

01;09;10

©1995

СЛОЖНАЯ ДИНАМИКА ПРОТЯЖЕННЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

Е.Е.Железовский, А.Г.Лазерсон, Б.Л.Ушеревич

Поток заряженных частиц в скрещенных статических электрическом и магнитном полях представляет собой нелинейную распределенную систему, обладающую сложной динамикой. Об этом свидетельствуют, в частности, многочисленные экспериментальные данные по генерированию шумоподобных сигналов в СВЧ устройствах магнетронного типа (см., например, [1-3]). Как показано в работах [1-3], одним из условий хаотизации колебаний в электронном потоке, эмитируемом в скрещенных полях, является достаточная протяженность эмиттера в направлении дрейфа потока.

В данной работе приводятся результаты численного моделирования динамики рассматриваемой системы, позволяющие не только объяснить наблюдаемые ранее эффекты, но и предсказать другие возможности получения в ней хаотических колебаний, связанные со сложной динамикой как отдельных частей, так и всего потока в целом. Результаты численного моделирования подтверждаются натурными экспериментами.

Основой для численного анализа нами выбрана одна из моделей "крупных частиц" (КЧ) [4,5], в которой каждая КЧ представляется в виде бесконечного тонкого заряженного "листа", имеющего возможность перемещаться как целое как в направлении y приложенного электростатического поля $E_y = E_0$, так и в направлении x , перпендикулярном к нему и к статическому магнитному полю $B_z = B_0$. Движение КЧ происходит под действием внешних полей E_0 и B_0 , электрического поля, наводимого КЧ в системе плоских электродов (катод-анод), а также поля кулоновского взаимодействия КЧ друг с другом (поле пространственного заряда).

Уравнения движения КЧ в плоскости (x, y) имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 y_k}{d\tau^2} + y_k = \mu \left\{ 1 - \sum_{i=1}^N q \frac{dy_i}{id\tau} + \nu \left[\sum_{i=1}^N (1 - y_i) q_i + \frac{q_k}{2} + \sum_{y_i < y_k} q_i \right] \right\} \\ \frac{dx_k}{d\tau} = y_k, \quad i = 1, 2, \dots, N. \end{array} \right. \quad (1)$$

(2)

Здесь x_k, y_k — безразмерные координаты k -й КЧ, $\tau = \omega_c t$ — безразмерное время, $\omega_c = \eta B_0$ — циклотронная частота, $\mu = \frac{\eta E_0}{\omega_c^2 d}$; $\nu = \frac{d}{\epsilon_0 S_e \omega_c R}$; $\eta = \frac{e}{m}$, d — расстояние катод-анод, S_e — площадь электродов, R — сопротивление внешней цепи.

Первый и второй члены в правой части уравнения (1) описывают внешнее электростатическое и наведенное поля, а члены в квадратных скобках — поле пространственного заряда. Заряд q_k каждой КЧ и полное число N рассматриваемых КЧ в каждый момент времени определяются из условия обращения в нуль электрического поля на катоде (режим ограничения тока пространственным зарядом). Уравнения (1,2) интегрируются численно с шагом $\Delta\tau$ (параметр модели) для каждого i до тех пор, пока: 1) $y_k \geq 1$ (выбывание на анод); 2) $y_k \leq 0$ (выбывание на катод); 3) $x_k \geq L_d$, где L_d — длина области дрейфа в направлении оси x .

После того как $x_k \geq L_d$, находим вклад k -й КЧ в полный ток $I_p(\tau)$, который и является выходной характеристикой системы, и считаем КЧ выбывшей. Наряду с временными реализациями $i_p(\tau)$ рассчитывались спектральная плотность интенсивности тока $S(\omega)$, а также проекция траекторий электронов $y(\tau)$. Все вычисления проводились при фиксированных значениях $d = 1$ мм, $E_0 = 8$ кВ/см, $B_0 = 0.1$ Тл, $S_e = 1$ см², $R = 0$, $\Delta\tau = 0.02$ периода циклотронной частоты. Управляющими параметрами служили L_d и I_0 .

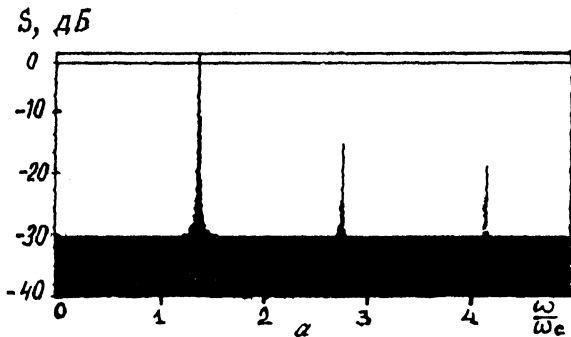


Рис. 1. Спектр колебаний тока (а-д) на выходе области дрейфа (а-г), наведенного в цепи электродов (д) и траектории заряженных частиц в области дрейфа (е-к) при незначительной ($L_e = 0.1$ мм) протяженности эмиттера (а-е, е-и) и при наличии эмиссии по всей длине области дрейфа (г, д, к).

а — $L_d = 3.0$ мм, $I_0 = 2$ А; б — $L_d = 3.01$ мм, $I_0 = 2$ А; в — $L_d = 3.1$ мм, $I_0 = 2$ А; г — $L_d = L_e = 50$ мм, $I_0 = 2$ А; д — $L_d = L_e \rightarrow \infty$, $I_0 = 25$ А; е — $L_d \approx 3.02$ мм, $I_0 = 2$ А; ж — $L_d = 3.4$ мм, $I_0 = 2$ А; з — $L_d = 20$ мм, $I_0 = 2$ А; и — $L_d = 500$ мм, $I_0 = 2$ А; к — $L_d = L_e \rightarrow \infty$, $I_0 = 25$ А.

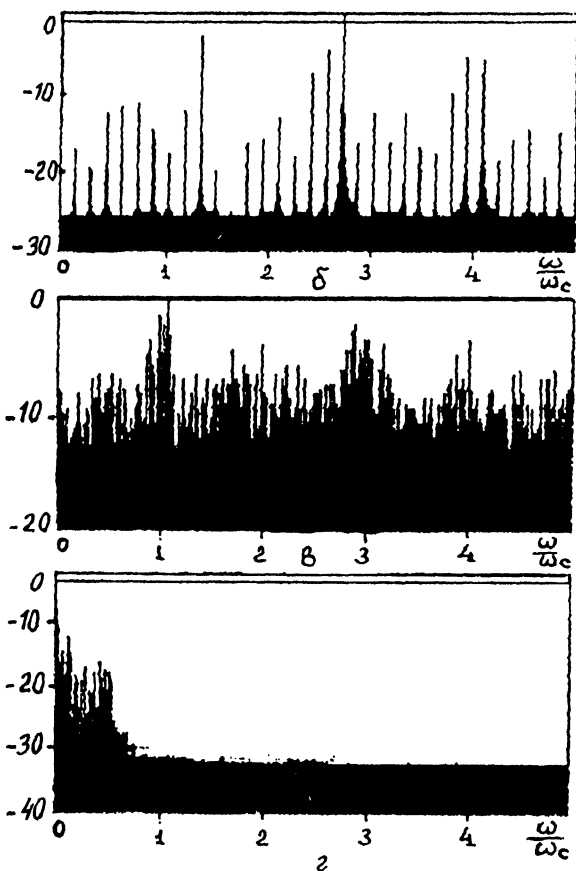


Рис. 1 (продолжение).

Рассмотрены следующие два варианта: а) $L_e \ll L_d$ и б) $L_e = L_d$, где L_e — длина эмитирующей части катода. Результаты расчетов показали следующее (см. рис. 1).

В случае $L_e \ll L_d$ с ростом L_d в электронном потоке первоначально возбуждаются периодические колебания (рис. 1, а), а затем возникает регулярная атомодуляция (рис. 1, б). Число атомодуляционных компонент сначала растет, потом уменьшается. Все наблюдается несколько

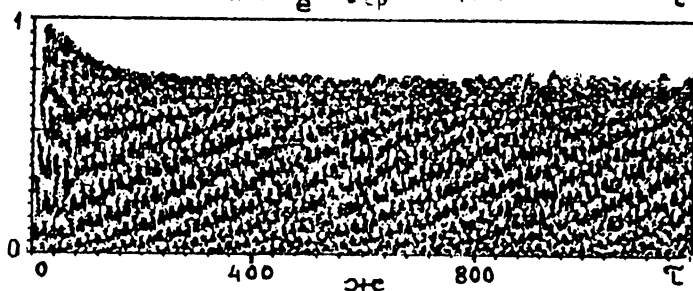
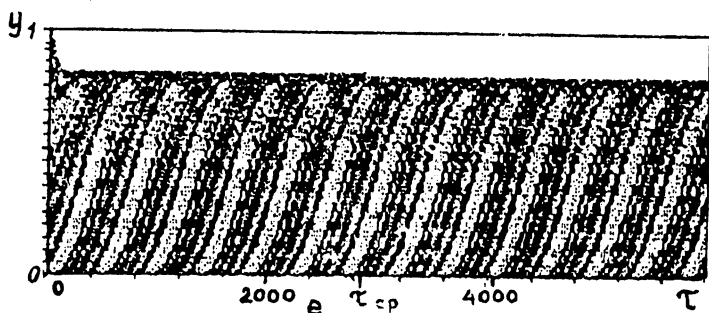
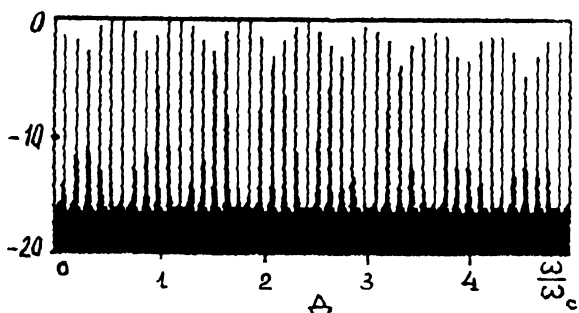


Рис. 1 (продолжение).

таких сгущений и разрежений автомодуляционных компонент в спектре. При некотором значении $L_d = L_{cp}$ происходит срыв автомодуляции, когда колебания тока по истечении некоторого временного интервала $4\tau = \tau_{cp}$ прекращаются. При дальнейшем увеличении L_d в потоке возникают интенсивные широкополосные хаотические колебания (рис. 1, в), завершающие последовательность колебательных состояний. Хаотические колебания этой области раз-

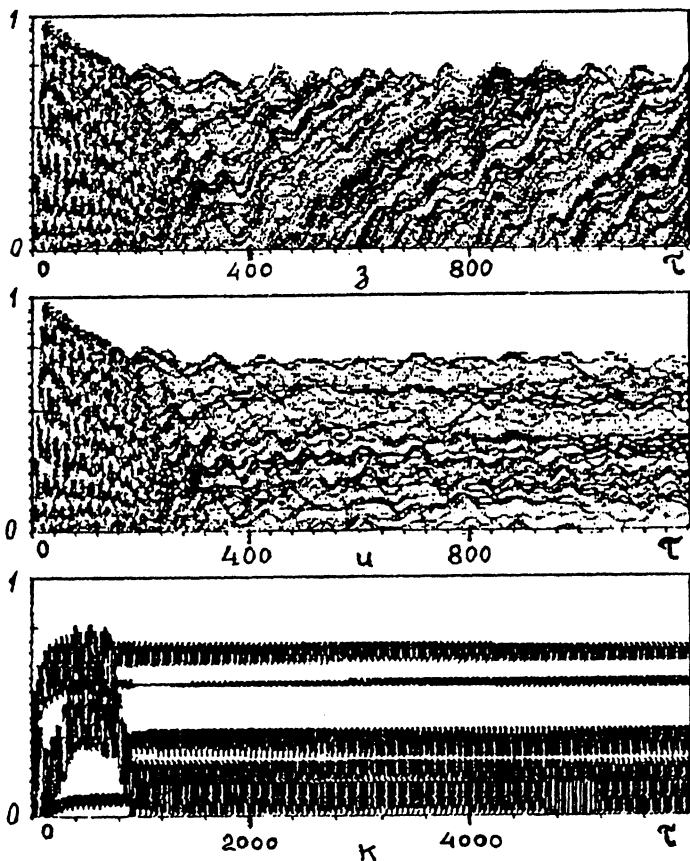


Рис. 1 (продолжение).

витого хаоса возбуждаются в чрезвычайно широком частотном интервале ($0 < \omega < 5\omega_c$ при выбранных параметрах модели). Их спектральная плотность на 80–100 дБ превышает спектральную плотность дробового шума.

Последовательность колебательных состояний в случае $L_e = L_d$ полностью соответствует сценарию рис. 1, а–в, отличаясь в основном количеством разряжений и сгущений автомодуляционных компонент. Эта последователь-

ность также завершается областью развитого хаоса со спектральной характеристикой типа рис. 1, в. Ее особенностью является смещение максимума спектральной плотности в область частот $\omega < \omega_c$ (рис. 1, г).

Последовательность колебательных состояний в потоке при фиксированном значении L_d и меняющейся величине I_0 в широком интервале ее изменения аналогична приведенной выше. При очень больших значениях тока начальной эмиссии $I_0 > 10$ А наблюдался срыв хаотических колебаний в автомодуляционные увеличенным пространственным зарядом, проиллюстрированный рис. 1, д для диода, когда $L_e = L_d \rightarrow \infty$.

Детальный анализ электронных траекторий в потоке показывает, что хаотизация колебаний связана со сложным нерегулярным движением больших групп заряженных частиц (рис. 1, е-к). Режим автомодуляции обусловлен колебаниями частиц, образующих характерный слой вблизи верхней границы потока (см. рис. 1, е при $\tau < \tau_{cp}$). Увеличение L_d приводит к хаотизации движения электронов в этом слое (рис. 1, ж) с его постепенным расширением на всю толщину потока. В результате в потоке возникают интенсивные хаотические колебания частиц в поперечном направлении (рис. 1, з). При дальнейшем увеличении L_d или I_0 часть потока переходит в бриллюэновское состояние, однако хаотическое поперечное движение в потоке также присутствует (рис. 1, и). Для режима срыва развитого хаоса при большом пространственном заряде типично уменьшение тока, проиллюстрированное на рис. 1, к.

Возможность генерации интенсивных хаотических колебаний в рассматриваемой системе изучалась на двух экспериментальных макетах с протяженными электронными потоками, выполненными на конструктивных элементах амплитрона (макет № 1) и ЛБВМ (макет № 2). В обоих макетах, сконструированных по типу усилителей переменной СВЧ составляющей тока пучка, обеспечены достаточная протяженность эмиттера или участка дрейфа и подавление регулярных колебаний, возбуждающихся за счет отражений, переизлучения быстрых волн, замкнутости электронного потока и препятствующих усилению шумов потока. Колебания, возбуждаемые в электронном потоке, усиливались за счет его взаимодействия с СВЧ полем электродинамической системы каждого из макетов, играющей роль активного фильтра. В обоих макетах выполнялись условия $L_e = L_d \gg l_c$, где l_c — длина циклоиды при заданных значениях анодного напряжения u_a и магнитной индукции B_0 . В макете № 1 наблюдались интенсивные хаотические колебания, усиленные в полосе частот $\Delta f = f_2 - f_1$ за счет взаимодействия как с прямой (режим ультрона), так и с обратной волной, в виде отдельных зон генерации, чередующихся при

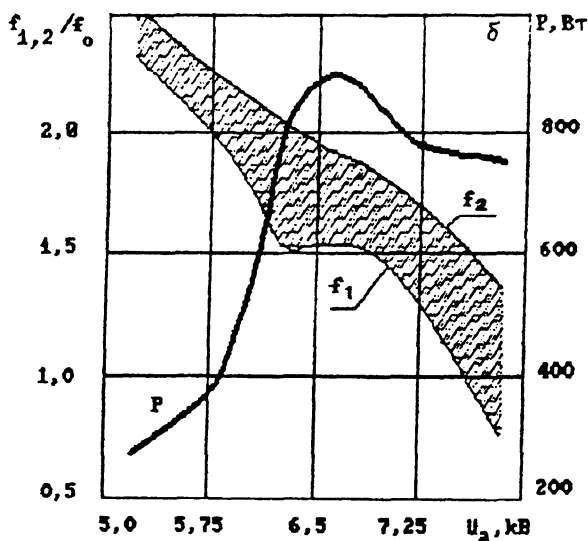
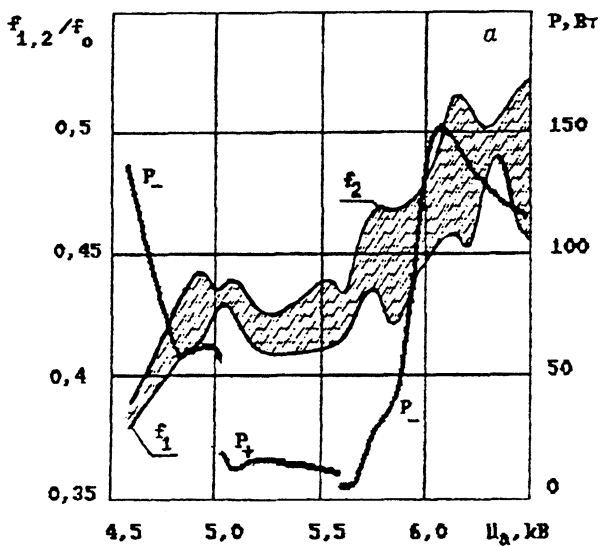


Рис. 2. Области частот (заштрихованы) и выходные мощности P СВЧ шума, наблюдаемые в натуральных экспериментах в макете № 1 (а) и № 2 (б). $f_{1,2}$ — граничные частоты спектров хаотических колебаний; f_0 — нормировочная частота; знаки “+” и “-” соответствуют взаимодействию на прямой или обратной гармонике в макете № 1.

изменении анодного напряжения (рис. 2, а). В макете № 2 наблюдается широкая зона генерации хаотических колебаний (рис. 2, б), обусловленная взаимодействием широкополосных хаотических колебаний тока пучка с наведенным им полем прямой волны. Аналогичные колебания в макете № 2 наблюдались и в случае $L_e \ll L_d, L_d \gg l_c$.

Таким образом, численные и натурные эксперименты показали, что интенсивные широкополосные хаотические колебания являются свойством протяженных потоков заряженных частиц в скрещенных полях при ограничении тока пространственным зарядом и могут возникать как при достаточной протяженности эмиттера, так и при большой протяженности области дрейфа. Наблюдаемые эффекты могут быть использованы для создания новых типов источников СВЧ и КВЧ шумов, а также для снижения уровня шумов в электронных потоках.

Авторы выражают благодарность И.А. Каржавину, совместно с которым выполнены исследования прямошумовых амплитронов и ультронов.

Список литературы

- [1] Железовский Е.Е. // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (5-я зимняя школа-семинар для инженеров). Саратов: Изд-во Сар. гос. университета, 1980. Кн. 5. С. 177-186.
- [2] Железовский Е.Е., Надолинский Б.Ф. // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 9. С. 1903-1909.
- [3] Железовский Е.Е. // ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 7. С. 1389-1395.
- [4] Brillouin L. // Advance in Electronics. V. 3. New York, 1951. PP.85-144.
- [5] Банеман// Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. Т. 1. С. 179-203.

Поступило в Редакцию
15 марта 1995 г.