

*А.В. ГРИЦУНОВ, д-р физ.-мат. наук, И.Н. БОНДАРЕНКО, д-р физ.-мат. наук,
А.В. БОРОДИН, М.А. КОПОТЬ, Л.И. СВИДЕРСКАЯ, канд. физ.-мат. наук*

СПЕКТРАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ СВЧ-ПРИБОРОВ С ПРОДОЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Введение

Теоретический анализ усиления немонохроматических сигналов электронными пучками в направляющих электродинамических системах (ЭС) является достаточно актуальным. Этот анализ необходим для обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных устройств, разработки высокоскоростных высокомошных передатчиков с вакуумными оконечными усилителями и т.д. Особое внимание должно быть уделено усилению широкополосных и сверхширокополосных электромагнитных импульсов, которые становятся все более важными в системах радиолокации и передачи данных, наземной и космической цифровой связи военного и гражданского назначения.

Например, вакуумные приборы О-типа (ЛБВ и широкополосные клистроны) могут на сегодняшний день обеспечить средний уровень выходной мощности в сотни ватт и пиковые уровни мощности в несколько киловатт в частотном диапазоне до 5 ГГц и выше [1]. Кроме того, линейность вакуумных усилителей мощности значительно выше транзисторных благодаря работе их в режиме, далеком от насыщения, а также оптимизации конструкции СВЧ-прибора в целом. Указанные преимущества обеспечивают возможность эффективного использования вакуумных приборов О-типа в качестве оконечных усилителей передающих станций наземных и передвижных систем связи нового поколения. Немаловажную роль играет также относительная дешевизна и надежность таких приборов, достигаемая за счет использования при их изготовлении традиционных, усовершенствованных за предшествующие десятилетия технологий.

Сказанное означает актуальность продолжения теоретических исследований механизмов продольного взаимодействия и разработки современных моделей вакуумных СВЧ-приборов О-типа. Традиционные методы моделирования негармонических процессов в СВЧ-электронике, известные как многочастотные подходы, не обеспечивают адекватного решения проблемы анализа и оптимизации частотных характеристик усилительных систем. Такие модели ограничены учетом дискретных спектральных компонент сигналов, причем частоты учитываемых гармоник должны определяться заранее. Увеличение количества этих гармоник требует дополнительных вычислительных ресурсов.

Альтернативный спектральный подход к моделированию вакуумных микроволновых усилительных и генераторных устройств описан в [2]. Обратное преобразование Фурье применяется к входному сигналу, заданному в частотной области. Затем моделируется передача синтезированной негармонической волны через ЭС с учетом нелинейного взаимодействия волны и электронного пучка. Спектральный анализ применяется ко временной выборке выходного сигнала для получения частотного представления одного из них. Этот подход позволяет выполнять численное моделирование усиления частотного континуума сигналов в ЭС различных СВЧ-приборов. Подобные алгоритмы разработаны в конце 1990-х – начале 2000-х гг. для приборов со скрещенными полями [3]. Однако попытка адаптации их к приборам О-типа столкнулась с рядом затруднений, вызванных различиями в геометрии пространства взаимодействия, конструкциях используемых ЭС, методах ввода электронного потока и т.п. Тем не менее, эти трудности преодолимы.

Цель статьи – разработка корректного и эффективного алгоритма спектрального моделирования СВЧ-приборов с продольным взаимодействием (ламп бегущей волны и однолучевых клистронов), пригодного для использования в нестационарных и спектральных моделях инженерного назначения.

Общее описание спектральных моделей

Алгоритм спектрального моделирования вакуумных СВЧ-приборов (независимо от их типа) достаточно подробно изложен в литературе (см., например, [2]). С практической точки зрения его важнейшей особенностью является то, что вместо анализа отдельных априорно выбранных гармоник нелинейного процесса взаимодействия электромагнитной волны с электронным потоком анализируется континуум частот с априорно выбранными границами. Это позволяет не строить заранее модели спектра указанного процесса, ограничившись предположением о рамках существенного для того или иного исследования частотного диапазона. Поэтому здесь уделим внимание описанию конкретной модели, разрабатываемой для решения специфических научных и технических задач. Начнем, как обычно, с выбранных приближений и допущений. Главным из них является азимутальная однородность всех физических полей. Это означает, что:

- геометрия системы предполагается азимутально-симметричной;
- распределение объемного заряда $\rho(z, r, \varphi)$ в пространстве взаимодействия однородно в азимутальном направлении ($\partial\rho/\partial\varphi \equiv 0$);
- распределение скалярного потенциала $u(z, r, \varphi)$ в системе также азимутально-симметрично (это вытекает из предыдущих двух положений);
- распределение индукции внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0(z, r, \varphi)$ в системе азимутально симметрично ($\partial\mathbf{B}_0/\partial\varphi \equiv 0$);
- индукция внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0(z, r, \varphi)$, создаваемого фокусирующим соленоидом, постоянна во всей моделируемой области ($\partial\mathbf{B}_0/\partial z \equiv 0$, $\partial\mathbf{B}_0/\partial r \equiv 0$, $\partial\mathbf{B}_0/\partial\varphi \equiv 0$). Из равенства нулю дивергенции магнитного поля ($\text{div}\mathbf{B}_0 \equiv 0$) следует, что данное поле не имеет радиальной составляющей ($B_{0r} \equiv 0$). Азимутальная составляющая его также равна нулю ($B_{0\varphi} \equiv 0$), что следует из предыдущего пункта.

Предположение об азимутальной симметрии системы позволяет свести первоначально трехмерную задачу к так называемой размерности «2.5D», оставив для рассмотрения только аксиальную z и радиальную r координаты при расчете полей, однако сохранив все три координаты при моделировании динамики электронного потока. Это существенно снижает требуемый объем вычислений, главным образом за счет уменьшения суммарного числа узлов пространственной сети дискретизации при решении уравнения Пуассона для потенциала в пространстве системы.

В то же время такое приближение ограничивает полноту и достоверность получаемых результатов. В частности, оно не позволяет учесть двух важных явлений:

- возникновения азимутальной турбулентности электронного потока вследствие перекоса фокусирующей системы и взаимодействия электронов с высокочастотным полем спиральной ЭС;
- азимутальных колебаний пространственного заряда, приводящих к появлению различных группировок потока в данном направлении и нарушающих цилиндрическую форму электронного пучка, движущегося внутри замедляющей системы. Поэтому модель размерности 2.5D рассматривается как промежуточная.

К числу других существенных приближений следует отнести:

- игнорирование релятивистских эффектов и магнитного поля, создаваемого движущимися в вакууме свободными зарядами;
- приближение непрерывности (континуальности) структуры спиральной ЭС ЛБВ. Это означает, что уравнение возбуждения электромагнитного сигнала в ЭС записывается и решается в виде дифференциального уравнения в частных производных [4]. Напротив, в спектральных моделях клистронов для этой цели используется система обыкновенных дифференциальных уравнений для потенциалов в отдельных резонаторах типовой ЭС. Согласно

классификации, принятой в работе [2], такие приближения позволяют говорить о спектральных моделях первого и второго уровней соответственно.

Как и во всех алгоритмах вычислительного эксперимента, моделирование физических процессов по необходимости сопряжено с принятием на каждом этапе прочих допущений, которые, тем не менее, не являются столь фундаментальными, как вышеперечисленные, поэтому выходят за рамки статьи.

Динамика электронного потока

Как отмечалось выше, реализованные в настоящее время спектральные модели ЛБВ и клистронов относятся к классу так называемых 2.5D моделей [5]. Это означает, что анализ траекторий электронов осуществляется в трехмерном пространстве, в то время как расчет полей производится в двумерном (z, r) приближении. Для нестационарного моделирования динамики электронных процессов в моделях используется цилиндрическая система координат (рис. 1). В предположении равенства нулю азимутальной составляющей электрического поля уравнения движения электрона для такой системы имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z}{dt^2} &= |\eta| E_z ; \\ \frac{d^2 r}{dt^2} &= |\eta| E_r + r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 + |\eta| B_0 r \frac{d\varphi}{dt} ; \\ r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} &= -|\eta| B_0 \frac{dr}{dt} - \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} , \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{E}(t, z, r)$ – вектор напряженности электрического поля; η – отношение заряда электрона к его массе. Обратите внимание, что в (1) не фигурирует азимутальная составляющая напряженности электрического поля, что соответствует вышеуказанной размерности модели.

Для решения этой системы целесообразно использовать многократно апробированный в аналогичных моделях приборов М-типа метод Рунге-Кутты четвертого порядка, достоинствами которого является «самостартуемость» и значительно меньшее, чем у метода Адамса того же порядка, количество переменных для каждой частицы, хранимых в оперативной памяти ЭВМ.

Характерной особенностью использования цилиндрической системы координат в односвязных областях взаимодействия приборов О-типа является сингулярность системы (1) при $r \rightarrow 0$. В описываемых моделях данная сингулярность обходится путем перехода к аналитическому решению указанной системы в цилиндрической области пространства радиусом в одну ячейку сети дискретизации, окружающей ось.

В целом же, если не учитывать отличие методов ввода заряженных частиц в пространство взаимодействия, алгоритмы моделирования динамики электронного потока в приборах О-типа при использовании подхода Лагранжа практически не отличаются от соответствующих алгоритмов для систем со скрещенными полями [3]. Основное различие в моделях имеет место в части, касающейся расчета электромагнитных полей.

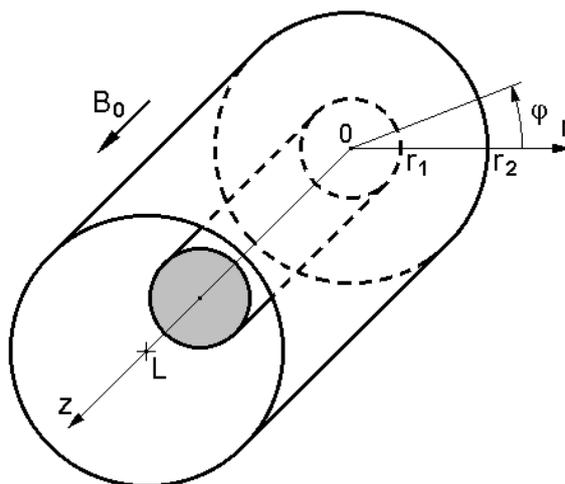


Рис. 1

Моделирование электромагнитных полей

Рассмотрим вначале алгоритмы расчета соленоидальных полей ЭС. В качестве основных переменных при моделировании этих полей используются компоненты векторного потенциала $\mathbf{A}(t, z, r)$. Для ЛБВ данный потенциал раскладывается в ряд Тейлора по так называемым регулярным модам спиральной ЭС $\mathbf{A}_r(z, r, \beta)$ [4], определяемым как комплексные огибающие собственных видов колебаний этой системы $\mathbf{A}_e(z, r, \beta)$ в ее продольном направлении:

$$\mathbf{A}_e(z, r, \beta) = \mathbf{A}_r(z, r, \beta) \exp(-i\beta z); \quad \mathbf{A}_r(z, r, \beta) = \mathbf{A}_e(z, r, \beta) \exp(i\beta z).$$

Здесь $-\pi/D \leq \beta \leq \pi/D$ – продольное волновое число (постоянная распространения) моды; D – период ЭС. Обобщенное волновое уравнение для амплитуд регулярных мод $u_r(t, z)$ имеет вид [4]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial}{\partial t} \left(\delta_{e0} u_{rq} - \frac{1}{2} \frac{d^2 \delta_{e0}}{d\beta^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + \frac{1}{24} \frac{d^4 \delta_{e0}}{d\beta^4} \frac{\partial^4 u_r}{\partial z^4} - \dots \right) + (\omega_e^2)_0 u_r - \\ & - \frac{1}{2} \frac{d^2 (\omega_e^2)_0}{d\beta^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + \frac{1}{24} \frac{d^4 (\omega_e^2)_0}{d\beta^4} \frac{\partial^4 u_r}{\partial z^4} - \dots = \\ & = \frac{1}{2D} \int_{z-D/2}^{z+D/2} d\zeta \int_{S_\perp} dx dy \left[\frac{\mathbf{A}_{r0}^*(x, y, \zeta)}{\tilde{W}_{r0}} \mathbf{j}(t, x, y, \zeta) - i \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{\mathbf{A}_r^*}{\tilde{W}_r} \right)_0 \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial z} - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \left(\frac{\mathbf{A}_r^*}{\tilde{W}_r} \right)_0 \frac{\partial^2 \mathbf{j}}{\partial z^2} + \frac{i}{6} \frac{\partial^3}{\partial \beta^3} \left(\frac{\mathbf{A}_r^*}{\tilde{W}_r} \right)_0 \frac{\partial^3 \mathbf{j}}{\partial z^3} + \frac{1}{24} \frac{\partial^4}{\partial \beta^4} \left(\frac{\mathbf{A}_r^*}{\tilde{W}_r} \right)_0 \frac{\partial^4 \mathbf{j}}{\partial z^4} - \dots \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где $\mathbf{j}(t, z, r)$ – вектор плотности тока; $\omega_e(\beta)$ и $\delta_e(\beta)$ – собственная частота и коэффициент затухания рассматриваемого вида колебаний ЭС $\mathbf{A}_e(z, r, \beta)$ соответственно; $\tilde{W}_r(\beta)$ – так называемая погонная единичная псевдоэнергия векторного потенциала регулярной моды ЭС $\mathbf{A}_r(z, r, \beta)$ [4]; S_\perp – поперечное сечение системы. Индекс 0 означает, что соответствующая величина вычисляется при $\beta = 0$.

Численная методика решения уравнения (2) описана в [6]. Отметим, что за время, прошедшее с момента написания указанной статьи, стало очевидным несовершенство предлагаемой в ней явной трехслойной схемы, в связи с чем замена ее на неявную схему, обладающую большей вычислительной устойчивостью, входит в число первоочередных задач.

Для клистронов векторный потенциал $\mathbf{A}(t, z, r)$ раскладывается в обобщенный ряд Фурье по парциальным функциям резонаторной ЭС $\mathbf{A}_{pn}(z, r)$ [4], определяемым как дискретное преобразование Фурье собственных видов колебаний этой системы $\mathbf{A}_{em}(z, r)$ в ее продольном направлении:

$$\mathbf{A}_{em}(z, r) = \sum_{n=0}^{N-1} \mathbf{A}_{pn}(z, r) \exp\left(-i \frac{2\pi mn}{N}\right); \quad \mathbf{A}_{pn}(z, r) = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} \mathbf{A}_{em}(z, r) \exp\left(i \frac{2\pi mn}{N}\right),$$

где N – количество резонаторов в ЭС. Матричное уравнение возбуждения для вектора из N амплитуд парциальных мод $\mathbf{u}_p(t)$ имеет вид [4]:

$$\frac{d^2 \mathbf{u}_p}{dt^2} + 2 [\delta_p]^T \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} + [\omega_p^2]^T \mathbf{u}_p = \frac{1}{2} [\tilde{W}_p]^{-1} \int_L dz \int_{S_\perp} dx dy \mathbf{A}_{pn}(z, r) \mathbf{j}(t, z, r) \quad (3)$$

где $[\omega_p^2]$ и $[\delta_p]$ – матрицы $N \times N$ квадратов парциальных частот и парциальных коэффициентов затухания ЭС соответственно; $[\tilde{W}_p]$ – матрица $N \times N$ так называемых единичных псевдоэнергий парциальных мод ЭС [4]; L – длина системы (рис. 1). Верхний индекс T означает транспонирование матрицы.

Численная методика решения уравнения (3) описана в [3]. Она основана на использовании метода Адамса – Башфорта четвертого порядка. Предварительно (3) преобразуется в систему из двух уравнений первого порядка. В конце итераций значение правой части уравнения еще раз корректируется для использования его на следующих временных шагах (так называемая схема Р(ЕС)^мЕ).

Квазистатический скалярный потенциал электрического поля в системе $u(z, r)$ описывается уравнением Пуассона, которое для цилиндрических координат в двумерном приближении имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\rho(z, r)}{\varepsilon_0}, \quad (4)$$

где ρ – функция распределения плотности объемного заряда в пространстве прибора; ε_0 – электрическая постоянная. Для решения эллиптического уравнения (4) авторами предложено использовать разложение потенциала по собственным функциям цилиндрической системы (Eigenfunction Decomposition, ED) с вычислением амплитуд гармоник непосредственно из условия их ортогональности. Данный метод не относится к сеточным, являясь, скорее, интегральным. Для достижения оптимального быстродействия алгоритма метод ED применяется лишь к радиальной координате, в то время как по двум остальным предлагается использовать дискретное преобразование Фурье. Поэтому такую комбинацию вычислений предложено именовать FAED (Fourier Analysis and Eigenfunction Decomposition). Подробное описание метода FAED приведено в статье [7].

Составляющие напряженности потенциального электрического поля в узлах сети дискретизации находятся путем дифференцирования потенциала u по формулам

$$E_z(t, z, r) = - \frac{\partial u(t, z, r)}{\partial z}; \quad E_r(t, z, r) = - \frac{\partial u(t, z, r)}{\partial r}.$$

Остается рассмотреть алгоритмы преобразования различных координат моделей (перехода от переменных Эйлера к переменным Лагранжа и наоборот). Интерполяция составляющих напряженности электрического поля из узлов сети дискретизации в места расположения макрочастиц выполняется методом PWS (Polynomials with Smoothing) [8], достоинства которого по сравнению с распространенным методом CIC (Clouds In Cells) [5] являются быстрота и сглаживание не только пространственных, но и временных флуктуаций заряда. Интерполирующий полином в этом методе имеет вид

$$\mathbf{E}(t, z, r) = \mathbf{PE}_0 + \mathbf{PE}_t(t - t_0) + \mathbf{PE}_z(z - z_0) + \mathbf{PE}_r(r - r_0), \quad (5)$$

где $\mathbf{PE}_0, \mathbf{PE}_t, \mathbf{PE}_z, \mathbf{PE}_r$ – коэффициенты полинома; t_0, z_0, r_0 – координаты центра пространственно-временной ячейки сети дискретизации, в которой находится частица.

Коэффициенты полинома находятся по формулам:

$$\begin{aligned} \mathbf{PE}_0 &= (+\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 + \mathbf{E}_4 + \mathbf{E}_5 + \mathbf{E}_6 + \mathbf{E}_7) / 8; \\ \mathbf{PE}_t &= (-\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 - \mathbf{E}_4 + \mathbf{E}_5 - \mathbf{E}_6 + \mathbf{E}_7) / 4\Delta t; \\ \mathbf{PE}_z &= (-\mathbf{E}_0 - \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 - \mathbf{E}_4 - \mathbf{E}_5 + \mathbf{E}_6 + \mathbf{E}_7) / 4\Delta z; \\ \mathbf{PE}_r &= (-\mathbf{E}_0 - \mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_3 + \mathbf{E}_4 + \mathbf{E}_5 + \mathbf{E}_6 + \mathbf{E}_7) / 4\Delta r, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\Delta t, \Delta z, \Delta r$ – размеры пространственно-временной ячейки по соответствующим координатам. В формуле (6) нумерация окружающих ячейку узлов сети, в которых вычисляются поля $\mathbf{E}_0 \dots \mathbf{E}_7$ – двоичная, согласно шаблону RZT. Узлу с меньшим значением той или иной координаты присваивается номер 0, узлу с большей координатой – значение 1 (рис. 2).

Экстраполяция координат макрочастиц на конец следующего временного шага для последующего расчета полей осуществляется модифицированным методом Эйлера (второй порядок точности для координат):

$$\mathbf{v}_X = \mathbf{v}_E + (\mathbf{v}_E - \mathbf{v}_B);$$

$$\mathbf{r}_X = \mathbf{r}_E + (\mathbf{v}_E + \mathbf{v}_X)\Delta t / 2,$$

где B – индекс, соответствующий началу текущего шага; E – индекс, соответствующий концу текущего шага (началу следующего); X – индекс, соответствующий концу следующего шага.

Достоинством метода PWS является быстродействие и отсутствие необходимости в резервировании дополнительной памяти для координат и составляющих скоростей.

Во избежание «самодействия» частиц, т.е. нефизичного ускорения их под влиянием собственного кулоновского поля, формирование функции распределения объемного заряда ρ на основе координат всех макрочастиц в системе по состоянию на конец текущего временного шага, а также на конец следующего шага необходимо проводить по формулам, обратным интерполяционным для электрического поля (5). Как следует из литературы (см., например, [5]), это автоматически гарантирует отсутствие самодействия. Весовые коэффициенты для раздачи заряда в соответствующие узлы сети дискретизации методом PWS имеют вид:

$$W_0 = 1/8 - (t - t_0) / 4\Delta t - (z - z_0) / 4\Delta z - (r - r_0) / 4\Delta r;$$

$$W_1 = 1/8 + (t - t_0) / 4\Delta t - (z - z_0) / 4\Delta z - (r - r_0) / 4\Delta r;$$

$$W_2 = 1/8 - (t - t_0) / 4\Delta t + (z - z_0) / 4\Delta z - (r - r_0) / 4\Delta r;$$

$$W_3 = 1/8 + (t - t_0) / 4\Delta t + (z - z_0) / 4\Delta z - (r - r_0) / 4\Delta r;$$

...

$$W_7 = 1/8 + (t - t_0) / 4\Delta t + (z - z_0) / 4\Delta z + (r - r_0) / 4\Delta r.$$

Как показывает практика [3], метод PWS обеспечивает уровень шумов модели не хуже метода СИС, отличаясь от него меньшим числом операций на одну макрочастицу.

Спектральный анализ выходного сигнала

Алгоритмы спектрального анализа являются важнейшей составной частью спектральных моделей, отличая их от нестационарных. От выбора этих алгоритмов в значительной мере зависит эффективность моделирования, поскольку уменьшение длины временных выборок результатов при сохранении разрешающей способности метода в частотной области или (и) точности оценки частоты отдельных спектральных компонент позволяет существенно снизить затраты на проведение вычислительных работ.

В спектральных моделях ЛБВ и клистронов могут быть использованы те же алгоритмы спектрального и гармонического анализа, что и в моделях приборов М-типа. К ним относятся модифицированный ковариационный метод и метод Прони [9], а также специально разра-

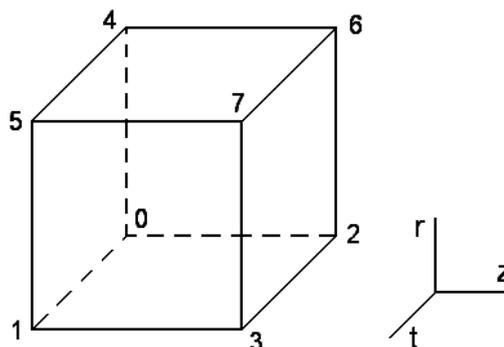


Рис. 2

ботанные для анализа возбуждающего тока алгоритмы гармонической интерполяции [10]. Их возможности, достоинства и недостатки в достаточной мере проанализированы в литературе (см., например, [3]).

Примеры результатов моделирования

Спектральное моделирование СВЧ-приборов с продольным взаимодействием является обширной научной проблемой, не уступающей по масштабам аналогичному моделированию приборов М-типа. На сегодняшний день получены лишь некоторые предварительные результаты, позволяющие оценить адекватность предложенных в статье моделей. На рис. 3 показана динамика электронного луча в статическом режиме ЛБВ Northrop-Grumman с выходной мощностью 200 Вт и средней частотой рабочего диапазона 4 ГГц [11]. Основные параметры ЛБВ следующие:

- радиус пучка $r_1 = 0,35$ мм;
- внутренний радиус ЭС $r_2 = 1,24$ мм;
- длина пространства взаимодействия $L = 100$ мм;
- ускоряющее напряжение $U_0 = 2,84$ кВ;
- ток пучка $I_0 = 0,17$ А;
- диапазон рабочих частот $f = 3,0 \dots 7,0$ ГГц;
- номинальная индукция магнитного поля $B_0 = 0,095$ Тл.

Рис. 3, *а* получен при пониженном значении индукции фокусирующего магнитного поля $B_0 = 0,045$ Тл, рис. 3, *б* – при номинальной индукции. Видно, что попытка уменьшить вес и внешний радиус прибора в целом за счет уменьшения индукции поля фокусирующей системы принципиально возможна, однако требует исследования влияния периодической статической модуляции радиуса луча на эффективность взаимодействия его с высокочастотным полем ЭС.

На рис. 4 приведены предварительные результаты моделирования динамических режимов однолучевого многорезонаторного пролетного клистрона с выходной мощностью 27 кВт и рабочей частотой 550 МГц (*а*) и указанной выше ЛБВ (*б*). Видна группировка электронного пучка в сгустки высокочастотным полем ЭС. Количество макропачиц, использованное в обоих расчетах, составляло порядка 10^5 .

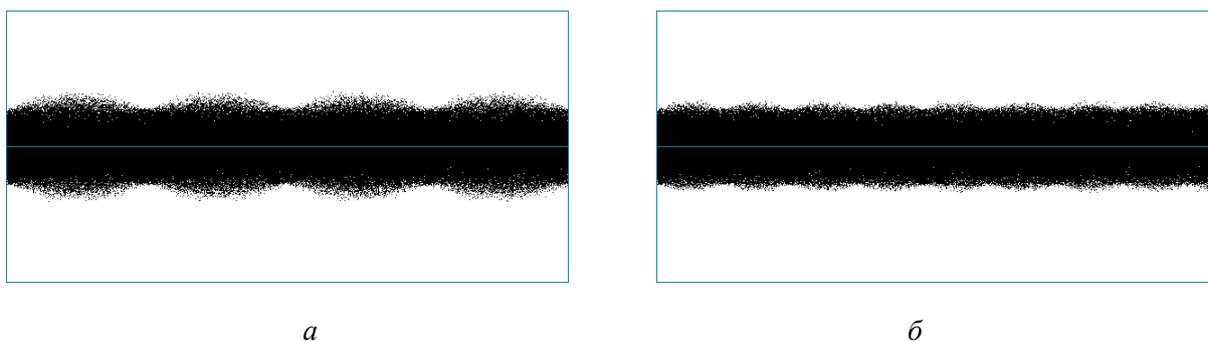


Рис. 3

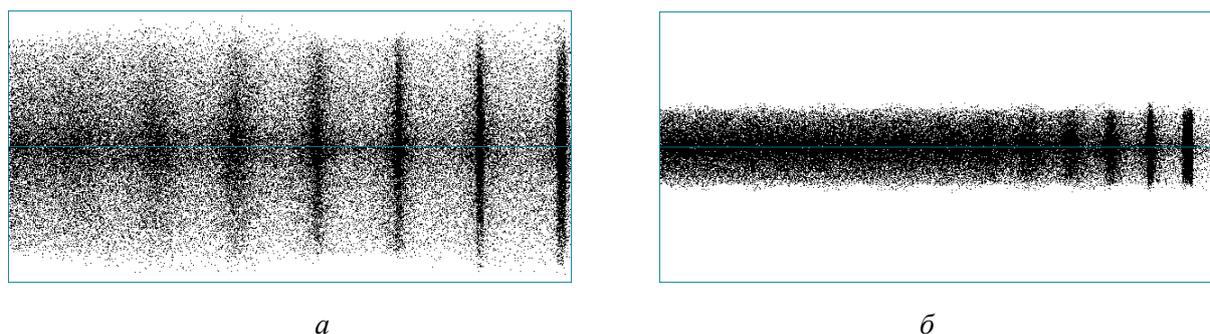


Рис. 4

Выводы

Разработанные спектральные модели однолучевых пролетных клистронов и ЛБВ предназначены для инженерного анализа и оптимизации спектральных характеристик широкого класса СВЧ-приборов, основанных на нелинейном продольном взаимодействии замедленной электромагнитной волны с электронным потоком. В отличие от существовавших ранее алгоритмов численного теоретического анализа аналогичных приборов, спектральный подход к моделированию дает возможность исследования континуальных спектров усиливаемых сигналов в сколь угодно широком частотном диапазоне (вплоть до сверхширокополосных и видеоимпульсов). Это открывает новые возможности для разработки и применения электровакуумных систем в ряде практически важных областей телекоммуникации и радиолокации.

Первоочередными направлениями дальнейших исследований следует считать:

- создание полностью трехмерных (3D) моделей;
- реализацию возможности анализа слабо нерегулярных (“tapered” [11]) в аксиальном направлении систем, поскольку такие системы предлагаются в качестве следующего этапа разработки ЛБВ и клистронов с оптимизированными параметрами и характеристиками;
- разработку неявных схем интегрирования дифференциальных уравнений высоких порядков в частных производных.

Список литературы:

1. Goebel D.M. Development of linear traveling wave tubes for telecommunications applications / D.M. Goebel, R.R. Liou, W.L. Menninger, X. Zhai, E.A. Adler // IEEE Trans. Electron Devices. 2001. V. 48, No. 1. P. 74-81.
2. Грицунов А.В. О спектральном подходе к моделированию СВЧ-приборов / А.В. Грицунов // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49, № 7. С. 882-885.
3. Грицунов А.В. Возбуждение электромагнитных колебаний произвольного спектрального состава замкнутыми электронными потоками в системах со скрещенными полями : автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 13.06.2006 / А.В. Грицунов. Харьков : ИРЭ НАНУ им. А.Я. Усикова, 2006. 36 с.
4. Грицунов А.В. Методы расчета нестационарных негармонических полей в направляющих электродинамических системах / А.В. Грицунов // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52, № 6. С. 645-661.
5. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. Москва : Энергоатомиздат, 1974. 224 с.
6. Васянович А.В. Моделирование распространения сверхширокополосных электромагнитных импульсов в дисперсных электродинамических линиях / А.В. Васянович, В.П. Герасимов, А.В. Грицунов, И.В. Руженцев // Радиотехника. 2007. Вып. 150. С. 55-59.
7. Грицунов А.В. К решению уравнения Пуассона для цилиндрической области взаимодействия / А.В. Грицунов, И.Н. Бондаренко, В.П. Карнаушенко, М.И. Пятайкина, А.В. Сова // Радиотехника. 2019. Вып. 196. С. 145-152.
8. Васянович А.В. Общие принципы построения спектральных моделей СВЧ-приборов / А.В. Васянович, А.В. Грицунов, А.Н. Никитенко, М.О. Хорунжий // Радиотехника. 2003. Вып. 131. С. 101-110.
9. Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. Москва : Мир, 1990. 584 с.
10. Gritsunov A.V. Harmonic Decomposition of an Exciting Current in Simulation of the Electron Devices / A.V. Gritsunov, L.Y. Turenko // Telecomm. and Radio Engineering. 2002. V. 58, No. 11-12. P. 56-67.
11. Freund H.P. Theory of helix traveling wave tubes with dielectric and vane loading / H.P. Freund, E.G. Zaidman, T.M. Antonsen, Jr. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3, No. 8. P. 3145-3161.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 02.06.2019