ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ РАДИАЛЬНОГО ОТРАЖАТЕЛЬНОГО КЛИСТРОНА ОТ КРИВИЗНЫ ЭЛЕКТРОДОВ

А. И. Терещенко, А. Ф. Гребенюк

Харьков

В литературе описан целый ряд приборов клистронного типа с использованием дискообразного потока электронов [1—5 и др]. Однако, несмотря на то, что первые патенты были выданы 30 лет назад, сведений о промышленном производстве генераторов и усилителей подобных конструкций нет. Как указывалось в работе [6], наиболее вероятными причинами этого являются недостаточная разработка инженерных методов расчета резонатора и практически полное отсутствие исследований по электронике радиальных клистронов.

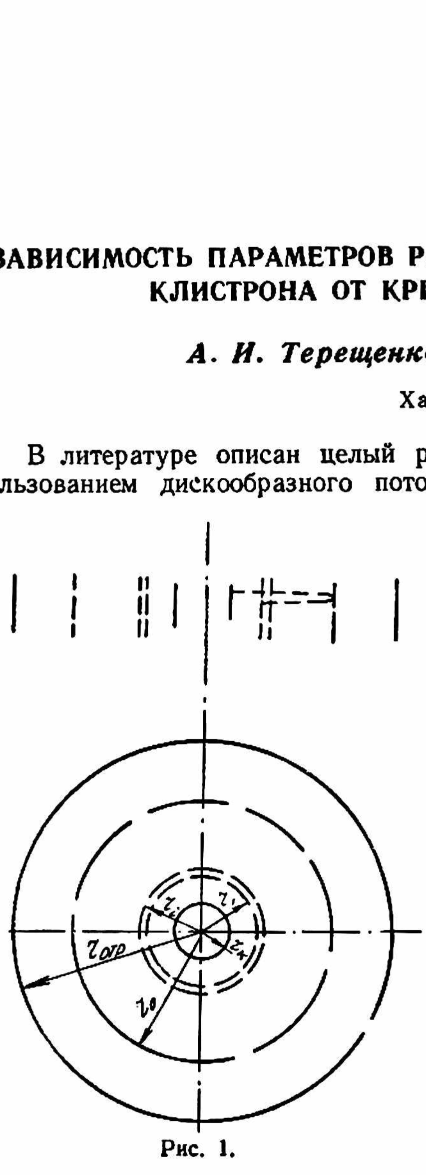

Рис. 1.

На основании теоретических и экспериментальных исследований в работах [7, 8] вопрос о расчете кольцевых резонаторов сложного поперечного сечения можно считать решенным.

В настоящей работе рассматривается влияние кривизны электродов на параметры радиального отражательного клистрона.

Схема расположения электродов исследуемого прибора показана на рис. 1. Здесь $r_к$ — радиус катода; r_1 и r_2 — радиус первой и второй сеток, $r_{отр}$ — радиус отражателя. Цилиндрическая поверхность радиуса r_0, соответствующая нулевому потенциалу, обозначает место остановки электронов и начала их движения в обратном направлении.

Введем следующие упрощающие предположения:

1. Время пролета электронов в зазоре между сетками мало по сравнению с временем пролета в области группировки.

2. Сетки прозрачны для электронов, но непрозрачны для высоко частотного поля.

3. Влияние пространственного заряда и разброс скоростей электронов при вылете из катода не учитываются.

Поскольку в первом приближении задачу можно считать одномерной, уравнение движения электрона будет

$$\ddot{r} = \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial r}, \tag{1}$$

где $U = U(r)$ — потенциал в междуэлектродном пространстве;
e и m — заряд и масса электрона.

Используя выражение для распределения потенциала в цилиндрическом конденсаторе, получаем для цилиндрического диода с тормозящим полем

$$U(r) = (U_{\text{отр}} - U_{\text{с}}) \frac{\ln \frac{r}{r_{\text{с}}}}{\ln \frac{r_{\text{отр}}}{r_{\text{с}}}} + U_{\text{с}}, \tag{2}$$

где $U_{\text{отр}}$ — потенциал отражателя;
$U_{\text{с}}$ — потенциал в середине зазора между сетками, т. е. в точке $r_{\text{с}} = \frac{r_2 + r_1}{2}$.

Подставляя выражение (2) в (1), получаем

$$\ddot{r} = \frac{e}{m} \frac{1}{r} \frac{U_{\text{отр}} - U_{\text{с}}}{\ln \frac{r_{\text{отр}}}{r_{\text{с}}}}. \tag{3}$$

В силу сделанного нами предположения о малости времени пролета электронов между сетками можно считать, что коэффициент эффективности взаимодействия для случая радиального клистрона будет таким же, как и у обычного линейного клистрона.

Для определения параметра группировки электронов необходимо найти время пролета электрона $t_{\text{пр}}$ от резонатора ($r = r_{\text{с}}$) до поверхности возврата ($r = r_0$) и обратно.

Заметим, что время прямого и обратного движения электрона одинаково, поскольку это движение происходит в одном и том же поле.

В результате двойного интегрирования уравнения (3) с учетом начальных условий

$$v = v_0 \quad \text{при} \quad r = r_{\text{с}};$$
$$v = 0 \quad \text{при} \quad r = r_0$$

получаем

$$t_{\text{пр}} = \frac{4 r_{\text{с}} e^{-\frac{v_0^2}{a}}}{a} \int\limits_{v_0}^{0} e^{\frac{\xi^2}{a}} d\xi, \tag{4}$$

где

$$a = \frac{2e}{m} \frac{U_{\text{отр}} - U_{\text{с}}}{\ln \frac{r_{\text{отр}}}{r_{\text{с}}}};$$

$$\xi = \sqrt{v_0^2 + a \ln \frac{r}{r_{\text{с}}}}.$$

Найти интеграл в выражении (4) можно сведением его к табличному либо путем разложения подынтегральной функции в ряд Тейлора. Используя последний метод, имеем

$$t_{\text{пр}} = -\sqrt{\frac{m}{e}} \frac{2 r_{\text{с}} e^{-b} \ln \frac{r_{\text{отр}}}{r_{\text{с}}}}{U_{\text{отр}} - U_{\text{с}}} \sqrt{2 U_{\text{с}}} \left(1 + \frac{\ln \frac{r_{\text{отр}}}{r_{\text{с}}}}{3 (U_{\text{отр}} - U_{\text{с}})} + \ldots \right), \tag{5}$$

где

$$b = \frac{U_c \ln \frac{r_{отр}}{r_c}}{U_{отр} - U_c}.$$

С целью проверки данного решения устремим $r_{отр}$ и r_c в бесконечность при фиксированном расстоянии $r_{отр} - r_c = l$, т. е. будем разгибать систему. Тогда в формуле (5)

$$\ln \frac{r_{отр}}{r_c} = \ln \frac{r_c + e}{r_c} = \ln\left(1 + \frac{e}{r_c}\right)\Bigg|_{r_c \to \infty} = 0;$$

$$e^{b-} = e - \frac{U_c \ln \frac{r_{отр}}{r_c}}{U_{отр} - U_c}\Bigg|_{r_c \to \infty} = e^0 = 1.$$

$r_c \ln \frac{r_{отр}}{r_c}$ даст неопределенность вида $\frac{0}{0}$. Раскрывая ее по правилу Лопиталя, получаем, что это выражение приводится к величине $r_{отр} - r_c = l$. Таким образом, вместо выражения (5) получаем

$$t_{пр} = -\sqrt{\frac{m}{e}}\,\frac{l}{U_{отр} - U_c}\sqrt{8U_c}, \qquad (6)$$

т. е. известную из литературы [9] формулу для случая обычного линейного отражательного клистрона.

Перепишем уравнение (4) в несколько ином виде, более удобном для вычислений. Для этого введем новую переменную

$$X_{1,2} \pm \sqrt{-\frac{2}{a}\,\vdots},$$

тогда

$$t_{пр} = \frac{2r_c e^{-\frac{U_c \ln \frac{r_{отр}}{r_c}}{U_{отр} - U_c}}\sqrt{\ln \frac{r_{отр}}{r_c}}}{\sqrt{-(U_{отр} - U_c)}}\sqrt{\frac{m}{l}}\sqrt{\frac{2\pi}{2}}\,\frac{2}{\sqrt{2\pi}}\int_0^{\tau} e^{-\frac{x^2}{2}}dx. \qquad (7)$$

Величина

$$\frac{2}{\sqrt{2\pi}}\int_0^{\tau} e^{-\frac{x^2}{2}}dx = \Phi(\tau) - \qquad (8)$$

табулированный [10] интеграл вероятности.

Верхний предел интегрирования

$$\tau = \sqrt{-\frac{2\ln \frac{r_{отр}}{r_c} U_c}{U_{отр} - U_c}} = f\left(U_{отр};\ U_c;\ \frac{r_{отр}}{r_c}\right).$$

Задавая конкретные значения геометрических размеров r_c и $r_{отр}$ и напряжений на электродах, можно вычислить интересующее нас время пролета. Однако для анализа более удобно сравнить его в общем виде с временем пролета в линейном отражательном клистроне. С этой целью перепишем выражение (7) в виде

$$t_{пр.\,р} = \underbrace{2\sqrt{\frac{m}{e}}\,\frac{(r_{отр} - r_c)\sqrt{2U_c}}{-U_{отр} + U_c}}_{t_{пр.\,l}} \times$$

$$\times \underbrace{\frac{r_c e^{-\frac{U_c \ln\frac{r_{отр}}{r_c}}{U_{отр}-U_c}} \sqrt{\ln\frac{r_{отр}}{r_c}}\,\sqrt{-U_{отр}+U_c}\,\sqrt{2\pi}}{\sqrt{2U_c}\,(r_{отр}-r_c)\,2}\,\Phi(\tau)}_{F(\tau)}. \qquad (39)$$

Таким образом, время пролета в радиальном клистроне равно произведению времени пролета в линейном клистроне на некоторый коэффициент $F(\tau)$, учитывающий влияние кривизны электродов. Зависимость

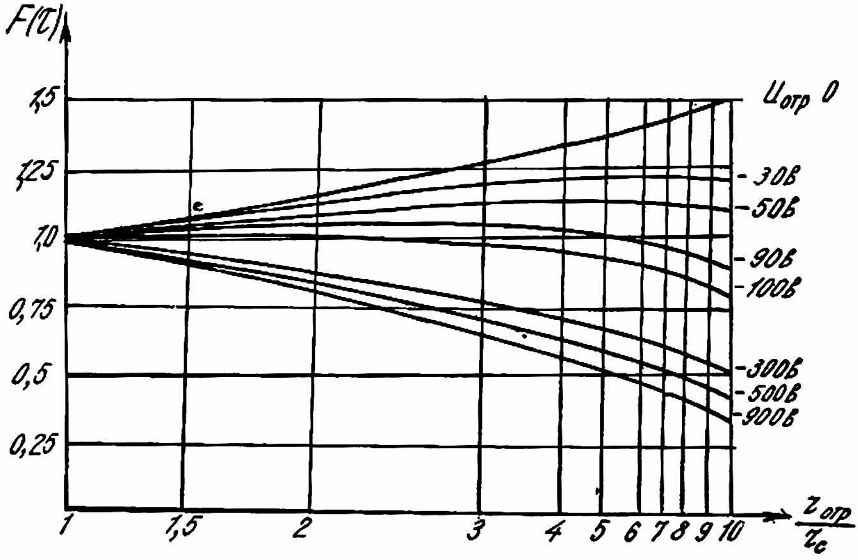

Рис. 2.

этого коэффициента от величины отношения $\frac{r_{отр}}{r_c}$ для ряда значений напряжения на отражателе при фиксированном ускоряющем напряжении $U_c = 300$ *в* показана на графике рис. 2. Из решения видно, что при небольших отрицательных напряжениях на отражателе время пролета электрона в радиальном клистроне больше, а при больших отрицательных напряжениях — меньше, чем в случае линейного клистрона.

Физическое объяснение этого явления легко сделать на основании графика рис. 3, показывающего картину распределения потенциала между цилиндрическими (сплошные) и плоскопараллельными электродами (штриховые линии).

Поскольку в зависимости от величины отношения $\frac{r_{отр}}{r_c}$ и от напряжения $U_{отр}$ коэффициент $F(\tau)$ может быть либо меньшим, либо большим единицы, он вносит изменения в величину угла пролета $\Theta_{эф} = \omega t_{пр}$ и параметра группировки.

Поэтому такие параметры радиального клистрона, как отдаваемая в нагрузку мощность

$$P_н = \frac{2I_0U_c}{\Theta_{эф}F(\tau)}\left[XI_1(X) - \frac{G_{рез}X^2}{F(\tau)\frac{I_0}{U_c}M^2\Theta_{эф}}\right]$$

и диапазон электронной настройки

$$\delta = \frac{F(\tau)\frac{I_0}{U_c} M^2 \theta_{эф}}{2\omega_0 C} A(X),$$

где

$$A(X) = \sqrt{\left[\frac{2I_1\left(\frac{X}{\sqrt{2}}\right)}{\frac{x}{\sqrt{2}}}\right]^2 - \left[\frac{2I(X)}{X}\right]^2}$$

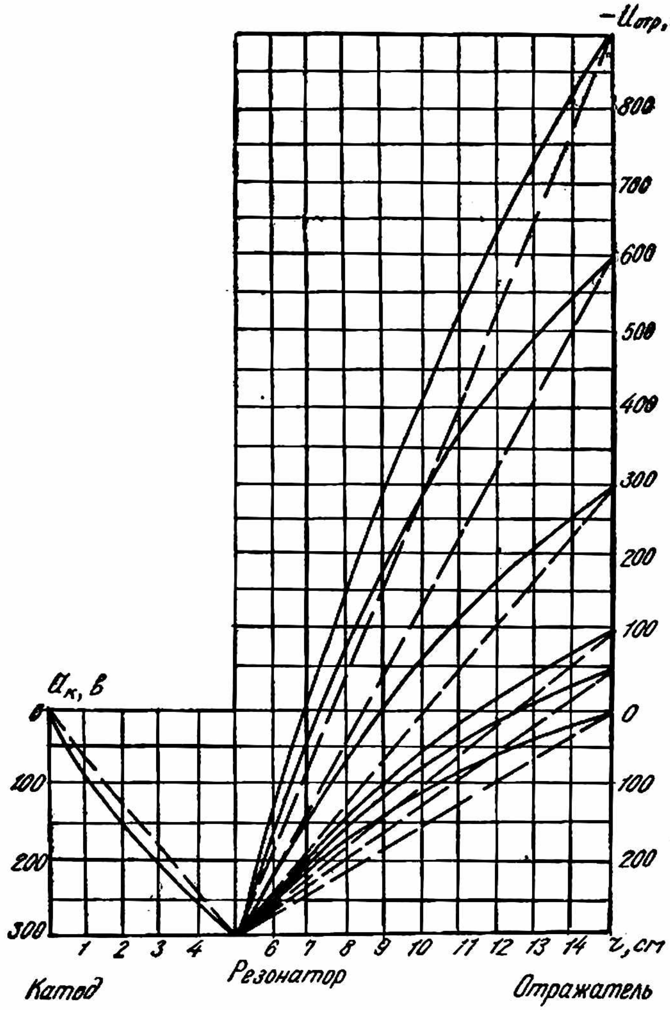

Рис. 3.

(I_1 — функция Бесселя первого рода) могут быть больше или меньше, чем у линейного клистрона. Учитывая различный характер зависимости этих параметров от $F(\tau)$ (в формуле для P_+ этот коэффициент входит в знаменатель, а в формуле для δ — в числитель), можно соответствующим выбором геометрии и электрического режима работы радиального клистрона расширять диапазон электронной настройки, либо увеличивать отдаваемую прибором мощность.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. W. Hansen, R. H. Varian and J. R. Woodyard. Патент США № 2.259.690 от 20/IV. 1939.
2. J. Müller. Немецкий патент № 739.206 от 10/VI 1939.
3. G. V. Litton. Патент США № 2.298.949 от 20/IV 1940.
4. G. Bezy. Французский патент № 871.924 от 16/VI. 1940.
5. Н. Д. Девятков, М. Л. Слиозберг и Е. Н. Данильцев. Авт. свид. № 61000 от 11/XI 1940.
6. А. И. Терещенко. Сб. «Радиотехника», вып. 3. Изд-во ХГУ, Харьков, 1966.
7. А. И. Терещенко, А. Ф. Зоркин. «Радиотехника и электроника», 9, № 7, 1206, 1964.
8. А. Ф. Зоркин, А. И. Терещенко. Сб. «Радиотехника», вып. 2. Изд-во ХГУ, Харьков, 1966.
9. И. В. Лебедев. Техника и приборы сверхвысоких частот. Изд-во «Энергия», М. — Л., 1964.
10. Е. Янке и Ф. Эмде. Таблицы функций. Физматгиз, 1959.