

М.В. Назарова, В.А. Солнцев

Московский государственный институт электроники и математики,
e-mail: av169543@comtv.ru

**МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОГО НЕСТАЦИОНАРНОГО
ДИСКРЕТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ
И ВОЛН ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ**

M.V. Nazarova, V.A. Solntsev

Moscow State Institute of Electronics and Mathematics

**THE MODEL OF NONLINEAR NON-STATIONARY DISCRETE
INTERACTION OF THE ELECTRON BEAMS WITH THE WAVES IN A
SLOW-WAVE STRUCTURE**

We describe the model of nonlinear non-stationary discrete electron-wave interaction in a finite segment of the slow-wave structure (SWS). It is based on the equation of excitation in the finite-differences 2-th order, which includes local coupling impedance and the electron beam current determined by averaging of local currents on the width of the gap. The method of large particles is used in current calculations. The algorithm and a results example are presented. The model can be used for simulating of the process of fixing of oscillations in the discrete SWS.

Для моделирования резонаторных и подобных им замедляющих систем (ЗС), в частности, вблизи границ полос пропускания, используется представление эквивалентными схемами или другими системами. В данном докладе рассматривается более общая модель нелинейного дискретного электронно-волнового взаимодействия в конечном отрезке ЗС с использованием уравнения возбуждения в конечных разностях 2-го порядка с локальным импедансом связи, который является ограниченной непрерывной функцией частоты внутри, вне и на границах полос пропускания [1, 2]. Задача решается на основе моделирования нестационарного процесса установления колебаний на отрезке ЗС, подобно исследованию процессов установления и хаотизации колебаний в ЛОВ, и при этом используется разностное уравнение возбуждения периодических волноводов нестационарным продольным током [3] и метод крупных частиц [4, 5].

Уравнение возбуждения из [3] без учета производной тока в правой части имеет вид

$$F_{q+1} \cdot e^{i\varphi_s} + F_{q-1} \cdot e^{-i\varphi_s} - 2F_q \cos\varphi_s + 2i\varepsilon\alpha \frac{dF_q}{d\tau} = -iZ_s \cdot I_q, \quad (1)$$

где φ_s - сдвиг фазы собственной волны ЗС на периоде при частоте ω_0 ;

$\varphi_e = h_e \cdot D$, h_e - электронное волновое число; D - период ЗС; ε - параметр усиления; $\tau = \varepsilon \omega_0 t$ - безразмерное медленное время; F_q , I_q - безразмерные поле и наведенный ток в q -м зазоре, $Z_s = 2 \varepsilon \varphi_e^2$ - нормированный локальный импеданс связи, параметр

$$\alpha = \omega_0 \cdot \frac{d\varphi_s}{d\omega} \sin \varphi_s \quad (2)$$

Для определения тока I_q в (1) решаются уравнения движения крупных частиц («электронов») для одномерной модели электронного потока без учета пространственного заряда

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} = -L^2 \left(1 + \varepsilon \frac{\partial u}{\partial \zeta}\right)^3 \cdot \operatorname{Re}[F_q \cdot \exp(-i \frac{L}{\varepsilon}(\zeta - \zeta_q) - iu)], \quad (3)$$

где $\zeta = z/l$ - безразмерная переменная; l - полная длина рассматриваемого отрезка ЗС; $L = \varepsilon \cdot h_e \cdot l$ - полная безразмерная длина отрезка ЗС; ζ_q - начало q -го зазора; $u = w_0(t - z/v_e)$ - фаза электронов. Полагается, что уравнение (3) записывается для каждого j -го электрона, $j=1, 2, \dots, N$, которые расставляются на периоде $2\pi/\omega_0$.

Безразмерный наведенный ток I_q в q -м зазоре определяется по фазам всех электронов $u(\zeta)$ в зазорах через первую гармонику конвекционного тока двумя интегралами: интегралом по зазору и интегралом по начальным фазам электронов u_0 для сечения ζ . Пусть $\theta = h_e \cdot d$ - угол пролета в зазоре, d - размер зазора, $x = \theta \cdot (z - z_q)/d$ - безразмерная координата внутри зазора, $0 \leq x \leq \theta$, и тогда, используя x , ток в зазоре I_q можно записать как

$$I_q = \frac{1}{\theta} \int_0^\theta I \cdot e^{i \cdot x} dx, \quad \text{где} \quad I = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N e^{i u_j}. \quad (4)$$

Последняя сумма записана вместо интеграла по начальным фазам и используется для вычислений ВЧ-тока электронного пучка.

Уравнения возбуждения (1), движения (3) для $u \equiv u_j$ и формулы для токов (4) образуют замкнутую систему, описывающую нелинейное нестационарное дискретное взаимодействие электронного потока с электромагнитным полем ЗС. Задавая начальные и граничные условия, можно моделировать процесс установления для нелинейного режима.

Уравнение возбуждения (1) определяет суммарное поле в зазорах, являющееся суммой прямой и отраженной волн. Для выделения этих волн в первом ($q=1$) и последнем зазорах ($q=Q$) используем отношения $G1 = F_2 / F_1$ и $GQ = F_Q / F_{Q-1}$, где нижний индекс u поля соответствует номеру зазора. Можно записать выражения, позволяющие в отсутствие

тока и производной в (1) по известным значениям $G1$, GQ вычислить коэффициенты отражения $\Gamma1$ и ΓQ . Будем считать коэффициент $G1$ заданным. Для вычисления коэффициента отражения ΓQ по значению отношения GQ добавим в конце ЗС два зазора без тока и используем отношение полей в этих зазорах.

Рассмотрим основные этапы алгоритма. Пусть имеем периодическую ЗС с Q зазорами, заданы размеры зазора и пространства дрейфа, значения φ_e , φ_s , ε , α , L , выбраны область моделирования и параметры дискретизации: шаг по времени τ , количество электронов на периоде N , шаг h по переменной ζ для уравнений движения в зазоре. Движение электронов в каждом пространстве дрейфа без учета поля пространственного заряда будет равномерным со скоростью, соответствующей его началу. Заданы также амплитуда падающей волны на входе $F0$ и коэффициент отражения $\Gamma1$, которые определяют отношение $G1$ и суммарные поля F_1 , F_2 в двух первых зазорах. Начальные значения полей во всех зазорах вычисляются в соответствии с (1) без тока и производной.

В зазорах с номерами $q > 2$ для производной в (1) используем разность значений на двух соседних временных слоях для моментов τ и $(\tau - \tau)$. Тогда (1) можно записать в виде формулы для определения F_q по двум предшествующим зазорам в момент τ и полю $\overline{F}_{q-1}$ в зазоре (q-1) в момент $(\tau - \tau)$

$$F_q = (b \cdot F_{q-1} - F_{q-2} \cdot e^{-i \cdot \varphi_e} + c \cdot \overline{F}_{q-1} - i Z_s \cdot I_{q-1}) \cdot e^{-i \cdot \varphi_e}, \quad (5)$$

где $c = 2i \varepsilon \alpha / r$, $b = 2 \cdot \cos(\varphi_s) - c$.

Эта формула позволяет вычислить все значения поля для текущего слоя, при этом уравнения движения интегрируются с использованием значений поля с предыдущего временного слоя, ток вычисляется в каждом зазоре по полученным значениям фаз, т.е. также по полю предыдущего слоя. Программа, реализующая этот алгоритм, разработана в системе MathCAD.

Тестовый расчет установления поля F_q в зазорах, проведенный для входных параметров: $Q=10$, размер зазора $d=0,036$, период замедляющей системы $D=0,182$, $\varphi_e=3,64$, $\varphi_s=0,5$, $\varepsilon=0,05$, $\varepsilon \cdot \alpha=0,1$, $L=1$, $\Gamma1=0,567$, $F_1=1,5$, $N=12$, $h=0,006$, $r=1$, показал, что при выбранных параметрах стационарный режим наступает после нескольких шагов по времени.

Используя представленные модели, можно исследовать более сложные режимы установления колебаний в различных замедляющих системах с электронными потоками.

Библиографический список

1. Солнцев В.А. Анализ уравнений дискретного электронно-волнового взаимодействия и группировки электронных потоков в периодических и псевдопериодических замедляющих системах / В.А.Солнцев, Р.П. Колтунов // Радиотехника и электроника. 2008. Т.53. № 6. С. 738-751.
2. Мухин С.В. Исследование полосовых свойств локального импеданса связи замедляющих систем / С.В. Мухин, Д.Ю. Никонов, В.А. Солнцев // Радиотехника и электроника. 2008. Т.53. №10. С. 1324 -1332.
3. Солнцев В.А. Разностное уравнение возбуждения периодических волноводов нестационарным продольным током. / В.А. Солнцев // Актуальные проблемы электронного приборостроения: материалы Междунар. науч.-техн. конф. Саратов: ИЦ «Наука», 2010. С. 82-86.
4. Трубецков Д.И. Лекции по СВЧ-электронике для физиков: в 2 т. / Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. М.: Физматлит, 2003. Т.1. 496 с.
5. Мелихов В.О. Моделирование нестационарных процессов в лампе обратной волны с автомодуляцией эмиссии (карсинотроде) / В.О. Мелихов, М.В. Назарова, В.А. Солнцев // Радиотехника и электроника. 2009. Т.54. № 12. С. 1481-1490.

УДК 621.385.632

М.В. Назарова, В.А. Солнцев

Московский государственный институт электроники и математики,

e-mail: av169543@comtv.ru

ТРАЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ КАРСИНОТРОДА

M.V. Nazarova, V.A. Solntsev

Moscow State Institute of Electronics and Mathematics

TRAJECTORIES ANALYSIS FOR AN OPTIMAL REGIME OF CAR SINOTRODE

The non-stationary model and its program realization for simulating carsinotrodes show the opportunity of a considerable increase of the efficiency η . The four main parameters are chosen for the optimal variant with $\eta=82\%$ and the phase trajectories are presented for several time moments. The physical explanation of such high efficiency are considered.

Карсинотрод представляет собой лампу обратной волны (ЛОБ) с цепью катодной обратной связи (КОС), по которой мощность выходного сигнала ЛОБ полностью или частично передается на катод и модулирует электронный поток, влетающий в замедляющую систему (ЗС) [1].