

О ПРЕДЕЛЬНОМ ЗНАЧЕНИИ К. П. Д. УМНОЖИТЕЛЬНОГО ТВИСТРОНА

В. Ф. Процай

Харьков

Опубликован ряд работ [1—5], посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию приборов, основанных на использовании высших временных гармоник тока. Особенно эффективен, по-видимому, принцип применения гармонизированного электронного потока, при освоении коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн [6].

Известные теоретические работы, посвященные приборам такого типа, основываются обычно на численных решениях и описывают (при использовании приемлемого времени счета) относительно узкий диапазон

изменения параметров. Поэтому особое значение имеют аналитические решения, рассматривающие целый ряд важных характеристик этих ламп. В частности, относительно просто можно определить предельно возможные значения коэффициента полезного действия твистронного умножителя частоты, одного из представителей класса приборов с гармонизированным электронным потоком [6]. Легко понять, что предельным значением к. п. д. твистронного умножителя был бы к. п. д. лампы, на выходную секцию которой поступают с выхода группирователя идеально сгруппированные электронные сгустки, т. е. неразлетающиеся сгустки нулевой протяженности. Подобная задача для усилителя с предварительной модуляцией электронного потока решена Г. Ф. Филимоновым [7]. В настоящей статье аналогичное рассмотрение проведено для случая умножителя частоты.

Задача рассмотрена в следующей постановке. На вход отрезка ЛБВ, рассчитанного на частоту $k\Omega$ ($k = 1, 2, 3 \dots$), поступает последовательность идеально сфокусированных электронных сгустков с частотой следования Ω ; k -я гармоника тока

$$j_k = \frac{2}{T} \int_0^T j_0(t_0) e^{ik\Omega t} dt_0 \quad (1)$$

возбуждает в замедляющей системе высокочастотное поле на частоте $k\Omega$.

Здесь T — период следования сгустков;

$j_0(t_0)$ — ток на входе в отрезок ЛБВ;

t_0 — время влета.

В предположении идеальной группировки

$$j_0(t_0) = j_0 \delta\left(\frac{t_0}{T}\right), \quad (2)$$

где j_0 — средний за период тока.

Замедляющая система полагается узкополосной с высокой крутизной дисперсии, так что сигналы на боковых частотах $(k-1)\Omega$ и $(k+1)\Omega$ не возбуждаются. Увеличение ширины полосы и уменьшение крутизны дисперсионной характеристики приводят к уменьшению мощности на основной гармонике из-за возбуждения боковых. Поэтому при рассмотрении предельных к. п. д. указанное предположение можно считать оправданным.

Основную систему уравнений можно привести к виду

$$-W'' = (1 + \epsilon \xi_0 + \epsilon \omega')^3 \operatorname{Re} \{F_{k+} e^{-ikw}\}, \quad (3)$$

$$F'_{k+} = 2e^{ikw}, \quad (4)$$

где (3) и (4) соответственно уравнения движения и возбуждения в безразмерных переменных, введенных так же, как в [7], относительно частоты следования сгустков:

ξ_0 — параметр рассинхронизма;

F_{k+} — безразмерная амплитуда прямой волны;

W — безразмерное время пролета;

ϵ — параметр усиления;

ζ — безразмерная координата.

Штрихом здесь обозначено дифференцирование по ζ . Граничные условия

$$W|_{\zeta=0} = 0; \quad W'|_{\zeta=0} = -\xi_0; \quad F_{k+}|_{\zeta=0} = 0. \quad (5)$$

В этих обозначениях электронный к. п. д.

$$\eta = \frac{1}{2} \varepsilon |F_{k+}|^2. \quad (6)$$

Соотношения (3), (4) вместе с (5) аналогично [7] нетрудно привести к виду

$$\pm \varepsilon^{\frac{3}{2}} \sqrt{2} \eta^{-\frac{1}{2}} \frac{1}{k} = (1 - \sqrt{1 - \eta})^{-1} - \frac{1 + \varepsilon \xi_0}{2}, \quad (7)$$

отсюда определим максимальный к. п. д. при заданных ε и ξ_0 . Заменой переменных уравнение (7) сводится к кубическому уравнению

$$v^3 + 3sv + 2q = 0, \quad (8)$$

корни которого определяют η

$$\eta = 4\varepsilon \left[\frac{v + \frac{\varepsilon}{k} \frac{\sqrt{2}}{3}}{1 + \varepsilon \left(v + \frac{\varepsilon}{k} \frac{\sqrt{2}}{3} \right)^2} \right]^2. \quad (9)$$

Здесь

$$s = \frac{2}{9} \frac{\varepsilon^2}{k^2} - \frac{\xi_0}{3}, \quad q = -\frac{2}{k} \left(1 + \frac{\varepsilon \xi_0}{3} + \frac{4\varepsilon^3}{27k^2} \right);$$

$$0 \leq \varepsilon^{\frac{1}{2}} \left(v + \frac{\varepsilon}{k} \frac{\sqrt{2}}{3} \right) \leq 1.$$

Характер решений кубического уравнения (8) определяется знаком дискриминанта

$$D = q^2 + s^3 = \frac{0.5}{k^2} - \left(\frac{\xi_0}{3} \right)^3 + \frac{\varepsilon \xi_0}{3k^2} + \frac{\varepsilon^2}{k^2} \left(\frac{4\varepsilon}{27k^2} - \frac{\xi_0^2}{54} \right). \quad (10)$$

В дальнейшем представляет интерес случай $D > 0$, так как вблизи границы $D = 0$ со стороны области $D > 0$ реализуется наибольший к. п. д. При положительных D соотношение (8) имеет лишь один действительный корень. Значение параметра рассинхронизма, при котором дискриминант обращается в нуль, иногда называют критическим рассинхронизмом $\xi_{0 \text{ крит.}}$, так как при $\xi_0 > \xi_{0 \text{ крит.}}$ к. п. д. резко убывает [8]. При стремлении параметра рассинхронизма $k \rightarrow -\infty$

$$v \rightarrow \frac{\varepsilon \sqrt{2}}{3k} \quad \text{и} \quad \lim_{\xi_0 \rightarrow -\infty} \eta = 0. \quad (11)$$

При изменении ξ_0 от $(-\infty)$ до $\xi_0 = \xi_{0 \text{ крит.}}$ v и η монотонно растут. Приравняв дискриминант нулю, находим величину критического рассинхронизма и, следовательно, наибольший для заданного параметра усиления коэффициент полезного действия

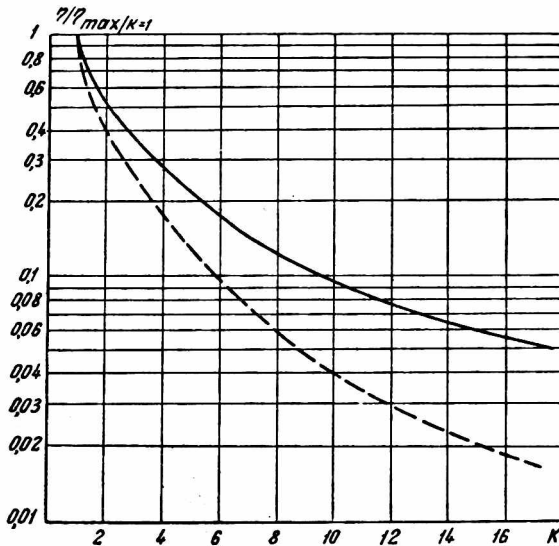
$$\xi_{0 \text{ крит.}} = \frac{3}{2^{\frac{2}{3}}} k^{-\frac{2}{3}} + 2^{\frac{1}{3}} \varepsilon k^{-\frac{4}{3}};$$

$$v = \frac{2^{\frac{5}{6}}}{k^{\frac{2}{3}}} \left[1 + \frac{\varepsilon \xi_{0 \text{ крит.}}}{9} \right]; \quad (12)$$

$$\eta = 4\varepsilon \left[\frac{v + \frac{\varepsilon}{k} \frac{\sqrt{2}}{3}}{1 + \varepsilon \left(v + \frac{\varepsilon}{k} \frac{\sqrt{2}}{3} \right)^2} \right]^2.$$

Из полученных соотношений видно, что при малых значениях ε величина критического рассинхронизма обратно пропорциональна коэффициенту умножения в степени две третьих. При малых $\frac{\varepsilon}{k}$ к. п. д. убывает с увеличением по тому же закону. Та же зависимость η от k характерна и при $\xi_0 = 0$.

Для фиксированных параметров пучка и для заданного ε исследование зависимости коэффициента полезного действия от коэффициента умножения учитывает сохранение частоты выходного сигнала и изменение частоты модуляции. Для практики также важен обратный случай,



когда частота модуляции остается постоянной, а меняется частота на выходе. Тогда необходимо учесть, что при сохранении параметров пучка сопротивление связи будет изменяться пропорционально $\frac{1}{\lambda}$, а ε — пропорционально $\left(\frac{1}{\lambda}\right)^{\frac{1}{3}}$.

Здесь λ — длина волны сигнала на выходе умножителя. Поэтому предельный к. п. д. обратно пропорционален коэффициенту умножения.

На рисунке приведены сравнительные зависимости относительного к. п. д. от k для случая возбуждения замедляющей системы последовательностью идеальных сгустков (сплошная кривая) и для случая модуляции электронного потока слабым сигналом в односекционном резонаторном группирователе (пунктирная кривая). Второй случай посчитан в приближении заданного тока. Очевидно, имеются возможности в повышении к. п. д. твистронных умножителей частоты. Для увеличения их энергетической эффективности прежде всего необходимо улучшение качества предварительной группировки электронного потока. Этого можно достичь применением многосекционных группирователей. В литературе известны группирователи, позволяющие получить электронные сгустки, близкие к идеальным. К. п. д. твистронов с такими модуляторами близки к предельно возможным, посчитанным в работе [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Y. Bates, E. L. Ginzton. PIRE, vol. 45, № 7.
2. F. D. Paseke. RCQ Rev., vol. 22, № 1.
3. F. E. Kavanagh, K. Westermann. IRE Trans. Military Electronics, 1960, № 4.
4. В. И. Канавец. «Изв. вузов, Радиотехника», 1960, № 5.
5. В. Н. Парыгин. «Радиотехника и электроника», 1963, т. 8.
6. Л. А. Поспелов, А. Я. Усиков. УФЖ, т. XIV, вып. 5.
7. Г. Ф. Филимонов. «Радиотехника и электроника», 1961, № 9.
8. Н. М. Советов. Основы теории ламп бегущей волны с учетом релятивистских эффектов. Изд-во Саратовского государственного университета, 1966.