

Рассмотренный алгоритм решения уравнения возбуждения второго порядка проверен с помощью реальной модели «крупных» частиц. На рисунке показано установление амплитуды колебаний в генераторе со скрещенными полями, рассчитанное решением уравнения второго порядка (кривая 1) по формуле (3). Приведена также временная зависимость амплитуды колебаний для этого же прибора, полученная на основе выражений (1) (кривая 2). Из сравнения графиков видно, что в случае анализа системы (1) кривая возбуждения запаздывает на несколько периодов сигнала, ее наклон меньше, чем при прямом решении уравнения второго порядка.

Таким образом, использование уравнения возбуждения второго порядка при моделировании переходных процессов в автогенераторах со скрещенными полями позволяет значительно повысить точность нахождения ВЧ-полей. Это особенно важно для моделирования многочастотных режимов с учетом конкурирующих видов колебаний, поскольку результат конкуренции в значительной мере зависит от скорости нарастания того или иного вида колебаний в приборе.

*Поступила в редколлегию 07.01.8*

УДК 621.385.64

*А. В. ВАСЯНОВИЧ, Г. И. ЧУРЮМОВ, канд. техн. наук*

#### **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДНОГО СПЕКТРА МАГНЕТРОННОГО УСИЛИТЕЛЯ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ МЕТОДОМ МАШИННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

Теоретическое исследование выходного спектра приборов обратной волны типа М относится к числу наиболее трудоемких, из-за сложного нелинейного характера протекающих электронно-волновых процессов и методологических трудностей, связанных с разработкой математической модели усилителя обратной волны [1—4]. Задача еще более усложняется при попытке рассмотреть многочастотный режим работы данных усилителей, например исследовать режим возбуждения высших временных гармоник (ВВГ) основного сигнала. Способ и построение математической модели в этом случае для анализа многочастотного взаимодействия предложен в работах [5; 6]. Однако отсутствие практических результатов счета свидетельствует о том, что еще не все вопросы, связанные с реализацией указанных математических моделей, решены.

В статье основное внимание обращается на практические результаты исследований режима многочастотного взаимодействия в магнетронном усилителе обратной волны. В частности, изложены вопросы возбуждения гармонических составляющих основного (рабочего) сигнала, а также их зависимость от электрического режима работы прибора.



В качестве математической модели усилителя обратной волны используется многопериодная самосогласованная модель [6]. Практическая апробация указанной модели позволила уточнить некоторые аспекты построения ее алгоритма доработать методику моделирования. В основном данные изменения связаны с реализацией уравнения возбуждения, окончательная запись которого имеет следующий вид:

$$\frac{dA_n}{d\varphi} = \psi_n \sum_{\Delta V} \sum_T (U_r F'_n \sin \Phi_n^* + \Theta [R(1 - \varepsilon) + \varepsilon] \times \quad (1)$$

$$\times F_n^{\varphi} \cos \Phi_n^*);$$

$$\frac{d\Phi_n^*}{d\varphi} = \frac{\psi_n}{A_n} \sum_{\Delta V} \sum_T (U_r F'_n \cos \Phi_n^* - \Theta [R(1 - \varepsilon) + \varepsilon] \times \quad (2)$$

$$\times F_n^{\varphi} \sin \Phi_n^*);$$

$$\psi_n = \frac{Q_e \Omega \ln(r_a/r_k) \gamma_n^2 R_{св}(n)}{\Delta \varphi U_a H_t}$$

$$\Phi_n^* = n(\gamma \varphi - \omega t) + \Phi_n.$$

Здесь  $A_n = \frac{|C_n| \bar{E}_0 N_r \sin(\gamma_n \alpha)}{E_0^a \pi \gamma_n}$  — амплитуда ВЧ-волны на частоте  $n\omega$ ;

$\Phi_n^*$  — фаза волны на частоте  $n\omega$ ;  $R_{св}(n)$  — сопротивление связи на частоте  $n\omega$ ;  $\gamma_n$  — постоянная распространения ( $\gamma_n = n\gamma$ );  $R = \frac{r - r_k}{r_a - r_k}$ ;  $U_r$  — нормированная  $r$ -я составляющая ВЧ-скорости частиц;

$\Theta = \frac{\bar{\Omega}}{\Omega}$  — нормированная ВЧ-составляющая угловой скорости частиц

$Q_e$  — заряд крупной частицы;  $H_t = T/dt$ ;  $E_0^a = \frac{U_a}{r_a \ln(r_a/r_k)}$  — напряженность статического электрического поля на уровне анода ( $r = r_a$ );  $U_a$  — анодное направление;  $F_n^{\varphi}$  —  $r$ -я и  $\varphi$ -я структурные функции ВЧ поля;  $\omega_c = \eta B$  — циклотронная частота;  $\Delta \varphi = 2\pi/M$  — угловой размер сектора;  $\Omega$  — угловая скорость основной пространственной гармоник;  $\varepsilon = r_a/r_k$ .

Для определения значения амплитуд  $A_n$  и фаз  $\Phi_n^*$  основного сигнала и его гармоник рабиваем все пространство усилителя в азимутальном направлении на  $M$  одинаковых объемов (секторов)  $\Delta V = \frac{\pi(r_a^2 - r_k^2) \Delta x}{M}$ . Предполагая, что состояние замкнутого электронного потока (координаты и скорости «крупных» частиц) считается известным, переходим к решению системы уравнений возбуждения (1), (2) в каждом секторе  $\Delta V$ . В результате находятся и заносятся в память ЭВМ значения правых частей (1) и (2). Для уменьшений колебаний  $\frac{dA_n}{d\varphi}$  и  $\frac{d\Phi_n^*}{d\varphi}$ , связанных с дискретным представлением электронного

потока и пространства взаимодействия, их значения на каждом шаге решения накапливаются в течение периода фундаментальной частоты



$T = 2\pi/\omega$ , а затем усредняются (метод «скользящего» усреднения [5]). Тогда выражения для приращения амплитуды и фазы ВЧ волны в  $i$ -м секторе  $\Delta V^i$  можно записать в виде

$$\Delta A_n^i = \Delta\varphi \sum_{j=1}^i \left( \frac{dA_n}{d\varphi} \right)_j; (\Delta\Phi_n)^i = \Delta\varphi \sum_{j=1}^i \left( \frac{d\Phi_n}{d\varphi} \right)_j. \quad (3)$$

Суммирование в (3) производится от ВЧ входа до текущего объема  $j = i$ .

Определив значения  $\Delta A_n^i$  и  $(\Delta\Phi_n^i)^i$  для всех  $\Delta V^i$ , найдем новое распределение амплитуд и фаз сигнала основной частоты и его гармоник:

$$A_n^i = A_n^0 + \Delta A_n^i; (\Phi_n^*)^i = \Phi_n^0 + n(\gamma\varphi - \omega t) + (\Delta\Phi_n^i)^i, \quad (4)$$

где  $A_n^0$  — входная амплитуда ВЧ-волны на частоте  $n\omega$ ;  $\Phi_n^0$  — начальная фаза ВЧ-волны на частоте  $n\omega$ ;  $i = 1, \dots, L$ ;  $L$  — количество элементарных объемов в пространстве взаимодействия.

Нормированные составляющие напряженности ВЧ-поля запишем следующим образом:

$$\varepsilon_r = \frac{E_r}{E_0^a} \sum_n A_n F_n^r \sin \Phi_n^*; \varepsilon_\varphi = \frac{E_\varphi}{E_0^a} = \sum_n A_n F_n^\varphi \cos \Phi_n^*. \quad (5)$$

Вычисленные значения  $\varepsilon_r$  и  $\varepsilon_\varphi$  совместно со значениями соответствующих сил пространственного заряда подставляются в уравнение движения, и расчеты проводятся по алгоритму, подробно описанному в работе [6].

Разработанная на алгоритмическом языке ФОРТРАН программа требует 500 Кбайт оперативной памяти. Время счета одного шага решения многочастотной задачи (включая основной сигнал и три гармоники) при наличии в пространстве взаимодействия 4000—5000 частиц на ЭВМ ЕС 1050 равно 50 с. Это примерно на 20 % больше, чем аналогичный вариант, просчитанный в одночастотном приближении. При этом размер сетки для решения уравнения Пуассона выбирался равным 33x257. Решение задачи проводилось до момента установления стационарного состояния, когда основные физические параметры практически не меняются от шага к шагу.

В качестве метода решения уравнения движения выбирался метод Рунге — Кутты 4-го порядка. Шаг решения был равен  $\Delta T = \omega_c \Delta t = \pi/8$ .

**Анализ результатов.** Приступая к решению задачи, предполагаем, что постоянная распространения «холодных» ВЧ волн на частотах  $n\omega$  равна  $\gamma_n = n\gamma$ , а значение сопротивления связи для основного сигнала и его гармоник задавалось равным:  $R_{св}(1) = 60$ ;  $R_{св}(2) = 8$ ;  $R_{св}(3) = 1$ ;  $R_{св}(4) = 0,2$  Ом.

Результаты моделирования представлены на рис. 1,2. Процесс установления выходной мощности  $P_{вых}$  основного сигнала  $\omega$  и его

гармоник  $2\omega$ ,  $3\omega$  и  $4\omega$  показана на рис. 1. Из приведенных зависимостей видно, что гармоники достигают максимального уровня в момент вылета первых частиц на анод, что соответствует наиболее сильным нелинейным изменениям амплитуды и фазы ВЧ волны. В дальнейшем наступает режим насыщения основного сигнала и процесс достигает стационарного состояния. Уровни гармоник, нормируются к мощности основного сигнала, определяются по формуле  $K_n = 10 \log \frac{P_{n\omega}}{P_\omega}$  и соответственно равны:  $K_{II} = -34$  дБ,  $K_{III} = -53$  дБ,  $K_{VI} = -44$  дБ. Данный результат получен в рабочей точке вольтамперной характеристики прибора, когда  $U_a/U_n = 1,015$ , где  $U_n$  — пороговое напряжение. Изменение анодного напряжения вызывает соответствующее изменение уровней ВВГ.

На рис. 2 представлены зависимости уровней гармоник от значений нормированных анодного напряжения  $U_a/U_n$  и магнитной индукции  $B_0/B_{кр}$ , где  $B_{кр}$  — значения критической магнитной индукции. Из представленных зависимостей видно, что увеличение анодного напряжения  $U_a$  (или уменьшение

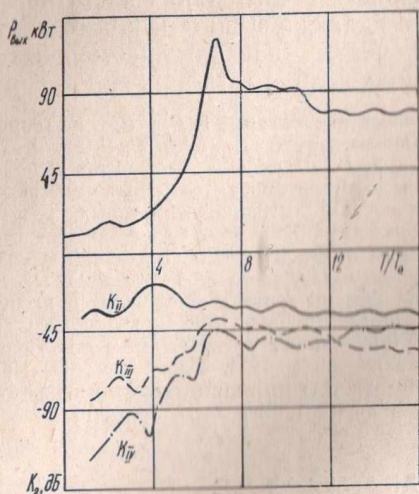


Рис. 1

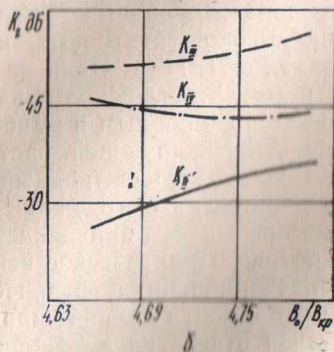
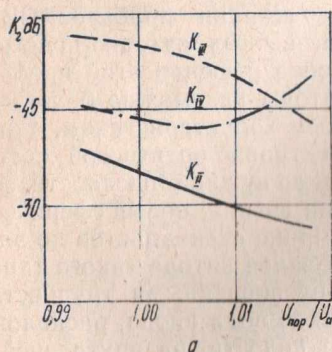


Рис. 2

магнитного поля  $B_0$ ) вызывает монотонный рост уровней второй и третьей гармоник. Уровень четвертой гармоники имеет ярко выраженный максимум в диапазоне рабочих значений  $U_a$ .

Таким образом, проведенные исследования позволили количественно оценить уровни ВВГ основного сигнала, а также показали их изменение в зависимости от выбираемого режима работы уси-



лителя. Полученные результаты ограничены случаем, когда дисперсия замедляющей системы отсутствует, а значение сопротивления связи на частотах гармоник выбиралось произвольно. В дальнейшем представляется целесообразным провести дополнительные исследования частотной зависимости сопротивления связи замедляющих систем, применяемых в данных усилителях, а также уточнить значения постоянных распространения взаимодействующих волн.

**Список литературы:** 1. Роу Дж. Е. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот: Пер. с англ. Под ред. З. С. Чернова. М., 1969. 616 с. 2. Васянович А. В., Шейн А. Г. Математическое моделирование процесса генерации гармоник в амплитроне // Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. симпози. «Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств». М., 1986. 87. с. 3. Васянович А. В., Чурюмов Г. И. К вопросу о генерации гармоник в усилителях обратной волны // Тез. докл. X Всесоюз. науч. конф. «Электроника СВЧ». Минск, 1983. 168. с. 4. Терентьев А. А., Ильин Е. М., Байбуринов В. Б. Многопериодная численная модель усилителей типа М с распределенной эмиссией // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. 1986. Т. 29, № 10. С. 72—79. 5. Грицунов А. В. Моделирование нестационарных режимов СВЧ-усилителей типа М с распределенной эмиссией // Радиотехника. 1984. Вып. 70. С. 90—100. 6. Васянович А. В. Численная модель многочастотного взаимодействия в усилителях с распределенной эмиссией // Радиотехника. 1987. Вып. 80. С. 90—96.

Поступила в редколлегию 02.03.88

УДК 517.9:535.4

А. И. ВЯЗЬМИТИНОВ, С. С. ВЯЗЬМИТИНОВА, В. А. РЕЗУНЕНКО

#### РАСЧЕТ ПОТЕНЦИАЛОВ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С РАЗГРУЖЕННЫМ СФЕРИЧЕСКИМ КАТОДОМ

Актуальная проблема физики и техники приборов СВЧ — создание высокоэффективных и долговечных катодно-подогревательных узлов (КПУ). Один из способов решения этой проблемы состоит в том, чтобы использовать катоды как можно более «разгруженные» по тепловым и эмиссионным характеристикам, а затем с помощью формирующей части электронно-оптической системы (ЭОС) «сжимать» электронный пучок до нужной плотности. Наиболее подходит для этого, с нашей точки зрения, полый сферический катод, который давно привлекает внимание специалистов по электронной оптике. Практическое использование катода такого типа до сих пор сдерживается физически обусловленными трудностями, связанными с почти полной экранировкой поля анода, расположенного вблизи отверстия в сферической полости, на внутренней поверхности которой расположено термоэмиссионное покрытие. Экспериментальное же исследование влияния дополнительных электродов, введенных внутрь катодной полости, на результирующие характеристики КПУ весьма затруднительно по технологическим причинам. Сложность экспериментального исследования ЭОС стимулирует разработку эффективных численно-аналитических методов решения соответствующих задач математической физики.



Применим метод интегрального преобразования Агеля [1] для регуляризации и обращения [2] операторного уравнения первого рода с целью решения задачи о распределении потенциала в ЭОС, состоящей из полого сферического катода и системы ускоряющих и формирующих электродов в виде круглых диафрагм и тонких колец, расположенных аксиально-симметрично с катодной полостью. Пусть катод образован частью идеально проводящей бесконечно тонкой сферы радиуса  $a$  с плоским срезом, полярный угол среза —  $\theta_0$ ; круглые диафрагмы и тонкие кольца (т. е. дополнительный электрод, дисковый анод и фокусирующий электрод) образованы конечным числом  $N$  круговых петель, для которых  $r_j$  — расстояние от  $j$ -й петли до точки  $(0, 0, 0)$ ;  $\alpha_j$  — полярный угол раскрыва  $j$ -й петли ( $1 \leq j \leq N$ ), причем для  $M_1$  петлей, образующих электрод и часть дискового анода  $r_j < a$  ( $j = 1, 2, \dots, M_1$ ), для остальных  $N - M_1$  петель  $r_j > a$  ( $j = M_1 + 1, M_1 + 2, \dots, N$ ). Здесь предполагается, что начало сферической системы координат совмещено с центром сферического катода, полярная ось — с осью симметрии катода и осью всей ЭОС. Пусть  $\varphi_0$  — потенциал катода;  $Q_j$  — полный заряд  $j$ -й петли;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды.

Распределение потенциала найдем как решение задачи Дирихле для уравнения Лапласа с учетом требуемых ограничений на поведение потенциала в окрестности ребра сферического катода, в окрестности начала координат, круговых петель и на бесконечности. Потенциалы  $\varphi_{N+1}^{(1)}, \varphi_{N+1}^{(2)}$  искомых электростатических полей и потенциалы  $\varphi_j^{(0)}$  ( $1 \leq j \leq N$ ) заданных источников используя метод разделения переменных в сферической системе координат, представим рядами по полной ортонормированной системе  $P_n(\cos \theta)$  нормированных полиномов Лежандра первого рода степени  $n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) аргумента  $\cos \theta$  в пространстве функций  $L^2[0, \pi]$ , интегрируемых с квадратом:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_{N+1}^{(1)} \\ \varphi_{N+1}^{(2)} \end{aligned} \right\} = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \sum_{n=1}^{\infty} P_n(\cos \theta) M_n \begin{cases} A_n^{(1)} r^n, & r < a; \\ B_n^{(2)} r^{-n-1}, & r > a; \end{cases}$$

$$\varphi_j^{(0)} = \frac{Q_j}{4\pi\varepsilon r_j} \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \theta) P_n(\cos \alpha_j) M_n \begin{cases} \left(\frac{r}{r_j}\right)^n, & r < r_j; \\ \left(\frac{r_j}{r}\right)^{n+1}, & r > r_j, \end{cases} \quad (1)$$

где  $P_n(\cos \alpha_j)$  — полиномы Лежандра аргумента  $\cos \alpha_j$ ,  $M_n = 2^{-1} (2n + 1)$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ,  $j = 1, 2, \dots, N$ . Используя метод частных областей и граничные условия, получаем для нахождения коэффициентов  $B_n^{(2)}$  потенциала  $\varphi_{N+1}^{(2)}$  в пространстве  $L_2$  числовых последовательностей следующую систему парных сумматорных уравнений:

$$\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) [D_n + e_n^{(1)}] P_n(\cos \theta) = 0, \quad 0 < \theta < \theta_0;$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} [D_n + e_n^{(2)}] P_n(\cos \theta) = \varphi_0, \quad \theta_0 < \theta < \pi; \quad (2)$$