

реальная аппаратура моделей: интегрирующие, суммирующие, масштабные и инвертирующие усилители, блоки нелинейности и перемножения.

На машине МН-7 было получено множество осциллограмм переходных процессов  $\theta(t)$ , возникающих при изменении температуры окружающей среды. Машинные кривые  $\theta(t)$  сопоставлены с экспериментальными и расчетными зависимостями. Расхождение результатов не превышает 10%.

Анализ осциллограмм переходных процессов позволяет сделать выводы о пригодности позистора как датчика в системах автоматического контроля и регулирования температур.

### Л и т е р а т у р а

1. Волошин И.Ф., Сериков В.К. Влияние варисторного эффекта на переходный процесс в цепи с позистором. — "Изв. вузов. Энергетика", 1968, №12.
2. Сериков В.К. О взаимосвязи коэффициента нелинейности с температурными характеристиками позистора. — "Изв. АН БССР. Сер. физ.-техн. наук", 1969, № 2.
3. Ширшова В.В., Сериков В.К. Определение теплоемкости позисторов. — ИФЖ, 1968, т.15, №3.

А.А. Полищук

### ОБ ОДНОЙ АППРОКСИМАЦИИ ПОТЕНЦИАЛА ПРИ НАЛИЧИИ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА

При движении электронов в области отрицательного поля обычно предполагают, что градиент изменения потенциала линейный [1, 2]. Однако при значительных плотностях электронного потока объемный заряд приводит к нелинейному распределению потенциала в пространстве отражателя.

В общем случае время пролета электрона определяется уравнением

$$\tau_1 = \frac{2}{v_0} \int_0^{x'_0} \frac{dx}{\sqrt{\varphi(x)+q}} \quad (1)$$

Однако вычисление интеграла в выражении (1) 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  $\varphi$  приводит к расходящемуся ряду, члены которого обращаются в бесконечность вблизи точки поворота.

Для решения уравнения вида (1) можно истинную кривую распределения потенциала между ускоряющим электродом и отражателем при наличии объемного заряда заменить ломаной кривой (рис. 1). Кривые 1 и 2 показывают распределения потенциала в поле отражателя при отсутствии и наличии объемного заряда, линия 3 — аппроксимация кривой 2. Как видно из рис. 1, аппроксимация вполне допустима, так как точка пересечения ломаной линии с осью абсцисс  $x_0$  и угол наклона в этой точке совпадают с таковыми для истинной кривой распределения потенциала и определяется следующим уравнением Пуассона:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{2i}{\epsilon A V} \quad (2)$$

Введем следующие величины, используя обозначения рис. 1:

$$V = V_0 \varphi; \quad dx = \xi; \quad \alpha = \frac{V_0}{V_1} \quad (3)$$

С учетом (3) уравнение (2) переписывается в такой форме:

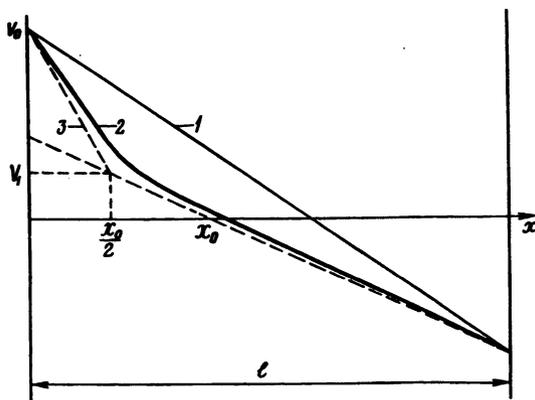


Рис. 1. Кривые распределения потенциала в поле отражателя.

$$-\frac{d^2\varphi}{d\xi^2} = \frac{1}{\varphi^{1/2}}. \quad (4)$$

Решение уравнения (4) имеет вид

$$\frac{d\varphi}{d\xi_1} \frac{d^2\varphi}{d\xi_1^2} = \frac{1}{\varphi^{1/2}} \frac{d\varphi}{d\xi_1}. \quad (5)$$

Уравнение (5) можно записать через производные от потенциала так:

$$(\varphi')^2 = 4\varphi^{1/2} + 4\beta, \quad (6)$$

откуда

$$\varphi' = \pm 2 \sqrt{\varphi^{1/2} + \beta}. \quad (7)$$

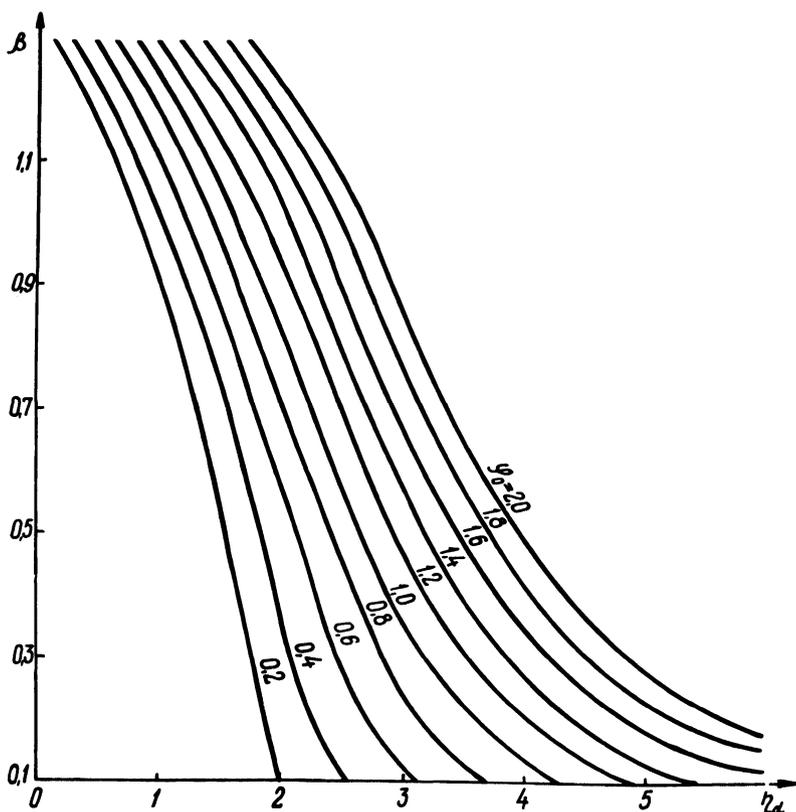


Рис. 2. Кривые зависимости параметра пространственного заряда  $B$  от первеанса  $\eta_d$  для различных значений  $\varphi_0$ .

Мысленно разобьем пространство между ускоряющим электродом (резонатором) на две области, где первая область между резонатором и плоскостью поворота электронов имеет нелинейный градиент потенциала и зависит от плотности объемного заряда, а вторая область между плоскостью поворота электронов и отражателем имеет линейный градиент потенциала с изменением расстояния и зависит только от величины приложенного отрицательного напряжения отражателя, так как в этой плоскости нет электронов.

Приравнивая в точке возврата электронов потенциалы первой и второй областей, из соотношения (7) найдем производную и, используя соотношения для напряженности поля, получим выражения для параметра пространственного заряда и первеанса:

$$\beta^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \frac{\varphi}{\xi_d - \xi_0}, \quad \eta_d = 10^3 \sqrt{\frac{i}{V^{\frac{1}{2}}}} \frac{1}{d}. \quad (8)$$

Выражение (7) после введения новой переменной  $\varphi = V^2$  и соответствующих преобразований переписывается в виде

$$\sqrt{\beta + VdV} - \frac{\beta dV}{\sqrt{\beta + V}} = -d\xi_1. \quad (9)$$

После интегрирования (9) и соответствующих преобразований получим уравнение, связывающее между собой потенциал и расстояние в первой области в безразмерных величинах:

$$(\varphi_0^{\frac{1}{2}} - 2\beta)(\varphi_0^{\frac{1}{2}} + \beta)^{\frac{1}{2}} = (1 - 2\beta)(1 + \beta)^{\frac{1}{2}} - \eta_d, \quad (10)$$

где  $\varphi_0$  — относительный потенциал отражателя.

Установлено (рис. 2), что при неизменном первеансе  $\eta_d$  уменьшение относительного отрицательного потенциала  $\varphi_0$  приводит к увеличению действия объемного пространственного заряда за счет смещения точек поворота электронов в сторону отражателя.

#### Л и т е р а т у р а

1. Гвоздовер С.Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., 1956. 2. Шевчик В.Н., Трубецков Д.Н. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., 1970.