

## ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров Н.Д. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы. – Минск: Атомиздат, 1989.
2. Кураев А.А. Математическое моделирование СВЧ-приборов. – Минск: Наука и техника, 1990.
3. Полищук А.А. Метод определения влияния нелинейного распределения потенциала на напряжения отражателя в резонансном генераторе // Материалы Международной 52-й научно-технической конференции. – Минск, 1997.

УДК 621.385.6

А.А.Полищук, доцент; Г.А. Михальцевич, ассистент

**ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА НА ВРЕМЯ ПРОЛЕТА ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ОТРАЖАТЕЛЯ ВЫСОКОПЕРВОНАЧНОГО ГЕНЕРАТОРА**

Analyzing the movement of electrons in non-linear field of reflector was received analytical expression for the time of flying electrons in dependence on density of volume charge.

По уравнению Пуассона, плотность пространственного заряда обратно пропорциональна потенциалу в степени  $\frac{1}{2}$ . Но так как в СВЧ-устройствах с тормозящими полями между резонатором и плоскостью поворота электронов имеется значительный объемный заряд, который обратно пропорционален скорости электронов, наибольшее влияние пространственного заряда на движение электронов сказывается в плоскости поворота электронов обратно к резонатору. Это приводит к изменению времени пролета электронов в области отражателя и, следовательно, к смещению точек поворота всех электронов, что, прежде всего, сказывается на процессе группировки электронного потока [1].

При возвращении конвекционного тока из пространства отражателя в зазор резонатора оказывается, что электроны группируются около  $\pi$ -электрона, который пролетает середину зазора в тот момент, когда значение высокочастотного напряжения равно нулю. Поэтому в дальнейшем для простоты расчетов под временем пролета электронов между резонатором и точкой возврата будем понимать время пролета  $\pi$ -электронов [2].

Итак, время пролета электронов в пространстве между резонатором и точкой поворота при линейном распределении потенциала в области отражателя в общем случае определяется формулой

$$\tau_0 = 2 \int_0^{x_0} \frac{dx}{\vartheta(x)} = \frac{4x_0}{\vartheta_0}. \quad (1)$$

Для определения времени пролета электронов при наличии объемного заряда в пространстве отражателя необходимо из уравнения Пуассона [2] подставить значения объемного заряда в подынтегральное значение (1):

$$\tau = \frac{2x_0}{\vartheta_0} \int_0^1 \frac{d \frac{x}{x_0}}{\varphi^{\frac{1}{2}}} = \frac{4x_0}{\vartheta_0} \frac{x_0}{2x_0} \int_0^1 \frac{d \frac{\xi}{\xi_0}}{\varphi^{\frac{1}{2}}}. \quad (2)$$

Или же выражение (2) переписывается в виде

$$\tau = \tau_0 (1 + \varphi_0) \frac{x_0}{\ell \xi_0} \int_0^{\xi_0} \frac{d\xi}{\varphi^{\frac{1}{2}}}. \quad (3)$$

Интегрирование (3) дает

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + \varphi_0}{\xi_d} \int_0^{\xi_0} \frac{d\xi}{\varphi^{\frac{1}{2}}} = \tau_0 \frac{1 + \varphi_0}{\xi_d} \left( \frac{d\varphi}{d\xi / \xi = \xi_0} - \frac{d\varphi}{d\xi / \xi = 0} \right). \quad (4)$$

Используя уравнения для первеанса (3), окончательно выражение для времени пролета электронов с учетом объемного заряда из (4) запишем

$$\tau = 6 \frac{x_0}{\vartheta_0} \frac{1 + \varphi_0}{\eta_d} \left[ (1 + \beta)^{\frac{1}{2}} - \beta^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (5)$$

Для наглядности графического представления времени пролета электрона в пространстве между резонатором и отражателем при наличии и отсутствии объемного заряда целесообразно ввести приведенное время пролета  $\pi$ -электрона:

$$a = \frac{\tau}{\tau_0}. \quad (6)$$

Тогда на основании (1) и (5) значение для приведенного времени пролета будет иметь следующий вид:

$$a = \frac{3}{2} \frac{1 + \varphi_0}{\eta_d} \left[ (1 + \beta)^{\frac{1}{2}} - \beta^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (7)$$

На рис. 1 приведены величины относительного времени пролета  $a$  от параметров  $\eta_d$  и  $\varphi_0$ . Значение параметра объемного заряда  $\beta$  рассчитывалось согласно [3]. Из рис. 1 видно, что с увеличением первеанса и, соответственно, плотности объемного заряда время пролета электронов в пространстве отражателя уменьшается. В то же время при одной и той же плотности объемного заряда дальнейшее понижение потенциала, т.е. увеличение  $\varphi_0$ , приводит к увеличению времени пролета электронов  $a$ , что объясняется, прежде всего, смещением точек поворота электрона в сторону резонатора и уменьшением действия пространственного заряда. При низких потенциалах на отражателе и  $\eta_d > 1$  величина  $a > 1$ , что соответствует увеличению времени пребывания электронов в поле отражателя.

Если при пролете через высокочастотное поле резонатора электрон получил дополнительную энергию

$$\Delta V_1 = V_0 q, \quad (8)$$

то время пролета этого электрона в общем случае определяется уравнением

$$\tau_1 \frac{2}{\vartheta_0} \int_0^{x_0} \frac{dx}{\sqrt{\varphi(x) + q}}. \quad (9)$$

Однако вычисление интеграла в выражении (9) представляет большие трудности. Дело в том, что в точке поворота электрона потенциал  $\varphi(x)$ , создающийся пространственным зарядом, равен нулю, в результате чего производная от времени по энергии

превращается в бесконечность. В то же время разложение подынтегральной функции в ряд по степеням  $q$  приводит к расходящемуся ряду, члены которого обращаются в бесконечность вблизи точки поворота. Для решения уравнения вида (9) в работе [2] было предложено истинную кривую распределения потенциала между резонатором и отражателем при наличии объемного заряда в поле отражателя линию 2, графически представленную на рис. 2 (линии 1 и 2 соответственно распределения потенциала при отсутствии и наличии объемного заряда), заменить приближенной ломаной 3, т. е. аппроксимировать кривую 2. В этом случае, как видно из рис. 2, точка пересечения ломаной линии с осью абсцисс  $x_0$  и угол наклона в этой точке совпадают с таковыми для истинной кривой распределения потенциала 2.

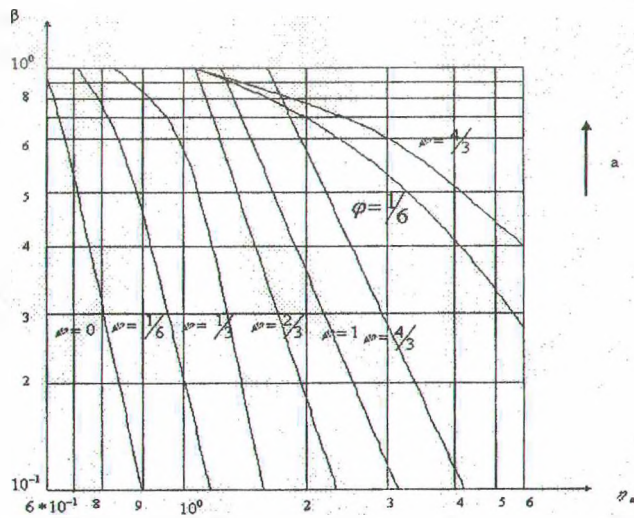


Рис. 1. Распределение параметра группировки в поле отражателя

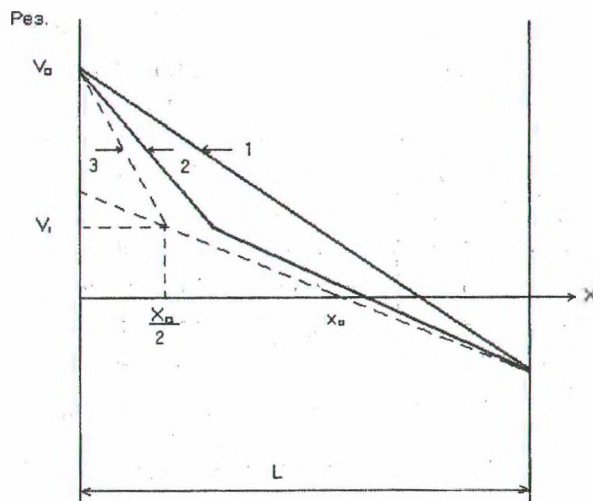


Рис. 2. Кривые распределения потенциала в поле отражателя

Для случая аппроксимации время пролета возбужденного электрона в пространстве отражателя на основании геометрических построений рис. 2 определяется через следующее соотношение:

$$\tau_i = \frac{2m\vartheta_i x_0}{eV_i}. \quad (10)$$

Используя общеизвестную формулу

$$\vartheta_i = \sqrt{\frac{2eV_i}{m}} \quad (11)$$

и по аналогии с выражениями (1) и (3), соотношение переписывается в следующем виде:

$$\tau_i = \tau_0 (1 + \varphi_0) \frac{x_0}{e\alpha}. \quad (12)$$

Потенциал в точке  $V_i$  рис. 2 равен

$$V_i = U \frac{x_0}{e - x_0}. \quad (13)$$

На основании (13) выражение для отношения между аппроксимированным и истинным распределением потенциалов запишется

$$\alpha^2 = \frac{4}{3} \beta^{\frac{1}{2}} \eta_0. \quad (14)$$

Окончательно соотношение (12) с учетом (14) примет следующий вид:

$$\tau_i = \tau_0 \frac{3(1 + \varphi_0)}{2\eta_d} \left( \frac{\eta_0}{3\beta^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (15)$$

т.е. приведенное время пролета электронов в этом случае равно

$$a_i = \frac{3(1 + \varphi_0)}{2\eta_d} \left( \frac{\eta_0}{3\beta^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (16)$$

Сравнивая формулу (16) для относительного времени пролета электрона по аппроксимированной кривой распределения потенциала с формулой (7) для относительного времени пролета электрона по истинной кривой распределения потенциала, видим, что они почти равны. Это указывает на незначительную разницу времен пролета электронов в истинном и аппроксимированном полях отражателя и подтверждает таким образом правомерность аппроксимации.

Следовательно, для расчета фазовых условий, при которых получается максимальная электронная мощность для данной зоны колебаний с учетом объемного заряда, возможно использовать приближенную формулу для времени пролета электронов в пространстве отражателя. Эта формула (16) наглядна, проста и весьма удобна для инженерного расчета СВЧ-устройств с тормозящими полями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кураев А.А. Математическое моделирование СВЧ-приборов.—Минск: Наука и техника, 1990.
2. Полищук А.А. Влияние модуляционных потерь на диапазон и крутизну электронной настройки в генераторах резонансного типа //Труды БГТУ. Серия физ.-мат. наук и информ. Вып. X. 2002.

3. Полищук А.А. Метод определения влияния нелинейного распределения потенциала на напряжения отражателя в резонансном генераторе//Материалы международной НТК.– Минск, 1997.

УДК 621.865

В.Я. Максимов, ст. преподаватель; В.Д. Лебедев, доцент; Г.Б. Зеленков, ассистент

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ В АВТОМАТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ РЕГУЛИРОВАНИЯ

In work the structure of a regulator with a prediction on a basis Neural Networks, procedure of identification of process and synthesis of the law of management is considered. Results of training Neural Networks and simulation of a control system by object of the second order without delay and with it are considered at application of a regulator with a prediction.

В настоящее время нейронные сети находят успешное применение для проектирования систем управления динамическими процессами. Ниже рассматривается регулятор, построенный на основе нейронной сети –регулятор с предсказанием (NN Predictive Controller). Применение нейронных сетей для решения задач управления позволяет выделить два этапа проектирования: этап идентификации управляемого процесса и этап синтеза закона управления.

На этапе идентификации разрабатывается модель управляемого процесса в виде нейронной сети, которая на этапе синтеза используется для синтеза регулятора.

Регулятор с предсказанием использует модель управляемого процесса в виде нейронной сети, для того чтобы предсказать будущие реакции процесса на случайные сигналы управления. Алгоритм оптимизации вычисляет управляющие сигналы, которые минимизируют разность между желаемым поведением и действительными изменениями сигнала на выходе модели, оптимизируя таким образом управляемый процесс.

Схема идентификации представлена на рис. 1.

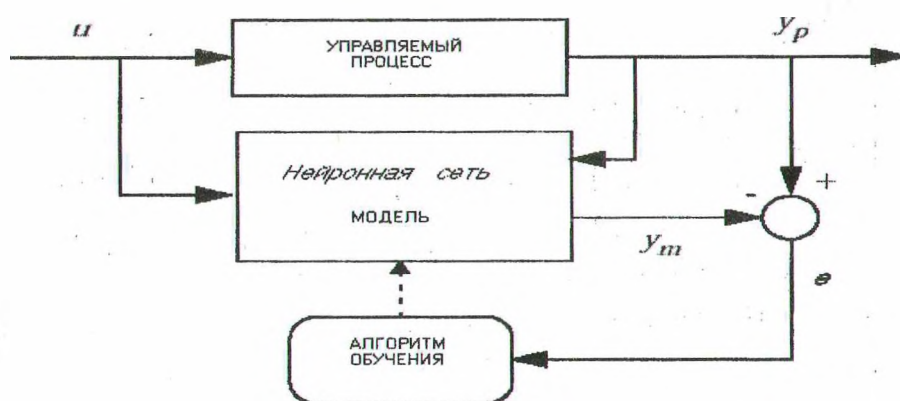


Рис. 1

Схема включает модель управляемого процесса в виде нейронной сети, которая должна быть обучена в автономном режиме так, чтобы минимизировать ошибку между реакциями процесса и модели  $e = Y_m - Y_p$  на последовательность пробных сигналов  $u$ .