

К ВОПРОСУ О ГРУППИРОВАНИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КЛИСТРОНЕ С РАДИАЛЬНО РАСХОДЯЩИМСЯ ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ

В. П. ПАНОВ

(Представлено научным семинаром радиотехнического факультета)

При разработке мощных клистронов, естественно, возникает вопрос о путях повышения подводимой мощности, определяемой произведением величины общего тока электронного луча I_0 на величину постоянного ускоряющего электроны напряжения U_0 . Наиболее целесообразно идти по пути увеличения напряжения, так как при этом снижается влияние пространственного заряда, и можно одновременно увеличивать плотность тока в луче.

Однако следует отметить, что применение очень высоких напряжений (например, свыше 400 киловольт) является нежелательным главным образом потому, что при таких напряжениях увеличение энергии электронов во входном резонаторе клистроны будет происходить преимущественно за счет увеличения массы электрона, а не скорости, и, следовательно, становится неэффективным применение принципа работы клистроны—управления по скорости.

Возможен и другой путь повышения подводимой мощности—увеличение общего тока I_0 за счет увеличения площади поперечного сечения электронного потока. Последнее можно осуществить, например, в клистроне, конструкция которого схематически изображена на рис. 1. На рисунке обозначено: 1—щель входного резонатора, 2—щель выходного резонатора, 3 — коллектор, 4 — цилиндрический катод. Электронный поток имеет вид диска, электроны расходятся радиально от центра, что показано на рисунке стрелками. Расположение электродов такого клистроны такое же, как и у ламп цилиндрической конструкции, поэтому такие клистроны можно в отличие от обычных назвать „цилиндрическими“. Различные конструкции таких клистронов предлагались Н. Д. Девятковым [6], Ю. А. Кацманом [1], В. Ф. Коваленко [2] и другими.

В настоящей работе приводится анализ группирования в цилиндрическом клистроне с учетом влияния пространственного заряда. Теорию группирования для цилиндрического случая можно построить таким же образом, как и для обычного [4]. Разница будет заключаться лишь в одном из исходных уравнений—уравнении сохранения заряда, которое для нашего случая будет иметь вид:

$$i_{\sim} = i_0 \left[\left(\frac{dt_1}{dt} \right) x - 1 \right] \frac{x_1}{x},$$

где x_1 — средний радиус входной щели (рис. 1),

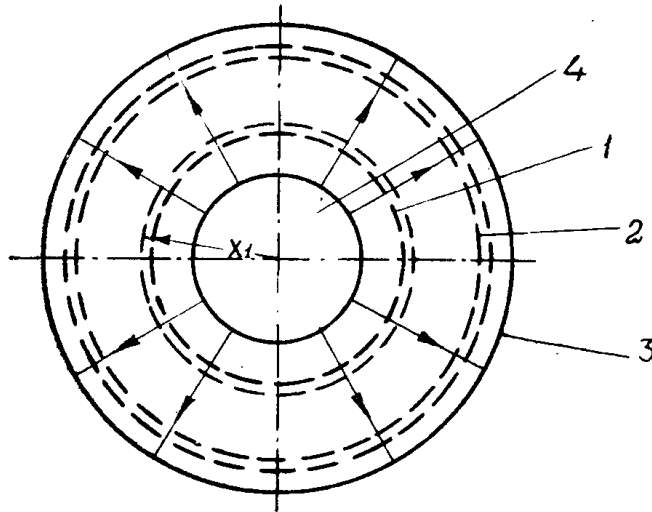


Рис. 1

x — радиус рассматриваемого поперечного сечения электронного потока,

i_0 — плотность электронного тока у входной щели¹⁾,

i_{\sim} — переменная составляющая плотности электронного тока в сечении x ,

dt_1 и dt — промежутки времени, в течение которых рассматриваемая группа электронов проходит соответствующие поперечные сечения.

Производя математические преобразования, аналогичные приведенным в [4], получим уравнение для определения параметра группировки в цилиндрическом случае $r_{ц}$.

$$\frac{d^2 r_{ц}}{dx^2} + \frac{\Lambda}{x} r_{ц} = 0, \quad (1)$$

где

$$\Lambda = \frac{e i_0 x_1}{\epsilon_0 m v_0^3}, \quad (2)$$

e и m — заряд и масса электрона, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{фарад}}{\text{метр}}$,

v_0 — скорость электронов, определяемая напряжением U_0 . Уравнение (1) имеет решение [5, стр. 238], выраженное через Бесселевы функции. Окончательное выражение для $r_{ц}$ получается в виде

¹⁾ В дальнейшем, говоря о плотности тока в цилиндрическом клистроне, мы будем всегда относить эту плотность к поперечному сечению в середине входной щели.

$$r_{\text{г}} = \nu_1 \pi \frac{\omega}{v_0} \sqrt{x x_1} \left[N_1(2\sqrt{\Lambda x}) I_1(2\sqrt{\Lambda x_1}) - N_1(2\sqrt{\Lambda x_1}) \cdot J_1(2\sqrt{\Lambda x}) \right], \quad (3)$$

где J_1 и N_1 — обозначают функции Бесселя первого порядка первого и второго рода соответственно;
 ν_1 — коэффициент, показывающий эффективность сообщения переменных скоростей во входном резонаторе;
 ω — рабочая частота.

Интересно заметить, что при малых плотностях тока (когда $\Lambda \rightarrow 0$ и можно применить известные выражения для функций Бесселя при малых аргументах) выражение для параметра группировки для цилиндрического случая (3) переходит в обычное выражение параметра группировки по кинематической теории $r_k = \nu_1 \frac{\omega(x - x_1)}{v_0}$, что и следовало ожидать из физических соображений.

По аналогии с клистрономы обычной конструкции можно ввести понятие критической плотности тока (3), как минимальной плотности тока, при которой перегон электронов не имеет места. Ввиду сложности выражения для параметра группировки $r_{\text{г}}$ определение при заданных x_1 , ω и v_0 допустимой критической плотности тока $i_{\text{окр}}$ и длины пролетного пространства $x - x_1$ представляет некоторые трудности. Ниже мы опишем, каким образом можно определять вышеуказанные величины.

Условие перегона электронов для нашего случая остается таким же, то есть $r_{\text{г}} = 1$, что можно записать в таком виде:

$$\frac{1}{\pi \nu_1 \frac{\omega}{v_0} \sqrt{x_1}} = \sqrt{x} \left[N_1(2\sqrt{\Lambda x}) J_1(2\sqrt{\Lambda x_1}) - N_1(2\sqrt{\Lambda x_1}) J_1(2\sqrt{\Lambda x}) \right]. \quad (4)$$

Обозначим

$$\frac{1}{\pi \nu_1 \frac{\omega}{v_0} \sqrt{x_1}} = A \quad (5)$$

$$\sqrt{x} [N_1(2\sqrt{\Lambda x}) \cdot J_1(2\sqrt{\Lambda x_1}) - N_1(2\sqrt{\Lambda x_1}) J_1(2\sqrt{\Lambda x})] = B. \quad (6)$$

Если построить зависимость величин A и B от x , то A будет выражаться прямой, параллельной оси абсцисс, а B некоторой кривой, имеющей максимум.

Такое построение выполнено на рис. 2 для следующих конкретных значений: $x_1 = 2$ см, $U_0 = 2500$ в, $\lambda = 10$ см, $\nu_1 = 0,1$. На рисунке построены три кривых B_1, B_2, B_3 , соответствующие следующим плотностям тока:

$$B_1 = 1,1 \text{ а/см}^2, \quad B_2 = 0,7 \text{ а/см}^2, \quad B_3 = 0,88 \text{ а/см}^2.$$

В точках пересечения прямой A и кривых B имеем решение уравнения (4). Очевидно могут быть три принципиально различных случая, которые иллюстрируются рисунком 2:

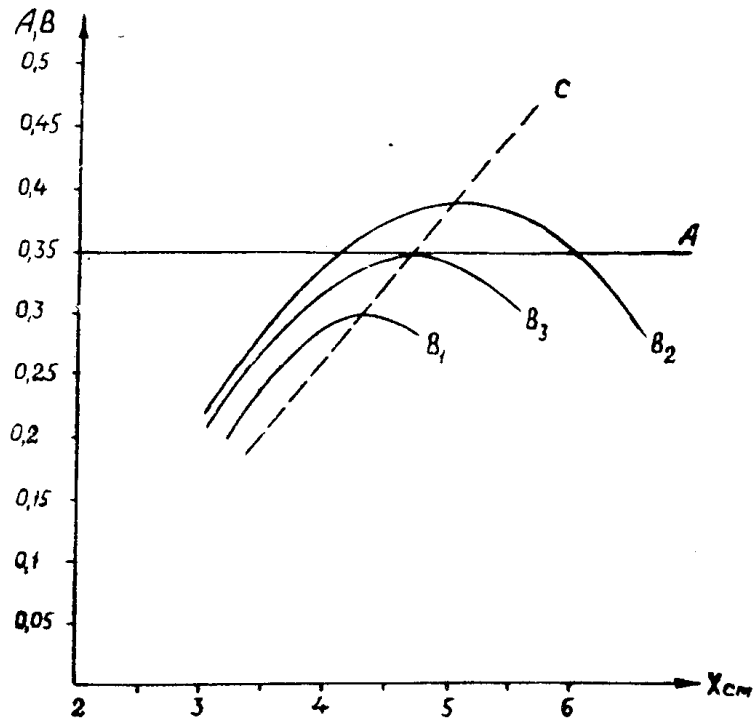


Рис. 2

1. A и B_1 — не пересекаются.
2. A и B_2 — пересекаются в двух точках.
3. A и B_3 — пересекаются только в одной точке.

Очевидно, что в случае 1 перегон электронов отсутствует и соответствующая плотность тока $i_0 = 1,1 \text{ а/см}^2$ больше критической. В случае 2 перегон происходит при $x > 4,1 \text{ см}$ и соответствующая плотность тока меньше критической. Случаю 3 соответствует максимальное сгущение электронов на расстоянии $x = 4,7 \text{ см}$ от оси клистрона. Плотность тока в этом случае равна критической.

Таким образом, из всех возможных решений уравнения (4) только одно последнее будет соответствовать критической плотности тока. Для нахождения этого решения необходимо определение максимума кривой B_3 . Следует отметить, что максимумы кривых B_1 и B_2 также соответствуют критическим плотностям тока, но для иных значений v_0 (или других величин). Поэтому целесообразно построить кривую C (изображенную на рис. 2 штриховой линией), являющуюся геометрическим местом точек максимумов семейства кривых B . Для определения точек кривой C продифференцируем выражение для B и приравняем его нулю. Полученный результат можно записать в виде уравнения:

$$\frac{J_0(2\sqrt{\Lambda x})}{N_0(2\sqrt{\Lambda x})} = \frac{J_1(2\sqrt{\Lambda x_1})}{N_1(2\sqrt{\Lambda x_1})},$$

решение которого записывается в виде

$$2\sqrt{\Lambda x} = \frac{0,5}{k-1} \pi(1+\alpha), \quad (7)$$

где $k = \frac{2\sqrt{\Lambda x_1}}{2\sqrt{\Lambda x}} = \sqrt{\frac{x_1}{x}}$, а $1+\alpha$ определяется по черт. 111 [5]

в зависимости от k .

Вычисление критических плотностей токов и радиусов выходной щели x можно производить следующим образом. Задаемся определенным значением x_1 и рядом значений x . Определяем для каждого x величину $k = \sqrt{\frac{x_1}{x}}$ и $2\sqrt{\Lambda x}$ по формуле (7). После этого нетрудно определить $2\sqrt{\Lambda x_1}$, Λ и B по формуле (6). Полученное значение B является максимальным для одной из кривых семейства B и поэтому может быть использовано для определения $i_{окр}$ и напряжения U_0 , соответствующего этой критической плотности тока. Действительно, из формулы (5), задаваясь произвольными значениями v_1 и λ , можно определить v_0 , а следовательно, и U_0 :

$$U_0 = x_1 \left(\frac{A v_1 10^4}{\Lambda} \right)^2,$$

а из (2)

$$i_{скр} = \frac{1,05 \cdot 10^{-5} \Lambda U_0^{3/2}}{x_1},$$

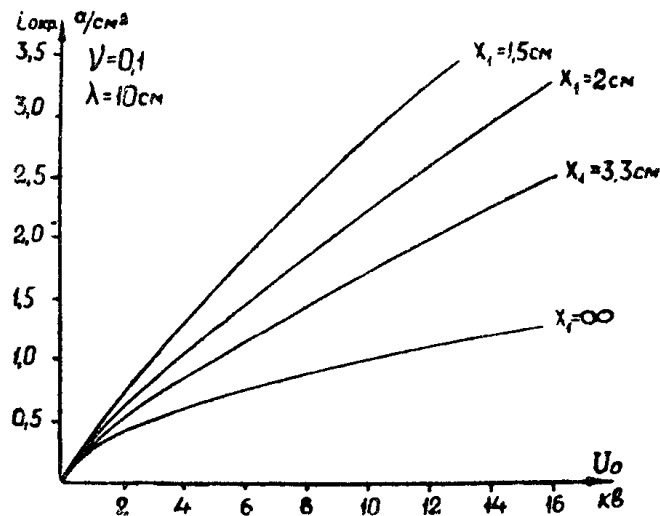


Рис. 3

Таким образом, для каждого x можно определить U_0 и $i_{окр}$. По проделанным таким образом вычислениям на рис. 3 построены кривые критических плотностей тока в зависимости от U_0 для различных радиусов входной щели x_1 . Здесь же для сравнения приведена кривая для клистрона обычной конструкции

($x_1 = \infty$).

Приведенные кривые легко могут быть поняты из простых физических соображений. Из кривых следует, что наблюдаемое повышение критической плотности тока вместе с увеличением площади поперечного сечения электронного потока позволяют получать в клистронах цилиндрической конструкции значительно большие значения тока луча, чем в обычных клистронах.

Заметим, что ограничение в расширении площади поперечного сечения электронного потока определяется возможностью возбуждения в резонаторах клистрона паразитных колебаний типа TE.

Описанный метод можно применять для определения радиуса выходной щели также и для случая, если плотность тока будет превышать критическое значение (что соответствует области II по классификации, данной в [3]). В этом случае проводится аналогичное вышеприведенному решению уравнения, отличающегося от (4) только тем, что в числителе левой части стоит число, меньшее единицы. Это число определяет максимально возможный электронный к. п. д. клистрона. Для малых плотностей тока (т. е. в области I [3]) расчет можно проводить, как это показано выше, по обычной кинематической теории.

Если плотность тока меньше критической, но все же влияние пространственного заряда значительное (что соответствует области III), то, так же, как и для обычного клистрона [3], теория перестает быть верной после перегона, и поэтому уверенный расчет может быть произведен только до перегона электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацман Ю. А. Устройство для генерации и усиления электронных колебаний. Авторское свидетельство № 60958 от 8 мая 1940.
 2. Коваленко В. Ф. История развития электронно-лучевых ламп для микроволн, Известия Академии наук СССР, серия физическая, т. 4, № 3, 1940.
 3. Панов В. П. К вопросу о пространственном заряде в клистроне. Известия ТПИ, т. 73, 1952.
 4. Клистроны (перев. с англ.) Советское радио. стр. 114—117, Москва, 1952.
 5. Янке Е. и Эмде Ф. Таблицы функций ГИТТЛ, 1949.
 6. Девятков Н. Д., Слиозберг М. Л., Данильцев Е. Н. Авторское свидетельство № 61000 с приоритетом 11 ноября 1940.
-