

УДК 621.385.6

## К ВОПРОСУ О МАКСИМАЛЬНОЙ ПОЛОСЕ УСИЛЕНИЯ МЦР-ТВИСТРОНА

*М. А. Моисеев*

Рассматривается МЦР-твистрон с входной и выходной секциями в виде отрезков конических волноводов и неоднородным линейно-изменяющимся по величине вдоль оси секций статическим магнитным полем. Показано, что при достаточно высоких значениях электронного КПД и коэффициента усиления полоса ограничена только разбросом скоростей электронов.

1. Как показывают расчеты, МЦР-твистроны с выходными секциями в виде полубесконечных регулярных волноводов и однородным продольным статическим магнитным полем могут иметь высокий поперечный электронный КПД, достигающий 60%<sup>1</sup> в режиме усиления на границе области самовозбуждения выходной секции и 84% в режиме синхронизованных колебаний в выходной секции [1, 2]. Полоса усиления таких МЦР-твистронов ограничена условием резонансного взаимодействия электронов с переменным полем на частоте, близкой к критической частоте волновода и рабочей гармонике циклотронной частоты ( $\omega \approx \omega_{кр} \approx n \omega_H$ ), и не превышает 3—4% [3].

Полоса усиления МЦР-твистрона несколько расширяется, если в качестве входной и выходной секций использовать также, как и в МЦР-монотронах с большой электронной перестройкой частоты [4], отрезки конических волноводов. Оптимизация профиля электродинамической системы позволяет расширить полосу усиления до 14% [5].

В [6] рассматривался МЦР-твистрон с входной и выходной секциями в виде конических волноводов, расширяющихся в стороны катода и коллектора, и неоднородным статическим магнитным полем, продольное распределение которого подобрано так, чтобы в каждом сечении секции циклотронная частота (или ее гармоника) равнялась критической частоте рабочего типа колебаний ( $\omega_{кр} \approx n \omega_H$ ). В таком МЦР-твистроне резонансное взаимодействие электронов с переменным полем происходит в тех участках секций, где выполняется условие  $\omega \approx \omega_{кр} \approx n \omega_H$ . Эффективность взаимодействия не зависит от частоты колебаний. Изменение частоты входного сигнала приводит лишь к смещению участков взаимодействия. Поэтому при достаточно больших длинах секций полоса усиления ограничивается только разбросом скоростей электронов.

В настоящей работе определяются КПД, полоса и коэффициент усиления МЦР-твистрона описанного выше типа. Исследование проводится на основе приведенных в [1] уравнений МЦР с нефиксированной структурой высокочастотного поля. Длина пространства дрейфа предполагается много большей длин участков взаимодействия электронов с переменными полями в секциях. Это позволяет учитывать влияние разброса скоростей электронов на их группировку только в пространстве дрейфа.

2. В стационарном режиме резонансное взаимодействие электронного потока с высокочастотным полем описывается системой уравнений [1]:

$$\frac{dp}{d\zeta} + ip(\Delta + \omega - 1) = in\omega^{n-1} f; \quad (1)$$

$$\frac{d^2 f}{d\zeta^2} + \gamma^2 f = \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\vartheta_0. \quad (2)$$

Здесь  $\zeta$  — независимая переменная, пропорциональная продольной координате  $z$ ,  $\omega = |p|^{2/n}$  и  $\vartheta_0$  — относительная энергия и начальная фаза вращательного движения электрона,  $n$  — номер рабочей гармоники циклотронной частоты,  $f(\zeta)$  — функция продольного распределения переменного поля,  $I$  — параметр, пропорциональный току электронного пучка. Величины  $\gamma^2 = 8\beta_{\parallel}^2(\omega - \omega_{кр})/\omega\beta_{\perp}^4$  и  $\Delta = 2(\omega_{\perp} - n\omega_H)/\omega\beta_{\perp}^2$  на участках взаимодействия электронов с высокочастотными полями являются линейными функциями  $\zeta$  вследствие линейной зависимости  $\omega_{кр}$  и  $\omega_H$  от  $z$ :

$$\gamma^2 = (-1)^s \alpha_s (\zeta - \zeta_{кр.s}); \quad (3)$$

$$\Delta = \Delta_{кр.s} + (-1)^s m_s (\zeta - \zeta_{кр.s}), \quad (4)$$

где  $s = 1; 2$  — индексы входной и выходной секций,  $\alpha_s > 0$  и  $m_s > 0$  — коэффициенты, характеризующие нерегулярность волновода и неоднородность статического магнитного поля,  $\zeta_{кр.s}$  и  $\Delta_{кр.s}$  — значения  $\zeta$  и  $\Delta$  в критическом сечении волновода. В рассматриваемом случае, когда расстройка  $\omega_{кр} - n\omega_H$  постоянна,  $m_s = \alpha_s \beta_{\perp}^2 / 4\beta_{\parallel}^2$ .

Взаимодействие электронов с переменным полем происходит на участках  $\zeta_{нс} \leq \zeta \leq \zeta_{кс}$ , где критическая частота близка к рабочей ( $|\Delta| \leq |\gamma|$ ). Граничными условиями уравнений (1), (2) на концах участков взаимодействия являются: отсутствие модуляции электронного пучка и заданная амплитуда внешнего сигнала при  $\zeta = \zeta_{н1}$ , условия экспоненциального спада поля в закритических сечениях  $\zeta = \zeta_{к1}$ ,  $\zeta = \zeta_{н2}$  и условие излучения выходного сигнала при  $\zeta = \zeta_{к2}$  [1].

3. При токе электронного пучка много меньше стартового значения ( $I \ll I_{s ts}$ ), когда систему уравнений (1) — (3) можно интегрировать в приближении заданного поля в входной и заданного тока в выходной секциях, поперечный электронный КПД определяется соотношениями

$$\begin{aligned} \eta_{\perp} &= G_2 J_1^2(X) R^2, \\ X &= 2\mu_{др} (G_1 P_{вх}/P_{0\perp})^{1/2}, \\ G_s &= 2I\alpha_s^{-1} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \hat{v} dt \right|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\hat{v} = v(t) \exp\left(i \int_{\zeta_{нс}}^{\zeta} \Delta d\zeta'\right),$$

$$R = \left| \int \exp(i\theta_{др}) f_e(\mathbf{v}_0) d\mathbf{v}_0 \right|.$$

Здесь  $J_1(X)$  — функция Бесселя,  $X$  — параметр группировки электронов,  $R$  — коэффициент, учитывающий уменьшение переменной составляющей тока пучка на входе во второй участок взаимодействия вследствие раз-

броса углов пролета электронов через пространство дрейфа  $\theta_{др} = \int_{\zeta_{c1}}^{\zeta_{c2}} \Delta d\zeta$

[7],  $\mu_{др} = \zeta_{c2} - \zeta_{c1}$  — эффективная приведенная длина пространства дрейфа, определяемая расстоянием между серединами участков взаимодействия,  $P_{вх}$  — мощность входного сигнала,  $P_{0\perp}$  — часть мощности пучка, заключенная во вращательном движении электронов,  $v(t)$  — функция Эйри [8],  $t = (-1)^s \alpha_s^{1/3} (\zeta - \zeta_{кр.s})$ . Входящие в (5) параметры определяются при значениях скоростей невозмущенного движения электронов  $v_0$ , соответствующих максимуму функции распределения  $f_e(v_0)$ .

Подставляя (4) в (5) и воспользовавшись интегральным представлением функции Эйри [8], получим

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} \hat{v} dt \right|^2 = \frac{2\pi}{m} \alpha^{2/3} v^2(\tau),$$

$$\tau = \Delta_{кр} \frac{\alpha^{1/3}}{m} - \left( \frac{\alpha^{2/3}}{2m} \right)^2. \quad (6)$$

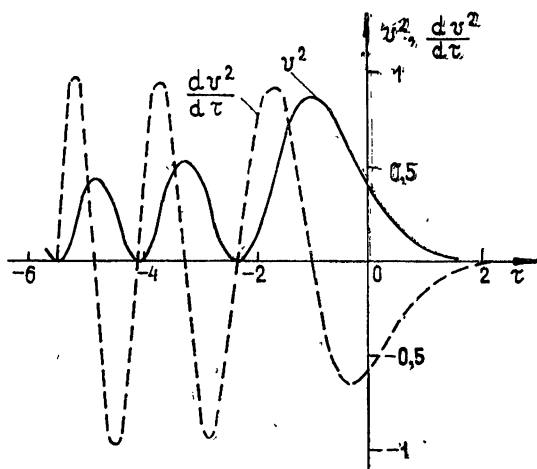


Рис. 1.

На рис. 1 приведена зависимость  $v^2$  и  $\frac{dv^2}{d\tau}$  от  $\tau$ , из которой видно, что

на оси расстройк  $\omega_{кр} - n\omega_H$  существует ряд зон усиления. Наибольший КПД достигается при  $\tau = -1$ , когда значение  $|\omega_{кр} - n\omega_H|$  минимально.

Коэффициенты  $G_{1,2}$  не зависят от частоты колебаний  $\omega$ . При достаточно больших  $\mu_{др}$  можно пренебречь зависимостью  $\mu_{др}$  от  $\omega$ . В этом случае максимальные значения полосы на половинном уровне мощности и коэффициента усиления по мощности достигаются при  $\theta_{др}(\omega_c) = 0$  и равны

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_c} = \frac{\pi\beta_{\parallel}^2}{\mu_{др}} \frac{v_{\perp 0}}{\Delta v_{\perp}},$$

$$K_p = \mu_{др}^2 G_1 G_2 \left[ \frac{2}{X} J_1(X) \right]^2.$$

Здесь  $\omega_c$  — частота колебаний в середине полосы,  $\Delta v_{\perp}/v_{\perp 0}$  — относительная величина разброса скоростей вращательного движения электронов (на уровне 0,3 для случая гауссовой функции распределения по  $v_{\perp 0}$  и пренебрежимо малого разброса полных скоростей электронов  $v_0$  [9]).

В режиме малого сигнала ( $X \ll 1$ ) при оптимальных настройке магнитного поля и токе пучка произведение  $K_p (\Delta\omega/\omega_c)^2$  зависит только от величины разброса скоростей и средней скорости поступательного движения электронов. При  $G_{1,2} \approx 1$  и обычных для экспериментальных макетов МЦР-значениях  $\beta_{\parallel} \approx 0,15$ ,  $\Delta v_{\perp}/v_{\perp 0} \approx 0,1$  [9] полоса усиления равна 7%, если  $K_p = 100$ .

Полоса усиления не зависит от  $P_{вх}$ . Коэффициент усиления при оптимальной мощности входного сигнала, обеспечивающей достижение максимального КПД ( $X = 1,84$ ), уменьшается по сравнению с  $K_p$  в режиме малого сигнала в 2,5 раза.

Выражения (5) справедливы только при достаточно малых токах электронного пучка ( $G_s \leq 1$ ). В общем случае для определения КПД и коэффициента усиления необходимо использовать численные методы интегрирования уравнений (1), (2).

На рис. 2 приведена зависимость поперечного электронного КПД МЦР-тристрона с монотонным пучком ( $R = 1$ ) от параметра настройки магнитного поля  $\Delta_{кр}$  при  $n = 1$ ,  $a = 1$ ,  $m = 0,5$ ,  $X = 1,84$  и близком к оптимальному току пучка ( $I = 0,1$ ). Сплошная кривая — результат вычисления  $\eta_{\perp}$  на ЭВМ методом, описанным в [1], пунктирная — зависимость  $\eta_{\perp}$  от  $\Delta_{кр}$ , найденная из (5), (6). Видно, что выражения (5), (6) позволяют оценивать оптимальную настройку магнитостатического поля.

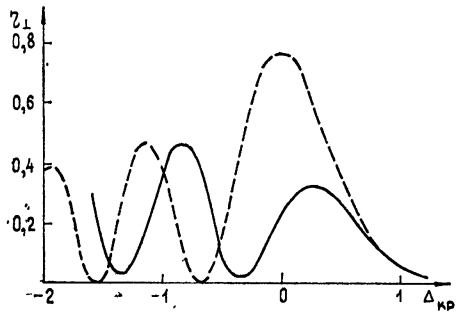


Рис. 2.

Для первых двух зон усиления, соответствующих взаимодействию электронов с переменным полем на частотах, наиболее близких к критическим ( $\tau_{opt} \approx -0,5$ ;  $-3$ ), на рис. 3 приведены найденные численными методами зависимости  $\eta_{\perp}$ ,  $I_{opt}$  от параметра нерегулярности волновода  $\alpha$  при  $R = 1$ ,  $n = 1$ ,  $m = 0,5 \alpha$  и оптимальных  $X = 1,84$ ,  $\Delta_{кр}$ ,  $I$ . В первой зоне усиления ( $\tau_{opt} \approx -0,5$ ) КПД и оптимальный ток пучка несколько ниже, чем во второй. Максимальный КПД почти не зависит от угла раскрыва конуса.

4. Максимальный КПД достигается при  $I \ll I_{st}^{min}$ , где  $I_{st}^{min}$  — минимальное по  $\Delta_{кр}$  (при настройке магнитостатическим полем) стартовое значение параметра  $I$  (рис. 3). При отличном от нуля коэффициенте отражения электромагнитной волны от нагрузки или неоднородностей электродинамической системы  $r$  опасность самовозбуждения колебаний существенно возрастает. На рис. 4 приведены зависимости  $I_{st}^{min}$  от параметра нерегулярности волновода  $\alpha$  при  $n = 1$ ,  $m = \alpha/2$ ,  $r = 0$  и  $|r| = 0,2$ . Результаты численных расчетов (сплошные кривые) показывают, что при отражении всего 4% мощности ( $|r| = 0,2$ ) стартовый ток уменьшается в 4 раза и приблизительно совпадает с оптимальным.

При  $|r| \geq 0,2$  стартовый ток с достаточной для практических расчетов точностью определяется выражением

$$I_{st} = -(1 - |r|) \alpha \left\{ \left( n + \frac{\partial}{\partial \Delta} \right) \left| \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\psi} dt \right|^2 \right\}^{-1}, \quad (7)$$

вытекающим из решения линеаризованных уравнений (1), (2) в приближении фиксированной структуры переменного поля, соответствующей структуре поля в высокодобротном ( $|r| \approx 1$ ) резонаторе. Из (6), (7) и рис. 1 видно, что на оси расстройк  $\omega_{кр} - n\omega_H$  существует ряд зон самовозбуждения с приблизительно одинаковыми стартовыми токами. Стартовый ток минимален при  $\tau \approx -2,5; -4,5$ . Значения  $I_{st}^{min}$ , найденные из (6), (7) (рис. 4, пунктирные кривые), при  $|r| = 0,2$  качественно совпадают с результатами численных расчетов (сплошные кривые). При меньших  $|r|$  выражения (6), (7) дают сильно заниженные (на порядок при  $r = 0$ ) значения  $I_{st}^{min}$ . Однако этот недостаток метода заданного поля не является существенным, так как в реальных условиях обычно невозможно получить  $r \approx 0$  во всем диапазоне частот, в котором существует опасность самовозбуждения паразитных мод.

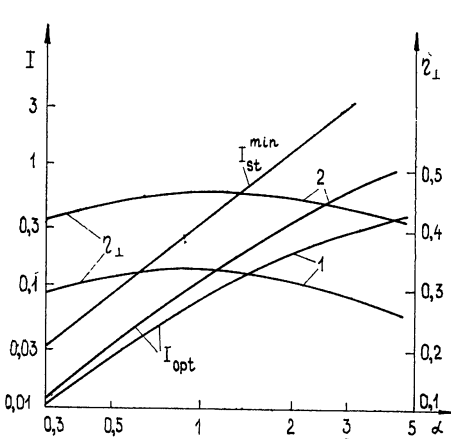


Рис. 3.

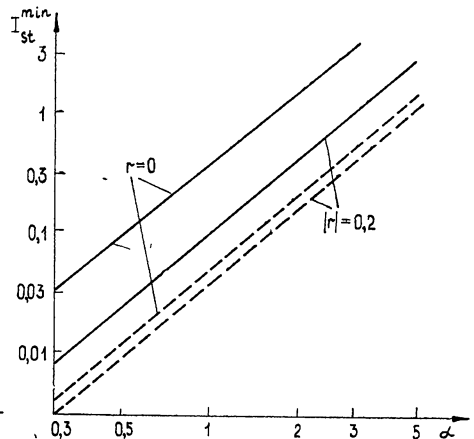


Рис. 4.

Оптимальная настройка магнитостатического поля (рис. 2) соответствует минимуму  $I_{st}$ , а  $I_{opt}$  приблизительно совпадает с удвоенным значением  $I_{st}^{min}$ , определяемым соотношениями (6), (7) при  $r = 0$  (рис. 3, 4). Таким образом, полученные результаты показывают, что выражения (5)—(7) можно использовать для приближенных расчетов МЦР-твистронов.

Автор выражает признательность В. Л. Братману и В. К. Юлпатову за полезные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Братман, М. А. Моисеев, М. И. Петелин, Р. Э. Эрм, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 4, 622 (1973).
2. И. С. Ковалев, А. А. Кураев, Е. М. Демидович, Ф. Г. Шевченко, Доклады АН БССР, 16, № 1, 24 (1972).
3. С. И. Выровой, Г. Н. Рапопорт, Изв. высш. уч. зав. — Радиоэлектроника, 16, № 10, 96 (1973); 17, № 9, 96 (1974).
4. В. Л. Братман, С. Л. Новожилов, М. И. Петелин, Доклад на конференции «Электронные приборы СВЧ и области их применения», Томск, 1972.
5. А. А. Кураев, И. С. Ковалев, С. В. Колосов, Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ, изд. Наука и техника, М., 1975.

6. М. А. Моисеев, Доклад на конференции «Электронные приборы СВЧ и области их применения», Томск, 1972.
7. В. С. Ергаков, М. А. Моисеев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 1, 120 (1975).
8. В. А. Фок, Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн, изд. Сов. радио, М., 1970.
9. Ш. Е Цимринг, в сб. Лекции по электронике СВЧ, кн. 4, изд. Саратовского университета, 1974, стр. 3.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию  
6 октября 1976 г.

## THE PROBLEM OF THE MAXIMUM CRM-TWISTRON AMPLIFICATION BAND

*M. A. Moiseev*

A CRM-twistron with input and output branches as the sections of cone waveguides and inhomogeneous static magnetic field linearly shansed along the section axis is considered. For sufficiently high values of electron efficiency and amplification coefficient, the band is shown to be limited only by the electron velocity scatter.

---