электронном пучке. Таким образом, увеличение частоты колебаний ВК наблюдается в диапазоне изменения параметра неоднородности $n \in (n_{cr1}, n_{cr2})$. Заметим, что наиболее интенсивная гармоника в спектре мощности колебаний в режиме $C4$ на плоскости параметров соответствует базовой частоте генерации в режиме F .

При очень больших плотностях ионного слоя, располагающегося вблизи плоскости инжекции электронного пучка, в системе возникают сильно нерегулярные колебания без выделенной базовой частоты в спектре мощности (область $C3$ на карте режимов рис. 6). Однако в случае неоднородности с большими значениями плотности $n>3.0$, располагающейся вдали от плоскости инжекции ($x/L>0.2$), динамика системы вблизи плоскости инжекции значительно упрощается и становится близкой к регулярной.

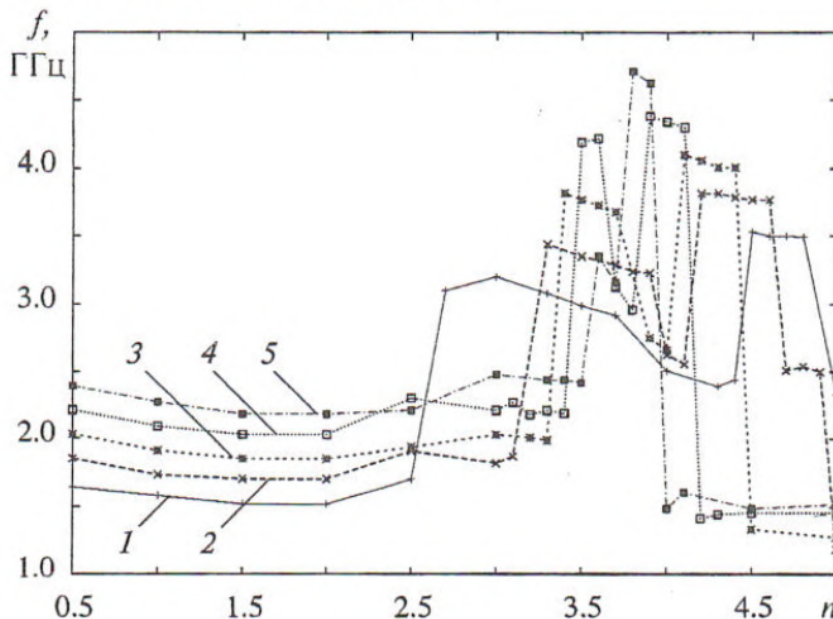


Рис. 7. Зависимости частоты генерации от плотности ионного слоя n при различных значениях параметра Пирса α : 1 - 1.34π ; 2 - 1.48π ; 3 - 1.61π ; 4 - 1.75π ; 5 - 1.89π

Сложная перестройка различных режимов колебаний с изменением управляющих параметров системы (тока пучка и неоднородности ионного фона) определяется особенностями динамики и взаимодействия формирующихся в системе когерентных структур. В работах [21,23-25] был проведен детальный анализ процессов формирования и взаимодействия когерентных структур в электронном пучке со сверхкритическим током в неоднородном ионном фоне с помощью вейвлетной бикогерентности. Здесь для простоты рассмотрим качественную картину динамики пучка в диоде с неоднородным распределением ионного фона с помощью пространственно-временных диаграмм (рис. 8) [22], отсылая для детального анализа процессов структурообразования и распределенной ОС, определяемой взаимодействием формирующихся электронных структур в исследуемой системе, к работам [23-25].

В режиме регулярных колебаний (область R на карте режимов рис. 6) из пространственно-временной диаграммы пучка (рис. 8, а) хорошо видно, что на каждом периоде колебаний формируется единственный электронный сгусток - ВК, который колеблется как в пространстве, так и во времени, и от которого отражается большая часть потока обратно к плоскости инжекции. Максимум плотности пространственного заряда колеблющегося ВК приходится на область $x/L \sim 0.1$, в которой большая часть электронов останавливается (их скорость $v \sim 0$) и поворачивает обратно.

При увеличении степени неоднородности и при переходе системы в режим F имеет место изменение динамики электронного пучка, что иллюстрирует рис. 8, б. Из него видно, что в потоке, как и раньше, формируется только один сгусток электронов (ВК), однако теперь его колебания в пространстве происходят с очень малой амплитудой. Одновременно наблюдается уменьшение характерного пространственного масштаба Λ когерентной структуры, формирующейся в этом режиме, по сравнению с режимом R .

Известно [26], что для систем с виртуальным катодом имеет место связь между средним временем пролета T отраженных от виртуального катода электронов и частотой генерации ВК $f_{\text{ВК}}$, которая дается простым выражением $f \sim 1/T$. В нашем случае время пролета отраженных электронов можно оценить как $T \sim \Lambda/v_0$, где Λ - среднее расстояние от плоскости инжекции $x=0$ до плоскости ВК. При переходе от колебательного режима R к режиму F максимум плотности пространственного заряда смещается к плоскости инжекции, так что $\Lambda_F \sim \Lambda_R/2$, в результате чего и наблюдается скачок частоты генерации в системе. Заметим, что такая перестройка внутренней структуры электронного потока происходит скачком, также скачком возрастает частота генерации в диодном промежутке. Резкий рост частоты генерации ВК связан со скоростью развития неустойчивости Пирса, которая, в свою очередь, зависит от значения эффективного параметра Пирса α_{eff} в области ВК [22]. Последний может быть введен как

$$\alpha_{\text{eff}} = (\eta/\epsilon_0)^{1/2} \langle x_{\text{ВК}} \rangle_t \langle \rho \rangle_t^{1/2} / \langle v \rangle_t, \quad (5)$$

где $\langle \cdot \rangle_t$ означает усреднение во времени; $x_{\text{ВК}}$ - координата ВК, соответствующая координате остановки и поворота заряженных частиц; ρ и v - соответственно средняя плотность пространственного заряда и скорость потока в промежутке между плоскостью инжекции и ВК.

Рост α_{eff} приводит к росту частоты генерации пучковой системы. При небольших плотностях ионного слоя $n \alpha_{\text{eff}} \approx \alpha$. Однако увеличение n приводит к росту α_{eff} . При $n = n_{\text{кр1}}$ наблюдается резкое увеличение величины эффективного параметра Пирса, одновременно имеет место резкий рост частоты генерации ВК.

В режиме хаотических колебаний $C3$ плотность компенсирующего заряд электронного потока ионного слоя столь велика, что основная структура (ВК)

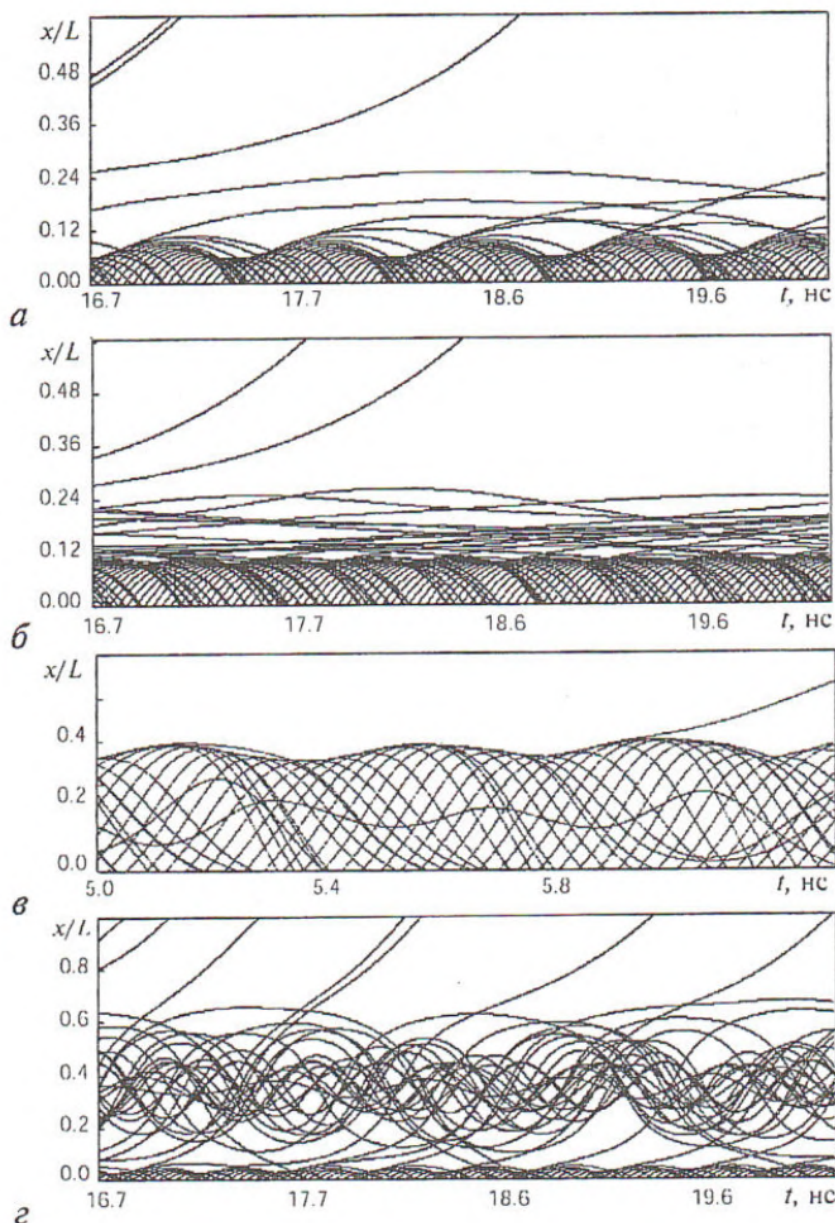


Рис. 8. Пространственно-временные диаграммы электронного потока в различных режимах колебаний в диоде с неоднородным плазменным заполнением: (а) режим регулярных колебаний; (б) режим F_1 , в котором имеет место резкое увеличение частоты генерации; (в) режим СЗ хаотических колебаний, ВК «вытесняется» из «плотного» ионного слоя, примыкающего к плоскости инжекции; (г) режим С2 хаотических колебаний, в потоке формируется две структуры - ВК и сгусток электронов, захваченный в потенциальную яму, связанную с расположением ионного слоя в середине пролетного промежутка

«вытесняется» из ионного слоя и формируется на его границе. Между ВК, находящимся вне ионного слоя, и входной сеткой возникает потенциальная яма с экстремумом при $x/L \approx 0.05$, в которую захватываются частицы, отраженные от ВК и имеющие небольшую скорость при подходе к выходной плоскости. Захваченные частицы хорошо видны на пространственно-временной диаграмме (рис. 8, в). Пространственно-временная динамика в этом режиме подобна динамике потока в

виркаторе триодного типа [19], в котором также имеет место двугорбый потенциальный профиль. В триоде с ВК возникает и взаимодействует с ВК «вихревая» автоструктура [19], состоящая из захваченных в потенциальную яму частиц.

В режиме $C2$ при расположении ионного слоя вдали от плоскости инжекции динамика пучка сильно усложняется. Как видно из рис. 8, 2, в этом случае в диодном промежутке формируется два сгустка электронов - ВК вблизи плоскости инжекции и сгусток электронов, колеблющихся в потенциальной яме, связанной с наличием в середине пространства взаимодействия нейтрализующего слоя ионов с плотностью $n=4.5$.

Таким образом, влияние на распределенную ОС между структурами, формирующимися в пучке со сверхкритическим током, с помощью изменения профиля распределения потенциала в пространстве взаимодействия путем введения локальных неоднородностей ионного фона оказывается весьма эффективным способом влияния на процессы структурообразования в системе, а следовательно, и на параметры распределенной ОС. Как следствие, удается эффективно перестраивать колебательные режимы в пучке с ВК (и, соответственно, характеристики СВЧ-излучения) изменением параметров плазменного слоя в пространстве взаимодействия.

Виркаторы с различными типами обратной связи

Виркатор с ОС (виртод) был впервые предложен в работе [17], в которой приводились результаты экспериментального исследования схемы с внешней ОС, введенной путем отвода части мощности колебаний из области ВК в область ускорения релятивистского электронного пучка с помощью волноводной линии с фазовращателем. В работах [17,20,27-29] проведено детальное теоретическое и экспериментальное исследование характеристик выходного излучения виртода, а также особенностей физических процессов в виркаторной системе с внешней ОС. Весьма перспективной представляется схема виркатора с внутренней ОС, которая реализуется за счет использования входной резонансной системы (виркатор-клистрон) [30]. Вызывает значительный интерес исследование нелинейной динамики и процессов структурообразования в подобной системе, а также ее модификации, представляющей собой схему с входным резонатором, настроенным на частоту колебаний ВК, и цепью внешней ОС. Отметим, что в такой системе реализуется ОС с двумя характерными временами задержки: $d_1 < T_{\text{ВК}}$ (эта ОС определяется отражением электронного потока от ВК во входной резонатор; $T_{\text{ВК}}$ - характерный период колебаний ВК) и d (длительность задержки во внешней ОС). Наличие двух петель ОС позволяет добиться селективного управления электронными структурами, формирующимися в электронном потоке и определяющими динамику ВК [31,32].

Рассмотрим следующую модель системы на ВК с внешней и внутренней ОС. Пространство взаимодействия представляет собой отрезок цилиндрического волновода. Монокоростной трубчатый пучок инжектируется в пространство взаимодействия через входной коаксиальный резонатор. Резонансная частота резонатора подбиралась примерно равной частоте свободных колебаний ВК и составляет 8.0 ГГц. Сигнал из области ВК через цепь внешней ОС с запаздыванием d поступает во входной модулятор.

Вдоль оси системы приложено сильное магнитное поле, и движение электронов пучка может рассматриваться как одномерное. Поток моделируется совокупностью нескольких заряженных колец различного радиуса (крупных

частиц), что позволяет учесть распределение плотности тока пучка в поперечном сечении волновода. Для описания динамики каждого из колец решаются релятивистские уравнения движения

$$dp_{iN}/dt = (\eta/\gamma_{iN})E_z(r_N, z_{iN}), \quad dz_{iN}/dt = v_{iN}, \quad p_{iN} = v_{iN}/(1-(v_{iN}/c)^2)^{1/2}, \quad (6)$$

где z_{iN} , v_{iN} , p_{iN} и γ_{iN} - продольная координата, скорость, импульс и релятивистский фактор i -го электронного кольца с радиусом $r_N = r_0 + N\Delta r/N_\Sigma$ в электронном пучке, r_0 и Δr - внутренний радиус и толщина пучка, N_Σ - число слоев, на которые делится пучок в поперечном направлении, $N=1\dots N_\Sigma$; η - удельный заряд электрона. Для нахождения полей, воздействующих на электронный пучок, численно интегрировалась полная система уравнений Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{E} = -1/c(\partial \mathbf{H}/\partial t), \quad \text{rot} \mathbf{H} = 1/c(\partial \mathbf{E}/\partial t) + 4\pi \mathbf{j}/c, \quad \mathbf{j} = (0, 0, j_z) \quad (7)$$

с использованием метода конечных разностей на двумерной пространственной сетке [4,18]. Моделирование резонатора осуществлялось с помощью численной схемы, основанной на решении нестационарного уравнения возбуждения резонансной системы (см., например, работу [33]).

Рассмотрим вначале нелинейную динамику системы с малым превышением тока пучка над сверхкритическим значением I_0 , $I \sim (1+3)I_0$. Для этого изучаем динамику системы в зависимости от двух основных управляющих параметров - тока пучка и времени задержки внешней ОС, менявшегося в пределах от 0 до T_0 ($T_0 = 2\pi/\omega_\sigma$ - период колебаний на резонансной частоте входного резонатора). Одновременно увеличение тока пучка приводит к изменению длительности запаздывания внутренней ОС d_1 , которая определяется характерным временем пролета отраженных от ВК электронов обратно во входной резонатор. С ростом тока пучка ВК формируется ближе к плоскости инжекции, а следовательно, время пролета электронов уменьшается. Таким образом, длительностью запаздывания d_1 в цепи внутренней ОС легко управлять с помощью изменения тока I электронного пучка.

Численное моделирование показало, что в системе реализуется три характерных режима генерации СВЧ-излучения. При значениях $d/T_0 \sim 0$ или $d/T_0 \sim 0.8 \div 1.0$ и токе пучка $I < 7.0$ кА в системе наблюдаются режимы хаотических колебаний с преобладанием в спектре мощности одной спектральной компоненты. Характерный для этого режима спектр мощности, построенный по временной реализации колебаний электрического поля, рассчитанный для $I = 6.3$ кА и $d/T_0 = 1.0$, приведен на рис. 9, а. В спектре мощности выделяется основная базовая частота (отмечена символом 1 в спектре на рисунке), кроме этого наблюдается слабо выраженная вторая базовая частота (отмечена символом 2), находящаяся в иррациональном соотношении с первой. Уровень основной спектральной компоненты превышает уровень второй более чем на 20 дБ. Остальные высокочастотные компоненты представляют собой гармоники и комбинационные составляющие двух основных частот. В спектре присутствует слабоизрезанный шумовой пьедестал на уровне порядка 40 дБ в области 10 ГГц, который быстро спадает с ростом частоты.

Увеличение тока пучка или изменение длительности запаздывания в цепи ОС приводит к росту второй спектральной компоненты - ее мощность в спектре увеличивается до -15 дБ. Одновременно наблюдается увеличение мощности шумового пьедестала.

В области управляющих параметров $I < 7.0$ кА и $d/T_0 \sim 0.2 \div 0.5$, а также при $I > 9.0$ кА и $d/T_0 \sim 0.2 \div 0.8$ наблюдается существенное усложнение колебаний. В спектре на фоне выросшего шумового основания четко идентифицируются две

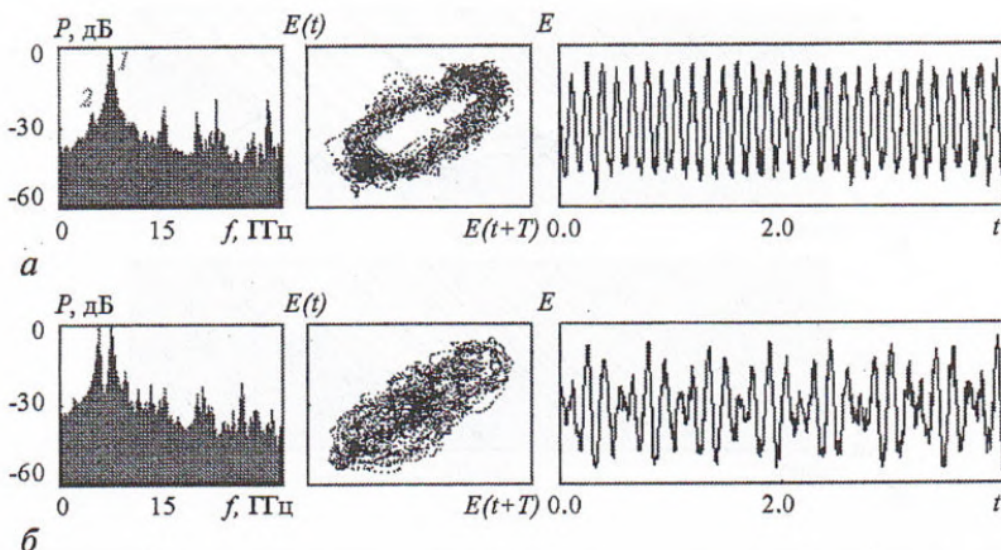


Рис. 9. Характеристики колебаний выходного поля виркатора-клистрона с внешней ОС для режима слабохаотической (а) и развитой хаотической (б) генерации

спектральные компоненты с несоизмеримыми частотами, причем их спектральная мощность приблизительно одинакова (см. рис. 9, б, построенный при $I=6.3$ кА и $d/T_0=0.25$).

Таким образом, выделяются три основных режима генерации виркатора с входным резонатором, настроенным на частоту свободных колебаний ВК, и внешней запаздывающей ОС: режим колебаний, в шумовом спектре мощности которых наблюдается единственная преобладающая спектральная компонента; режим слабонерегулярных двухчастотных колебаний с одной преобладающей частотой и режим развитых хаотических колебаний с двумя несоизмеримыми частотами.

Рассмотрим физические процессы, сопровождающие переходы между режимами генерации в приборе с изменением длительности задержки ОС. Для этого рассмотрим пространственно-временные диаграммы колебаний различных слоев электронного потока (рис. 10).

На рис. 10, а, соответствующем внутреннему слою, хорошо видна картина формирования ВК, а также наблюдается типичное для виркатора формирование вторичных структур в пролетном потоке за счет кинематической неустойчивости. Часть потока отражается обратно к плоскости инжекции, что оказывает возмущающее воздействие на динамику ВК на последующих периодах колебаний и приводит к усложнению динамики в системе. В средних слоях эти эффекты также наблюдаются, но в меньшей степени. В слоях с наибольшими радиусами (рис. 10, б) ВК образуется за небольшой промежуток времени, так что отраженные частицы существуют в течение малого интервала времени. Отметим, что ВК образуется в каждом из слоев в свой момент времени: вначале появляется отраженный поток в слое с наименьшим радиусом, затем в следующем по радиусу и т.д. Время существования отражающего потенциального барьера максимально во внутренних слоях и минимально для внешних, то есть в пучке развиваются поперечные осцилляции плотности пространственного заряда.

Взаимодействие структур в различных слоях приводит к хаотизации динамики ВК в потоке и уширению полосы генерации прибора. Отметим также большое влияние сигнала ОС на формирование дополнительных структур:

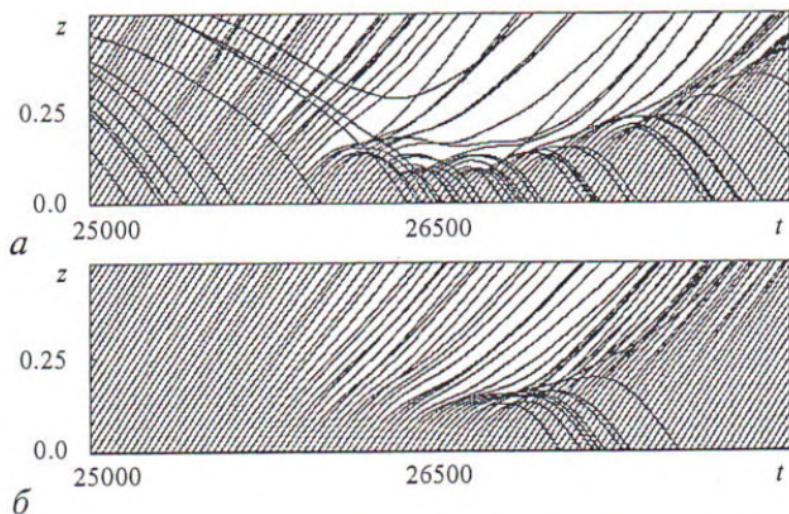


Рис. 10. Пространственно-временные диаграммы электронного потока для внутреннего (а) и внешнего (б) слоя в пучке; ток пучка $I=6.3$ кА

сложность режимов генерации увеличивается при $d/T_0 \sim 0.3 \div 0.5$, так как в этом случае наблюдается отличная от нуля разность фаз между определяющими предварительную модуляцию потока колебаниями поля во входном резонаторе и сигналом ОС.

Рассмотрим теперь динамику пучка с ВК при значительных величинах тока I электронного пучка. Увеличение тока позволяет значительно поднять мощность импульсов СВЧ-излучения, генерируемого виркатором, поскольку выходная мощность пропорциональна величине IV , где V - ускоряющее напряжение пучка, но приводит к существенному усложнению спектрального состава излучения виркатора [34]. Размещение входного резонатора, модулирующего по скорости инжектируемый электронный пучок на частоте, близкой к частоте колебаний ВК, и обеспечивающего внутреннюю ОС, и в этом случае позволяет эффективно управлять спектральным составом излучения.

Изучим вначале особенности свободных колебаний ВК и характеристики генерации СВЧ-излучения в системе без входного модулирующего резонатора. Спектры мощности и временные реализации колебаний тока пучка I из области ВК представлены на рис. 11, а. Из него видно, что спектр генерации сплошной, шумовой пьедестал медленно спадает с ростом частоты, на фоне которого, тем не менее, можно выделить базовую частоту колебаний ВК. При этом частота колебаний уменьшается в течение длительности импульса, одновременно наблюдается рост амплитуды токовых осцилляций в области ВК. Спектр мощности колебаний тока электронного пучка сплошной; изрезанность спектра мала и в среднем составляет $5 \div 10$ дБ в области частот $(0 \div 4) \omega_p$, где ω_p - плазменная частота электронного пучка.

С ростом тока пучка инжектируемого электронного потока базовая частота колебаний ВК увеличивается, однако вид колебаний качественно не меняется.

Как было показано выше, подключение на входе пространства взаимодействия резонатора, настроенного на частоту колебаний ВК, позволяет эффективно управлять динамикой виркаторной системы. Рассмотрим влияние входной резонансной системы на колебания в пучке с ВК при больших токах ($I-I_0 \approx 10$).

Рассматривалась модификация системы без цепи внешней ОС, в которой

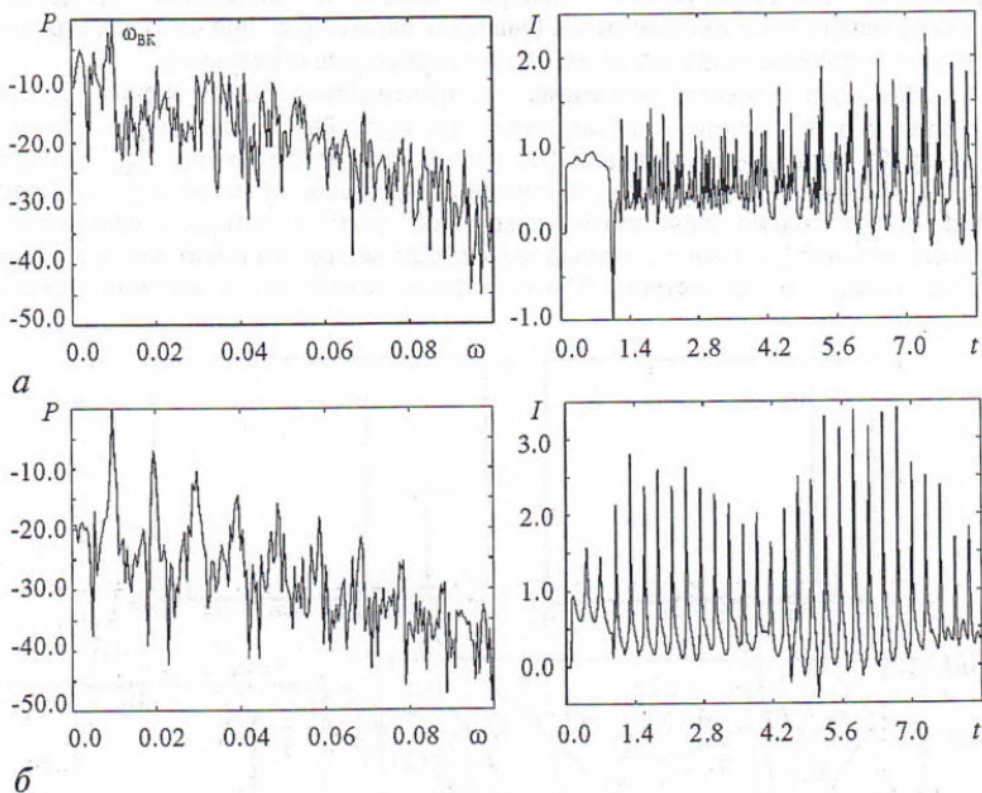


Рис. 11. Спектры мощности и временные реализации колебаний тока пучка из области ВК для случая (а) отсутствия входного резонатора и (б) наличия входного резонатора, настроенного на частоту колебаний ВК

входной резонатор дополнительно возбуждался внешним гармоническим сигналом от маломощного по сравнению с виркатом СВЧ-генератора. Это делалось для более быстрой модуляции инжектируемого электронного потока, что сокращало время переходного процесса и установления колебаний. Последнее с учетом короткой длительности импульса сильноточного релятивистского пучка улучшает спектральные характеристики генерируемого излучения.

На рис. 11, б показаны спектры мощности колебаний тока пучка при настройке частоты входного резонатора на частоту колебаний ВК. Видно, что модуляция инжектируемого пучка позволяет улучшить спектральные характеристики выходного излучения и получить близкую к одночастотной генерацию. Одновременно, как видно из рис. 11, б, предварительная модуляция пучка позволяет сократить длительность этапа установления колебаний и стабилизировать частоту токовых осцилляций в области ВК.

Рассмотрим возникающие режимы колебаний и спектральные характеристики выходного излучения виркатора с входным резонатором при изменении параметров модуляции инжектируемого сильноточного электронного пучка. При анализе удобно рассматривать такие характеристики, как глубина скоростной модуляции M пучка на входе в пространство взаимодействия и частота ω_s модуляции. С учетом дополнительного возбуждения резонатора отраженным потоком определялась средняя величина M в установившемся режиме генерации.

На рис. 12 показана карта режимов на плоскости управляющих параметров глубина - частота модуляции инжектируемого пучка. На ней различными символами отмечены характерные режимы колебаний в пучке с ВК и рядом

приведены соответствующие спектры мощности колебаний продольного электрического поля из области ВК (значения параметров, при которых строились спектры мощности, отмечены на плоскости параметров стрелками).

Наиболее важными режимами с практической точки зрения являются режимы R и R^2 , которые наблюдаются при настройке входного резонатора на частоту f_{BK} свободных колебаний ВК или ее вторую гармонику $2f_{BK}$. В первом случае (режим R) при большой глубине модуляции M в спектре генерации наблюдается только один интенсивный пик, частота которого соответствует частоте резонатора. Более сложный вид спектра мощности имеет место в области R^2 на плоскости параметров. В этом случае колебания в системе близки к

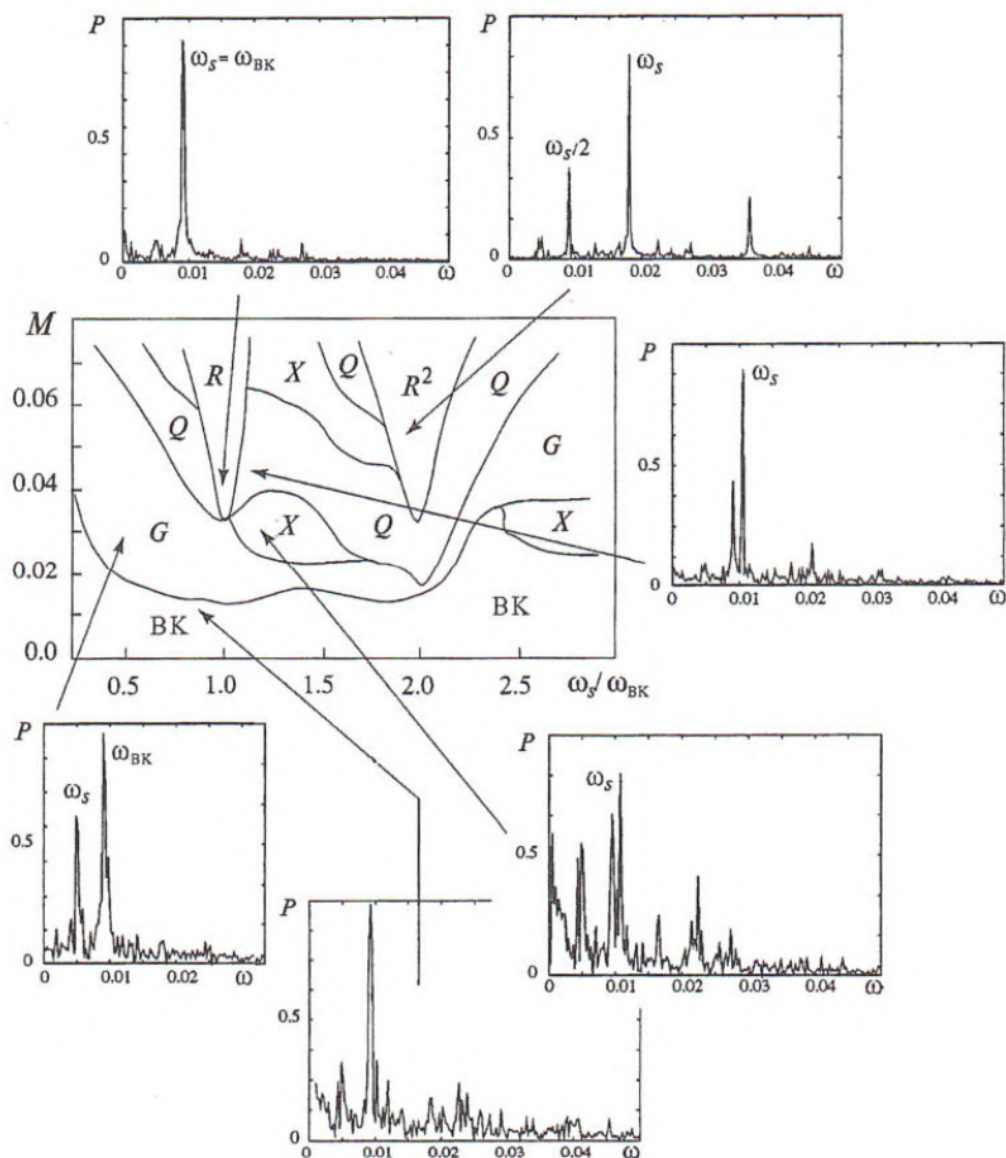


Рис. 12. Карта режимов колебаний виркатора с входным добротным резонатором на плоскости управляющих параметров глубина модуляции электронного потока (добротность резонансной системы) - резонансная частота входного резонатора. Показаны также характерные спектры генерации ВК для различных режимов колебаний

регулярным, а в спектре генерации наблюдаются спектральные компоненты, соответствующие частотам $\omega_0/2$, ω_0 (наиболее интенсивная спектральная компонента) и $2\omega_0$. Учитывая, что входной резонатор настроен на частоту, равную $2f_{\text{ВК}}$, то есть удвоенной частоте свободных колебаний ВК, такой вид спектра означает, что произошла самосинхронизация колебаний ВК на удвоенной частоте. Данный режим интересен в связи с возможностью повышения частоты сверхвысокочастотного излучения, генерируемого ВК.

При выходе из областей регулярных колебаний (режимы R и R^2) в исследуемой системе наблюдается усложнение спектра генерации. В режиме, обозначенном символом Q , имеют место колебания, базовая частота в спектре мощности которых соответствует резонансной частоте ω_0 входного резонатора. Одновременно в спектре мощности наблюдается ярко выраженная спектральная компонента, находящаяся в иррациональном соотношении с основной спектральной компонентой - режим квазипериодических колебаний. При увеличении расстройки $|\omega_{\text{ВК}} - \omega_0|$ режим Q сменяется режимом G , в котором также наблюдаются квазипериодические колебания, но с другим соотношением частот в спектре мощности. На фоне режимов G и Q в системе возникают режимы X , которые характеризуются сплошным сильноизрезанным спектром генерации. Наконец, при малой добротности входной резонансной системы имеют место только колебания на частоте ВК. Соответственно в спектре мощности генерации на фоне развитого шумового пьедестала наблюдается широкий пик на частоте $\omega_{\text{ВК}}$.

Таким образом, введение в виркаторную систему внешней или внутренней ОС позволяет эффективно управлять характеристиками виркатора. Предпочтение в таких системах следует отдавать простым способам реализации ОС, поэтому особый интерес вызывает схема виркатора-клистрона, в которой путем изменения характеристик входного резонатора удастся управлять спектральным составом излучения. Подобная схема легко реализуется в экспериментах по модуляции релятивистских электронных пучков. Так, в работе [35] экспериментально изучалась модуляция сильноточных пучков с энергией 500 кВ и токами 5÷10 кА. Схема эксперимента была следующей: на входе в область дрейфа располагался тороидальный резонатор, настроенный с помощью резистивных вставок на частоту $f \sim 1.5$ ГГц. Внешний СВЧ-сигнал, генерируемый магнетроном мощностью 50÷100 кВт, подается во входной резонатор, обеспечивая глубину скоростной модуляции порядка 2÷5%. В некоторых экспериментах далее вдоль длины трубы дрейфа размещался второй резонатор с добротностью $Q \sim 1000$, который возбуждался сгруппированным током. В результате удавалось повысить эффективность модуляции сильноточного электронного пучка до 5÷10%. Таким образом, предложенная схема улучшения характеристик генерируемого виркатором СВЧ-излучения реализуема в эксперименте и может быть использована на практике.

Заключение

Проведен анализ влияния различных типов ОС на хаотические колебания в электронном пучке со сверхкритическим током. Показано, что во всех рассмотренных в работе системах воздействие ОС оказывает влияние на процессы структурообразования в распределенной автоколебательной системе. Так, подавление внутренней связи между формирующимися в электронном пучке со сверхкритическим током структурами позволяет установить регулярные и близкие к регулярным режимы колебаний. Увеличение связи между структурами и

возникновение дополнительных электронных структур приводит к хаотизации пространственно-временных колебаний.

Важное место среди виркаторных систем с ОС (виртодов) занимает виркатор с внешней и внутренней ОС. Изменение длительности задержки позволяет при настройке входного резонатора на частоту автономных колебаний виртуального катода получить различные типы генерации. Отметим, что при значительных превышениях током электронного пучка сверхкритического значения введение внутренней ОС путем подключения входного резонатора позволяет эффективно управлять динамикой виркаторной системы. В частности, при настройке входного резонатора на частоту, близкую к частоте ВК или к ее второй гармонике, удастся получить близкое к одночастотному излучение виркаторной системы. Настройка входного резонатора на частоту, большую частоты колебаний ВК, является способом эффективного повышения частоты излучения виркатора, которая без внешней резонансной системы определяется ленгмюровскими колебаниями и кратна плазменной частоте потока.

Автор благодарен чл.-корр. РАН профессору Д.И. Трубецкову, к.ф.-м.н. доценту А.А. Короновскому и ассистенту И.С. Ремпен за неоднократные обсуждения и полезные критические замечания.

Работа поддержана грантами РФФИ (проекты 01-02-17392 и 02-02-16351).

Библиографический список

1. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Ижевск: РХД, 2000.
2. Трубецков Д.И., Мчедлова Е.С., Красичков Л.В. Введение в теорию самоорганизации открытых систем. М.: Наука, Физматлит, 2002.
3. Gaponov-Grekhov A.V., Rabinovich M.I. Dynamic chaos in ensembles of structures and spatial development of turbulence in unbounded systems / Ed. W. Ebeling. N.Y.: Springer, 1986.
4. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Том 1. М.: Наука, Физматлит, 2003.
5. Trubetskov D.I. et al. Nonlinear waves, chaos and patterns in microwave devices // Chaos. 1996. Vol. 6. P. 358.
6. Кислов В.Я., Мясин В.Е., Богданов Е.В. Генератор СВЧ широкополосных колебаний / Заявка № 984513/19-09 от 31.07.68.
7. Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е., Астахов В.В. Нелинейная динамика хаотических и стохастических систем. Фундаментальные основы и избранные проблемы. Саратов: Изд-во СГУ, 1999.
8. Child C.D. Discharge from hot CaO // Phys. Rev. 1911. Vol. 32. P. 492.
9. Langmuir I., Blodgett K.B. Current limited by space charge between coaxial cylinders // Phys. Rev. 1923. Vol. 22. 347.
10. Pierce J. Limiting currents in electron beam in presence ions // J. Appl. Phys. 1944. Vol. 15. P. 721.
11. High Power Microwave Sources / Eds V.L. Granatstein and I. Alexeff. Boston: Artech House, 1987. Ch. 13, 14.
12. Рухадзе А.А., Столбецов С.Д., Тараканов В.П. Виркаторы (обзор) // РЭ. 1992. Vol. 37. P. 385.
13. Дубинов А.Е., Селемир В.Д. Электронные приборы с виртуальным катодом // РЭ. 2002. Vol. 47. P. 575.
14. Калинин Ю.А., Кузнецов Н.Н., Украинская Т.Н. Исследование

широко-полосных шумоподобных колебаний в интенсивных пучках заряженных частиц в режиме образования виртуального катода // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2002. Том. 10, № 5. С. 32.

15. Ремпен И.С., Храмов А.Е. Управление режимами колебаний электронного потока со сверхкритическим током в диоде Пирса // Изв. РАН, Сер.физич. 2001. Том 65. С. 1689.

16. Храмов А.Е., Ремпен И.С. Влияние обратной связи на сложную динамику в гидродинамической модели диода Пирса // РЭ. 2002. Том 47. С. 732.

17. 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. Том 19. С. 530.

18. Birdsall C.K. and Langdon A.B. Plasma Physics, via Computer Simulation. N.Y.: McGraw-Hill, 1985.

19. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Влияние распределенной обратной связи на хаотические колебания виртуального катода // Изв.вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1998. Том. 6. № 1. С. 93.

20. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Сложное поведение электронного потока с виртуальным катодом и генерация хаотических сигналов в виртодных системах // Изв. РАН. Сер.физич. 1997. Том. 61. С. 2391.

21. Храмов А.Е. Короновский А.А. Левин Ю.И. Исследование процессов структурообразования в электронном пучке с виртуальным катодом с помощью вейвлетной бикогерентности // Письма в ЖТФ. 2002. Том. 28, № 13. С. 57.

22. Храмов А.Е. Нелинейная динамика электронного потока с виртуальным катодом в неоднородном ионном фоне // Радиотехника и электроника. 2002. Том. 47. С. 860.

23. Короновский А.А., Храмов А.Е. Исследование когерентных структур в электронном пучке со сверхкритическим током с помощью вейвлетной бикогерентности // Физика плазмы. 2002. Том. 28. С. 722.

24. Короновский А.А., Храмов А.Е. Непрерывный вейвлетный анализ в приложениях к задачам нелинейной динамики. Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж». 2002.

25. Короновский А.А., Храмов А.Е. Непрерывный вейвлетный анализ и его приложения. М.: Наука. Физматлит. 2003 (в печати).

26. Привезенцев А.П., Фоменко Г.П., Филипенко Н.М. Колебания электронного потока в плоском пролетном промежутке. ЖТФ. 1981. Том. 51, № 6. С. 1161.

27. Bliokh Yu.P., Magda I.I. Controlled regimes possibility in system with virtual cathode and internal delay feedback // Abstr. 12th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Haifa, Israel, 7-12 June. 1998. P. 299.

28. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Исследование колебаний в электронном потоке с виртуальным катодом в виркаторе и виртоде // Изв.вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Том. 7, № 2,3. С. 33.

29. Храмов А.Е. О влиянии обратной связи на характеристики генерации прибора с виртуальным катодом // РЭ. 1999. Том 44. С. 116.

30. Jiang W., Masugata K., Yatsui K. New configuration of a virtual cathode oscillator for microwave generation // Phys.Plasmas. 1995. Том 2. С. 4635.

31. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Исследование численной модели релитрона с модуляцией электронного потока и внешней управляемой обратной связью // Изв. РАН. Сер.физич. 1999. Том 63. С. 2308.

32. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Численное исследование характеристик генерации виркатора-клистрона с внешней запаздывающей обратной связью // РЭ. Том 46. 2001. С. 588.

33. Рыскин Н.М. Численное моделирование клистрода на основе гидродинамических уравнений // Изв.вузов. Радиофизика. 1997. Том XL, № 12. С. 1511.

34. Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. К вопросу о механизме возникновения хаотической динамики в вакуумном СВЧ генераторе на виртуальном катоде // Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Том XLI. С. 1137.

35. Friedman M., Serlin V. Modulation of intense relativistic electron beams by an external microwave sources // Phys.Rev.Lett. 1985. Vol. 55. P. 2860.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 5.03.03
после доработки 30.04.03

CONTROLLING OF OSCILLATION REGIMES IN ELECTRON BEAMS WITH OVERCRITICAL CURRENT WITH THE AID OF DIFFERENT TYPES OF FEEDBACK

A.E. Hramov

In this work the methods of controlling regimes in the electron beam with overcritical current using different types of internal and external feedback are discussed. The influence of the feedback upon the oscillations in plane drift space in the framework of flow model and in the virtual cathode regime is investigated. Controlling of the vircator system dynamics with the help of internal feedback of different type is analysed.



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

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