УДК 621.37/39

Г.В.ЗГАЕВСКАЯ, А.А.ПОЛИЩУК (БПИ)

ОБ ОПТИМИЗАЦИИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ ПОСТОЯННОГО ТОКА В ЭНЕРГИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Для преобразования энергии постоянного тока в энергию электромагнитных колебаний служат СВЧ-устройства с тормозящими полями, которые широко используются в качестве гетеродинов радиолокационных станций, передатчиков телевизионных систем, задающих генераторов в измерительной технике и т.д.

В настоящее время весьма перспективными являются высокопервеансные СВЧ-устройства с тормозящими полями [1] . В связи с этим большой теоретический и практический интерес представляют предельные режимы таких приборов, поскольку здесь наблюдаются явления, учет которых даже в квазилинейном приближении трудоемок. В то же время оптимальные режимы электронных вакуумных приборов (ЭВП) СВЧ близки к предельным [2] , т.е. к таким, в которых критичность зависимостей оптимизированных параметров от реальных факторов, имеющих место в устройствах с тормозящими полями, неизбежно возрастает. Следовательно, одним из возможных путей оптимизации маломощных ЭВП СВЧ могут служить неоднородности статических полей [3] , которые обусловлены реальной конструкцией.

В нашей работе рассмотрим такие существенные факторы основных параметров ЭВП СВЧ малой мощности, как СВЧ-зазор резонатора и плотность объемного заряда в области отражателя. При взаимодействии электронного потока с электромагнитным полем в зависимости от изменения угла пролета электронов кпд в динамическом режиме можно выразить уравнением

$$\eta_{\text{н}} = \frac{2x^2}{\vartheta_e} \cdot \frac{g_{\text{н}}}{M^2\,\vartheta_e g_0}, \tag{1}$$

где М – коэффициент взаимодействия ВЧ поля с электронным потоком; ϑ_e – суммарный оптимальный угол пролета электронов в пространстве группировки; $g_{\text{н}}/g_0$ – относительная электронная проводимость нагруженного генератора.

Параметр группировки можно определить исходя из закона сохранения энергии:

$$\frac{2x \int_1 (x)}{\vartheta_e} - \frac{2x^2}{\vartheta_e}\,(a + \xi_{\text{н}} + \xi_r) = 0, \tag{2}$$

где

$$a = \frac{\beta}{\vartheta_0}; \quad \xi_{\text{н}} = \frac{g_{\text{н}}}{M^2\vartheta_e g_0}; \quad \xi_r = \frac{g_r}{M^2\vartheta_e g_0}. \tag{3}$$

На основании уравнений (1)–(3) запишем следующее соотношение:

$$1 - \frac{x}{4} = 2\,(a + \xi_r + \xi_{\text{н}}) \tag{4}$$

из (4) выражение для параметра группировки x представим как

$$x = 4[1 - 2(\alpha + \xi_r + \xi_н)]. \tag{5}$$

Подставляя значения для параметра группировки из (5) в выражение (1), получим

$$\eta_н = \frac{32}{\vartheta_e}\xi_н[1 - 2(\alpha + \xi_н + \xi_r)]^2. \tag{6}$$

Если все параметры прибора остаются постоянными, а изменяется только проводимость нагрузки, тогда оптимальное значение кпд имеет место при таком условии:

$$\xi_н = \frac{1}{6}[1 - 2(\alpha + \xi_r)]. \tag{7}$$

Максимальное значение кпд нагруженного клистрона запишется на основании (6) и (7) в виде

$$\eta_{н\max} = \frac{64}{27\vartheta_e}[1 - 2(\alpha + \xi_r)]^3. \tag{8}$$

Как следует из формулы (8), максимум коэффициента полезного действия возрастает с уменьшением потерь в резонаторе и при $\xi_r = 0$ $\eta_{н\max}$ достигает максимального значения.

Обычно в рабочих устройствах с тормозящими полями угол пролета электронов находится в интервале $\psi_0 = \pi/2 - \pi$, что соответствует

$$\beta \sim \frac{5}{4}\psi_0; \quad \alpha = \frac{5}{4}\frac{\psi_0}{\vartheta_0}. \tag{9}$$

Тогда с увеличением потерь в резонаторе коэффициент полезного действия можно записать обычной формулой, подставляя вместо α его значение из (9):

$$\alpha' = \alpha\left(1 + \frac{5}{4}\frac{g_r}{g_0 M^2 \psi_0}\right). \tag{10}$$

Оценим поправку, вносимую сопротивлением для реальных параметров клистронов, входящих в (10). Например, $V_0 = 200$ в; $I_0 = 20$ мА; $n = 4$. Как показывают расчеты, поправка α', вносимая нагрузкой, не является большой, даже повышение добротности резонаторов с $g_r = 10^{-4}S$ до $g_r = 10^{-5}S$ не приводит к существенному изменению оптимального кпд нагруженного отражательного клистрона (ОК).

Из формулы (8) видно, что максимальный коэффициент полезного действия $\eta_{н\max}$ нагруженного прибора в зависимости от добротности резонаторов g_r для различных углов ψ_0 изменяется в широких пределах. Это значит, что основную роль в определении оптимального кпд играет угол пролета электронов и только при значительных потерях в контурах возрастает роль тепловых потерь.

Таким образом, модулированные потери в большинстве случаев превышают тепловые в резонаторе, и, следовательно, их влияние на параметры маломощных ЭВП СВЧ велико.

Одним из важных параметров генераторов СВЧ является пусковой ток, т.е. минимальное значение конвекционного электронного тока, при котором начинается генерация в приборе.

Для определения значения пусковых токов можно воспользоваться формулой (5). Приравняем в ней выражения для параметра группировки x к нулю:

$$I_{\text{пуск}} = \frac{(g_{\text{н}} + g_r) V_0}{\text{M}^2 \vartheta_0^2} \cdot \frac{1}{1 - 2a} . \tag{11}$$

Как видно из формулы (11), при неизменных параметрах резонатора пусковой ток резко возрастает с увеличением угла пролета электронов через зазор, особенно для зоны колебаний низкого порядка.

В общем случае при наличии пространственного заряда основные соотношения для клистронного генератора малой мощности, выведенные на основании элементарной теории, будут иметь значительные отклонения вследствие изменения ряда характеристик тормозящего поля отражателя. Поэтому исследуем влияние постоянной составляющей пространственного заряда при плоской системе электродов на основные параметры этого генератора.

Как показано в работах [4, 5], для дальних зон колебаний, т.е. для $n \geqslant 2$

$$\text{a}\Phi_{\text{оп}} \simeq 2\pi n = \frac{4l\,\omega}{\vartheta_0} \cdot \frac{\text{a}}{1 + \varphi'_{\text{оп}}} = \frac{4l\omega}{\vartheta_0} \cdot \frac{1}{1 + \varphi_{\text{оп}}} . \tag{12}$$

Из соотношения (12) запишем

$$\varphi'_{\text{оп}} = \text{a}\,\varphi_{\text{оп}} + \text{a} - 1 . \tag{13}$$

Следовательно, для выбранной зоны колебаний увеличение плотности объемного заряда приводит к снижению абсолютного значения потенциала отражателя. Уравнение для угла пролета электронов в нелинейном поле отражателя имеет вид

$$\Phi'_{\text{оп}} = \text{a}\Phi_{\text{оп}} = 2\pi \left(n + \frac{3}{4}\right) - \psi_0 . \tag{14}$$

На основании соотношений (12)–(14) для центра зоны колебаний получим следующее:

$$\text{a}\,\frac{4l\omega}{\vartheta_0 (1 + \varphi_{\text{оп}})} = 2\pi \left(n + \frac{3}{4}\right). \tag{15}$$

Выражение (15) можно записать в таком виде:

$$1 + \frac{U^1_{\text{отр}}}{V_0} = \text{a}c , \tag{16}$$

где

$$c = \frac{4l\,\omega}{\vartheta 2\pi \left(n + \frac{3}{4}\right)} .$$

В формуле (16) приведенное время пролета электронов "а" является функцией от аргумента первеанса η_d.

При изменении первеанса тока от 1 до 3 падение напряжения отражателя может составлять до 40–50 % от своего первоначального значения.

Пусковой ток является одним из важнейших параметров при исследовании клистронного генератора в момент возникновения электронных колебаний. Поэтому изучение влияния объемного заряда на пусковой ток при различных значениях активной проводимости резонатора позволит наиболее оптимально выбирать колебательную систему клистрона для рабочих условий.

Уравнение, характеризующее электронные кпд маломощного ЭВП СВЧ, имеет вид

$$\eta_e = \mathrm{M}\xi S_1\left(\frac{\mathrm{M}\xi}{2}\vartheta\right) - \frac{\mathrm{M}^2\xi^2}{2}\left(1 - \frac{\psi_0}{2}\operatorname{ctg}\frac{\psi_0}{2} + \frac{g_r}{g_0\mathrm{M}^2} + \frac{g_{\text{н}}}{g_0\mathrm{M}^2}\right). \tag{17}$$

Не учитывая потери на модуляцию электронов и для режима генерации, когда амплитуда высокочастотного напряжения очень мала (т.е. $S_1(x') = x'/2$), из соотношения (17) получим следующее выражение:

$$\frac{\mathrm{M}\xi x'}{2} = \frac{\mathrm{M}^2\xi^2}{2}\left(\frac{g_r + g_{\text{н}}}{g_0\mathrm{M}^2}\right). \tag{18}$$

Подставим значение параметра группировки x' при нелинейном поле отражателя в формулу (18) и после несложных преобразований получим

$$I_{\text{пуск}} = \frac{V_0(g_r + g_{\text{н}})}{\mathrm{M}^2\pi\left[\left(n + \frac{3}{4}\right)\text{к} - (1+\text{к})\frac{\psi_0}{2\pi}\right]}. \tag{19}$$

Из формулы (19) видно, что с увеличением объемного заряда пусковой ток падает. В то же время увеличение номера зоны колебаний обусловливает более сильное влияние пространственного заряда на пусковой ток.

Для анализа влияния плотности объемного заряда на электронный коэффициент полезного действия с учетом монотронных потерь запишем следующее выражение:

$$\eta_e = \frac{\mathrm{M}U_1}{V_0} \int_1 \left(\frac{\mathrm{M}U_1\vartheta_e}{2V_0}\right) - \frac{\mathrm{M}^2U_1^2}{2V_0^2}\left(1 - \frac{\psi_0}{2}\operatorname{ctg}\frac{\psi_0}{2}\right). \tag{20}$$

После несложных преобразований формула (20) перепишется таким образом:

$$\eta_e = \mathrm{M}\xi \int_1 \left[\frac{2\pi\text{к}\left(n + \frac{3}{4}\right) - (1+\text{к})\psi_0}{\frac{2}{\mathrm{M}\xi}}\right] - \frac{\mathrm{M}^2\xi^2}{2}\left(1 - \frac{\psi_0}{2}\operatorname{ctg}\frac{\psi_0}{2}\right). \tag{21}$$

На основании выражения (21) значения электронного кпд 1-й, 2-й и 3-й зон колебаний для нескольких реально встречающихся углов пролета электронов через зазор резонатора могут быть представлены в следующем виде:

$$\psi_0 = \frac{\pi}{2};\quad \eta_e = 0{,}9\xi \int_1 [4{,}23\xi(\text{к} - 0{,}167)] - 0{,}086\xi^2; \tag{22}$$

$$\eta_e = 0{,}9\xi \int_1 [7{,}05\xi(\text{к} - 0{,}1)] - 0{,}086\xi^2; \tag{23}$$

$$\eta_e = 0{,}9\xi \int_1 [9{,}85\xi(\text{к} - 0{,}07)] - 0{,}086\xi^2 ; \qquad (24)$$

$$\psi_0 = \frac{2\pi}{3} ; \ \eta_e = 0{,}825\xi \int_1 [3{,}66\xi(\text{к} - 0{,}237)] - 0{,}135\xi^2 ; \qquad (25)$$

$$\eta_e = 0{,}825\xi \int_1 [6{,}3\xi(\text{к} - 0{,}138)] - 0{,}135\xi^2 ; \qquad (26)$$

$$\eta_e = 0{,}825\xi \int_1 [8{,}9\xi(\text{к} - 0{,}1)] - 0{,}135\xi^2 ; \qquad (27)$$

$$\psi_0 = \pi ; \ \eta_e = 0{,}64\xi \int_1 [2{,}5\xi(\text{к} - 0{,}4)] - 0{,}2\xi^2 ; \qquad (28)$$

$$\eta_e = 0{,}64\xi \int_1 [4{,}5\xi(\text{к} - 0{,}222)] - 0{,}2\xi^2 ; \qquad (29)$$

$$\eta_e = 0{,}64\xi \int_1 [6{,}5\xi(\text{к} - 0{,}154)] - 0{,}2\xi^2 . \qquad (30)$$

Как следует из выражений (22–30), электронный кпд для дальнейших зон колебаний (т.е. $n \geqslant 2$) с увеличением плотности объемного заряда значительно уменьшается и для коэффициента использования напряжения $\xi = 0{,}3$ во 2-й зоне колебаний при к = 2,1 приближается к нулю, а для 3-й зоны даже при к = 1,75 становится равным нулю.

В то же время с увеличением угла пролета электронов ψ_0 электронный кпд падает, что объясняется монотронными потерями. Для удобства анализа нулевой зоны колебаний в выражение (21) введем новую переменную $\varphi = M\xi$. Получим следующее соотношение:

$$\eta_e = \varphi \int_1 \left(\frac{\varphi \vartheta_e}{2}\right) - \frac{\varphi^2}{2}\left(1 - \frac{\psi_0}{2}\,\mathrm{ctg}\,\frac{\psi_0}{2}\right) . \qquad (31)$$

При анализе выражения (31) для электронного кпд необходимо иметь в виду возможность возникновения колебаний СВЧ с коэффициентами ξ, превышающими 1.

Предельные значения $\xi_{пр}$ определяются формулами:

$$\xi_{пр} \approx \frac{4}{5}\psi_0 \qquad \text{при} \qquad \psi_0 > \frac{\pi}{4} ; \qquad (32)$$

$$\xi_{пр} \approx \frac{1}{2}\left(1 + \frac{4}{9}\psi_0^2\right) \qquad \text{при} \qquad \psi_0 < \frac{\pi}{4} . \qquad (33)$$

Таким образом, в реальных клистронах эффективный коэффициент модуляции с учетом (32) и (33) может изменяться в пределах

$$0 < \varphi < \frac{1}{6}\sin\frac{\psi_0}{2} .$$

При увеличении к η_e имеет максимум в точке

$$\varphi_{max} = \frac{0{,}58}{1 - \frac{\psi_0}{2}\,\mathrm{ctg}\,\frac{\psi_0}{2}} < 1{,}6\sin\frac{\psi_0}{2} . \qquad (34)$$

Максимальное значение кпд в этих точках согласно (34) определяется формулой

$$\eta_e = \frac{0{,}169}{1 - \frac{\psi_0}{2}\,\mathrm{ctg}\,\frac{\psi_0}{2}} .$$

Кпд нагруженного клистрона в нулевой зоне определяется формулой

$$\eta_\text{н} = \varphi J_1\left(\frac{\varphi\vartheta_e}{2}\right) - \frac{\varphi^2}{2}\left(1 + \frac{g_r}{g_0 \mathrm{M}^2} - \frac{\psi_0}{2}\,\mathrm{ctg}\,\frac{\psi_0}{2}\right) .$$

Если ψ_0 или g_r достаточно велики, оптимальное значение кпд нагруженного клистрона равно

$$\eta_\text{н} = \frac{0{,}169}{1 - \frac{\psi_0}{2}\,\mathrm{ctg}\,\frac{\psi_0}{2} + \frac{g_r}{g_0 \mathrm{M}^2}} . \qquad (35)$$

Наоборот, максимальное значение кпд нагруженного клистрона имеет место при $g_r \to 0$, т.е. минимальных потерях в резонаторе, и только при больших g_r, удовлетворяющих условию

$$g_r \gg \mathrm{M}^2 g_0 \left(1 - \frac{\psi_0}{2}\,\mathrm{ctg}\,\frac{\psi_0}{2}\right) ,$$

формула (35) переходит в известную формулу

$$\eta_\text{ном} = 0{,}169\,\frac{\mathrm{M}^2 g_0}{g_r} .$$

На основании проведенного анализа видно, что оптимальные кпд по пусковому то.у и другим режимам достигаются в маломощных ЭВП СВЧ при существенно больших углах пролета электронов через ВЧ-зазор и повышенных токах электронного пучка. Таким образом, путем использования той или иной неоднородности поля можно в значительной степени оптимизировать ЭВП СВЧ по заданным параметрам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бобровский Ю.Л., Солнцев В.А. О применимости макроскопического описания процессов в высокопервеансных электронных потоках. – Радиотехника и электроника, 1982, т. 27, № 7, с. 1388–1396. 2. Кураев А.А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. – Минск, 1979, с. 216. 3. Афанасов С.Г. Влияние неоднородности статического поля на характеристики генераторов с тормозящим полем. – Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т. 18, № 4, с. 597–610. 4. Полищук А.А. О группировке электронов в электростатическом поле. – В кн.: Научные и прикладные проблемы энергетики. Минск, 1983, вып. 10, с. 39–43. 5. Полищук А.А. Влияние объемного заряда на пусковой ток и напряжения отражателя в ОК. – Изв. вузов. – Радиоэлектроника, 1969, XII, № 3, с. 295–298.