

УДК 519.6:621.385

КОМПЕНСАЦИЯ ВЛИЯНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЛОЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ЧЕРЕНКОВСКИХ ГЕНЕРАТОРАХ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

А.А. КУРАЕВ, А.О. РАК, А.К. СИНИЦЫН

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровка, 6, Минск, 220013, Беларусь

Поступила в редакцию 16 сентября 2010

На основе строгой нелинейной теории релятивистских ЛБВ и ЛОВ на нерегулярных полых волноводах с катодными фильтрами-модуляторами с учетом как распространяющихся, так и закритических волн, с учетом потерь в стенках волновода и неоднородности направляющего электронного потока магнитоэлектростатического поля, выяснено влияние динамического расслоения электронного потока на эффективность генератора. Показана возможность почти полной компенсации влияния динамического расслоения на КПД за счет оптимизации расположения электронного потока в неоднородных ВЧ и магнитном полях и параметров нерегулярного гофрированного волновода.

Ключевые слова: релятивистский черенковский генератор, динамическое расслоение, неоднородное поле, оптимизация по КПД.

Введение

Электродинамические системы современных мощных и сверхмощных электронных приборов СВЧ (гиротронов, релятивистских ламп бегущей и обратной волны – ЛБВ и ЛОВ), включая вводы и выходы энергии, представляют собой отрезки нерегулярных волноводов [1–5]. Причем режим этих волноводов оказывается чаще всего многоволновым [6, 7]. Улучшение характеристик указанных сверхмощных приборов СВЧ связано прежде всего с оптимизацией профиля их электродинамических систем. Это, в свою очередь, требует развития адекватной теории и методов расчета произвольно-нерегулярных волноводов, включая учет конечной проводимости стенок волновода [8, 9]. Важным фактором, снижающим эффективность сверхмощных черенковских генераторов, является динамическое расслоение электронного потока: различные его слои оказываются под действием разных по интенсивности сил полного поля и поэтому эффективность взаимодействия различных слоев потока с полем существенно различается вплоть до различия по знаку. Эффект динамического расслоения до сих пор детально не изучен. Поэтому в данной статье на основе строгой двумерной нелинейной теории релятивистских черенковских генераторов [8, 9] проведен анализ влияния динамического расслоения на примере двухмодового черенковского генератора. Показано, что оптимизация расположения электронного потока в неоднородных ВЧ и магнитном полях и геометрических параметров гофрированного волновода позволяет почти полностью компенсировать снижение КПД генератора за счет эффекта динамического расслоения электронного потока в неоднородном электромагнитном поле.

Двумерные самосогласованные уравнения нелинейной модели релятивистских ЛОВ и ЛБВ-О с замедляющей системой в виде гофрированного волновода

Теория релятивистских ЛБВ и ЛОВ с электродинамической системой в виде нерегулярного гофрированного волновода на основе метода преобразования координат развита в

[8, 9]. Для ЛБВ и ЛОВ с рабочей волной E_{0i} полоого нерегулярного волновода в двумерном приближении она приводит к следующей системе самосогласованных нелинейных уравнений [8, 9].

Уравнения для расчетных амплитуд возбуждаемых волн:

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{A}_{mi}}{dz} &= \left(m \cdot W \cdot \dot{V}_{mi} + v_{0i} \cdot \dot{C}_{mi} \right) + (1-j)2S_\sigma \frac{\sqrt{1+(db/dz)^2}}{b} \sum_k \dot{V}_{mk} \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0i})}; \\ \dot{C}_{mi} &= -\frac{v_{0i} \dot{V}_{si}}{m \cdot W \cdot b^2} + \frac{\partial b}{b \partial z} \times \left(-\frac{\dot{A}_{mi}}{v_{0i}} + \sum_{k \neq i} \frac{2 \cdot v_{0i}}{v_{0k}^2 - v_{0i}^2} \cdot \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0i})} \dot{A}_{mk} \right) - \\ & - \frac{jG_0}{m \cdot W \cdot e_{0i} \cdot b^2} \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N J_0 \left(v_{0i} \frac{r_{lj}}{b} \right) e^{-jmW\theta_{lj}}; \\ \frac{d\dot{V}_{mi}}{dz} &= -m \cdot W \left\{ \dot{A}_{mi} + \left(\frac{\partial b}{\partial z} \right)^2 \cdot \left[\dot{A}_{mi} \frac{1}{3} \left(1 + \frac{4}{v_{0i}^2} \right) + \sum_{k \neq i} \frac{4 \cdot (v_{0i}^2 + v_{0k}^2)}{(v_{0i}^2 - v_{0k}^2)^2} \cdot \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0i})} \dot{A}_{mk} \right] - \right. \\ & - b \frac{\partial b}{\partial z} \cdot \left(-\frac{\dot{C}_{mi}}{v_{0i}} + \sum_{k \neq i} \frac{2 \cdot v_{0k}}{v_{0i}^2 - v_{0k}^2} \cdot \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0i})} \dot{C}_{mk} \right) \left. \right\} + \\ & + \frac{G_0}{e_{0i} b} \cdot \left(\frac{1}{N} \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N J_1 \left(v_{0i} \frac{r_{lj}}{b} \right) \left(\frac{\beta_{rlj}}{\beta_{zlj}} - \frac{r_{lj}}{b} \frac{\partial b}{\partial z} \right) \right) j e^{-jmW\theta_{lj}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где v_{0i} – i -ый корень $J_0(x)$, $b(T) = k_0 b'(T)$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega_0/c$, $b'(T)$ – внутренний радиус волновода (штрихом помечены размерные величины, имеющие одинаковое обозначение с безразмерными), $W = \omega/\omega_0$, ω – рабочая частота, ω_0 – базовая частота, i – радиальный индекс волны, m – номер гармоники ω , β_{rlj} , β_{zlj} – радиальная и продольная нормированные скорости, $G_0 = 2eI_0/\varepsilon_0 m_0 c^3$, I_0 – ток пучка, $\dot{A}_{mi} = (b' \cdot \dot{E}'_{rmi} \cdot e)/(m_0 c^2)$, $\dot{C}_{mi} = (\dot{E}'_{zmi} \cdot e)/(\omega_0 m_0 c)$, $\dot{V}_{mi} = (b' \cdot \dot{B}'_{\phi mi} \cdot e)/(m_0 c)$, \dot{E}'_{rmi} , \dot{E}'_{zmi} , $\dot{B}'_{\phi mi}$ – амплитуды компонент волны, e , m_0 – заряд и масса покоя электрона, c – скорость света в пустоте, r_{lj} – радиус движения l -ого электрона из слоя j , $r_{lj} = k_0 r'_{lj}$, $\theta_{lj} = \omega t_{lj}$, $z = z' k_0$, $S_\sigma = \sqrt{\pi W / \sigma \lambda_0 \mu_a c}$, σ – удельная проводимость стенки, μ_a – ее магнитная проницаемость, $e_{0i} = 0,5 J_1^2(v_{0i})$; N – число фазовых траекторий, M – число слоев в электронном потоке ($l = \overline{1, N}$, $j = \overline{1, M}$).

Уравнения движения крупных частиц:

$$\begin{cases} \frac{dP_{rlj}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zlj}} \left(\frac{\gamma_{lj} \beta_{\phi lj}^2}{r_{lj}} - E_r - \beta_{\phi lj} F_z + \beta_{zlj} B_\phi \right); \\ \frac{dP_{\phi lj}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zlj}} \left(\frac{\gamma_{lj} \beta_{rlj} \beta_{\phi lj}}{r_{lj}} - \beta_{zlj} F_r + \beta_{rlj} F_z \right); \\ \frac{dP_{zlj}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zlj}} (-E_z - \beta_{rlj} B_\phi + \beta_{\phi lj} F_r); \\ \frac{dr_{lj}}{dz} = \frac{\beta_{rlj}}{\beta_{zlj}}; \quad \frac{d\theta_{lj}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zlj}}; \end{cases} \quad (2)$$

$$\vec{P}_{lj} = \gamma_{lj} \vec{\beta}_{lj}; \quad \gamma_{lj} = \frac{1}{\sqrt{1 - \vec{\beta}_{lj}^2}} = \sqrt{1 + P_{rlj}^2 + P_{\phi lj}^2 + P_{zlj}^2}.$$

Выражение физических ВЧ-полей через расчетные амплитуды с учетом полей пространственного заряда:

$$\begin{cases} E_r = -\frac{1}{b} \sum_m \sum_{i=1}^M J_1 \left(v_{oi} \frac{r_{ij}}{b} \right) \operatorname{Re} \left(\dot{A}_{mi} e^{jmW\theta_{ij}} \right) - \frac{G_0}{2r_{ij}} \left(\frac{1}{\beta_{z0}} - \beta_{z0} \right); \\ E_z = \operatorname{Re} \left[\sum_m \sum_{i=1}^M J_0 \left(v_{oi} \frac{r_{ij}}{b} \right) \dot{C}_{mi} \cdot e^{mjsW\theta_{ij}} + \frac{r_{ij}}{b^2} \frac{\partial b}{\partial z} \sum_m \sum_{i=1}^M J_1 \left(v_{oi} \frac{r_{ij}}{b} \right) \dot{A}_{mi} \cdot e^{jmW\theta_{ij}} \right]; \\ B_\varphi = \frac{1}{b} \sum_m \sum_{i=1}^M J_1 \left(v_{oi} \frac{r_{ij}}{b} \right) \operatorname{Re} \left(-j \dot{V}_{mi} e^{jmW\theta_{ij}} \right). \end{cases}$$

Магнитостатическое фокусирующее поле:

$$\begin{cases} F_r = -\frac{1}{2} r_{ij} \frac{\partial F_0(z)}{\partial z} + \frac{1}{16} r_{ij}^3 \frac{\partial^3 F_0(z)}{\partial z^3}; \\ F_z = F_0(z) - \frac{1}{4} r_{ij}^2 \frac{\partial^2 F_0(z)}{\partial z^2}; \quad F_0 = \frac{B_0(z)e}{m_0 \omega_0}. \end{cases}$$

$B_0(z)$ – поле вдоль оси.

Заметим, что уравнения возбуждения (1) включают как вихревую, так и потенциальную («поле пространственного заряда») составляющие полного поля на частоте $m\omega_0 W$.

Граничные условия к системе (1), (2) могут быть сформулированы следующим образом.

На границах сопряжения нерегулярной области взаимодействия с регулярным волноводом выполняется условие $\frac{db(0)}{dz} = \frac{db(L)}{dz} = 0$ и имеют место следующие соотношения.

Для распространяющихся E_{oi} -волн:

$$\begin{aligned} W \dot{A}_{mi}(0) + jk_{mi}^e \dot{V}_{mi}(0) &= jk_{mi}^e W 2b(0) \dot{e}_{mi}^+; \\ -W \dot{A}_{mi}(L) + jk_{mi}^e \dot{V}_{mi}(L) &= jk_{mi}^e W 2b(L) \dot{e}_{mi}^-; \end{aligned} \quad (3)$$

Для закритических E_{om} -волн:

$$\begin{aligned} W \dot{A}_{mi}(0) + k_{mi}^e \dot{V}_{mi}(0) &= k_{mi}^e W 2b(0) \dot{e}_{mi}^+; \\ -W \dot{A}_{mi}(L) + k_{mi}^e \dot{V}_{mi}(L) &= k_{mi}^e W 2b(L) \dot{e}_{mi}^-. \end{aligned} \quad (4)$$

Для немодулированного на входе области взаимодействия электронного потока:

$$W\theta_{ij}(0) = \frac{2\pi}{N} (l - 0,5); \quad l = 1 \dots N; \quad \beta_{ij}(0) = \beta_0; \quad r_{ij}(0) = r_{0j}. \quad (5)$$

Таким образом, для системы уравнений для амплитуд (1) поставлена краевая задача, а для уравнений движения крупных частиц (2) сформулирована задача Коши. Совместное решение получается в результате итерационной процедуры.

Эффективность взаимодействия определяется следующими соотношениями:

1) через мощность возбужденных потоком волн («волновой» КПД):

$$\eta_{mi}^v(z) = e_{oi} \frac{\operatorname{Im} \left[\dot{A}_{mi}(z) \dot{V}_{mi}^*(z) - \dot{A}_{mi}(0) \dot{V}_{mi}^*(0) \right]}{(\gamma_0 - 1) G_0}; \quad \eta^v = \sum_i \sum_m \eta_{mi}^v; \quad (6)$$

2) через потерю кинетической энергии электронным потоком («электронный» КПД):

$$\eta^e(z) = \frac{1}{N} \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N \frac{\gamma_0 - \gamma_{lj}(z)}{\gamma_0 - 1}. \quad (7)$$

Фазовую группировку электронов на частоте sW определяет функция группировки G_r :

$$G_{rm}(z) = \frac{1}{N} \frac{1}{M} \left[\left(\sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N \cos mW\theta_{lj} \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N \sin mW\theta_{lj} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

При малом энергообмене $G_{rm}(T)$ близка к относительной m -й гармонике тока в пучке.

Задача (1) – (5) с указанной целевой функцией $\max F_c(\vec{g}(z))$ (обычно $F_c = \eta^e$) представляет собой задачу оптимального управления, в которой в качестве искомого управления $\vec{g}(z)$ выступают нормированный профиль волновода $b(z)$ и профиль фокусирующего магнитного поля $F(z)$. При аппроксимации управлений использовались сплайны третьей и пятой степени.

Профиль нерегулярного гофрированного волновода задавался как

$$b(T) = b_0 + h_v(T) \cdot \sin^2[n_v \pi(T + D_v(T))]. \quad (9)$$

Здесь $T = (z - z_0)/L_v$, z_0 , L_v – начало и длина нерегулярного участка; n_v – количество периодов; $h_v(T)$ – глубина гофра; $D_v(T)$ – функция,

($D_v(0) = D_v(1) = D_v'(0) = D_v'(1) = D_v''(0) = D_v''(1) = 0$), задающая изменение периода, если $D_v(T) = 0$ – период постоянный и равен в принятых единицах $d = k_0 L_v / n_v$.

Функции $h_v(T)$ и $D_v(T)$ аппроксимировались в виде разложений по сдвигам стандартной финитной функции $\varphi_3(x)$, представляющей В-сплайн третьей степени:

$$h_v(T) = \sum_{k=1}^K h_k^v \varphi_3[T \cdot (K-3) - k + 2]; \quad D_v(T) = \sum_{k=1}^K d_k^v \varphi_3[T \cdot (K+3) - k - 1]; \quad (10)$$

$$\varphi_3(x) = \begin{cases} 0, & |x| \geq 2; \\ (2-x)^3/6, & 1 \leq x \leq 2; \\ [1 + 3(1-x) + 3(1-x)^2 - 3(1-x)^3]/6, & 0 \leq x \leq 1; \\ \varphi_3(-x), & x \leq 0. \end{cases}$$

Заметим, что при такой аппроксимации значения коэффициентов и h_k^v соответствуют значениям функций $h_v(T)$ в точках $T_k = (k-2)/(K-3)$, $2 \leq k \leq K-1$. В расчетах использовалась аппроксимация с $K = 5-8$.

Сопряжение регулярных участков волновода с разными радиусами b_1 , b_2 задавалось как $b = b_1 + (b_2 - b_1) \cdot P_5(T)$; $T = (z - z_0)/L_c$; где z_0 , L_c – начало и длина участка сопряжения. Полином пятой степени

$$P_5(T) = T^3(10 - 15T + 6T^2); \quad \frac{\partial P_5}{\partial T} = 30T^2(1 - T)^2; \quad \frac{\partial^2 P_5}{\partial T^2} = 60T(1 - 3T + 2T^2) \quad (11)$$

обеспечивает непрерывность первой и второй производной в точках сопряжения.

Двухмодовый ЛБВ-генератор

С использованием описанной выше модели был рассчитан и оптимизирован двухмодовый генератор с двумя катодными фильтрами-модуляторами. Взаимодействие электронного потока с полем гофра осуществляется на нулевой прямой пространственной гармонике (режим ЛБВ). Обратная связь образуется за счет переотражений от гофра и двух канавок-фильтров и за счет встречного излучения электронного потока.

Основные параметры генератора имеют следующие значения: $\beta_0 = 0,84$; $\lambda = 3$ см; $I_0 = 3000$ А.

Распределение магнитостатического поля описывалось следующим образом:

$$F_0(z) = \begin{cases} F_1; & z \leq z_F; \\ F_1 \{1 - P_3 [(z - z_F) / L_F]\}; & z > z_F. \end{cases}$$

Были заданы: $F_1 = 1$; $z_F = 30$; $L_F = 30$.

В расчетах были приняты $N = 12$, $M = 1$ или $M = 5$. Поле гофра представлено шестью модами (E_{01} и E_{02} – рабочие, распространяющиеся, E_{03} , E_{04} , E_{05} , E_{06} – закритические).

Вариант 1. Генератор с тонким электронным потоком, однослойная модель, $M = 1$. Гофр – регулярный ($b_0 = 7,9$; $h_v = 1,43$; $d = 1,28$; $L_v = 25,53$; область дрейфа – 1,51).

Расчетный КПД по однослойной модели генератора составляет 43%. На рис. 1 представлены основные геометрические параметры и характеристики генератора: $g(z)$, $G(z)$, $\eta^v(z)$, $\eta^e(z)$. Сходимость $\eta^v(z)$ и $\eta^e(z)$ свидетельствует о точности итерационного согласования в расчетах.

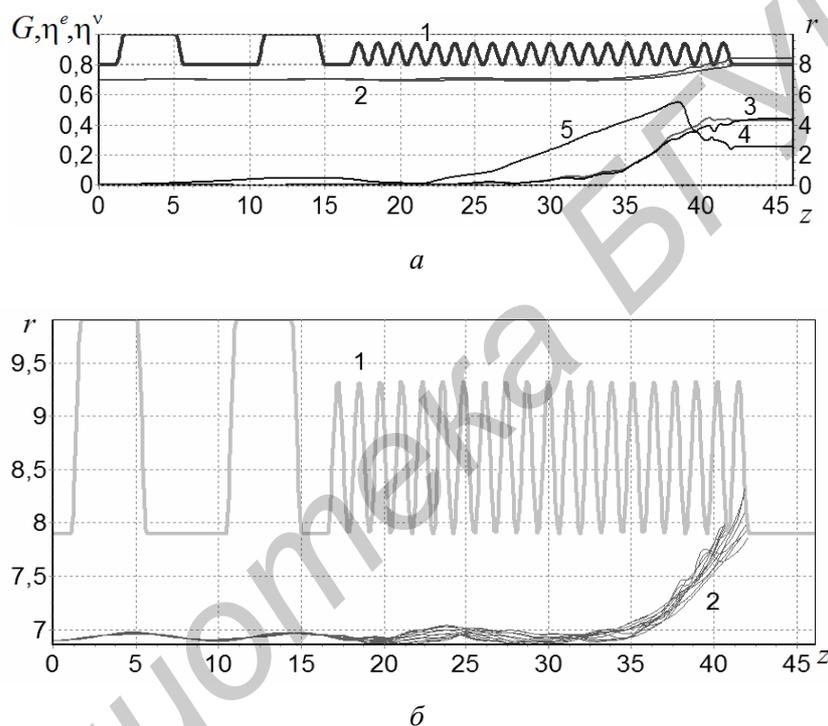


Рис. 1. Характеристики варианта 1 генератора: 1 – профиль электродинамической системы; 2 – электронный поток; 3 – $\eta^v(z)$; 4 – $\eta^e(z)$; 5 – $G(z)$ (а); 1 – профиль электродинамической системы; 2 – фазовые траектории электронов $r_{ij}(z)$ (б).

Вариант 2. Те же параметры, что и в варианте 1, но электронный поток имеет конечную толщину $\Delta r_{0j} = 0,7$, причем внешний слой ($M = 5$) имеет $r_{05} = 6,9$ – такой же, как единственный слой в варианте 1. Оказалось, что при таких условиях генератор не самовозбуждается при том же общем по слоям токе $I_0 = 3000$ А, как и в варианте 1 (рис. 2). Таким образом, влияние динамического расслоения пучка весьма существенно уже при $\Delta r_{0j} = 0,7$.

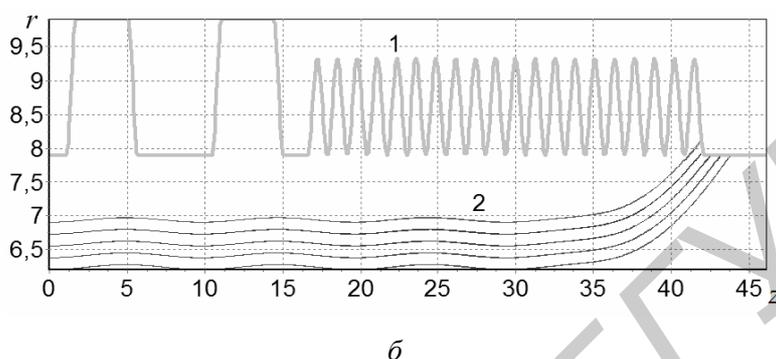
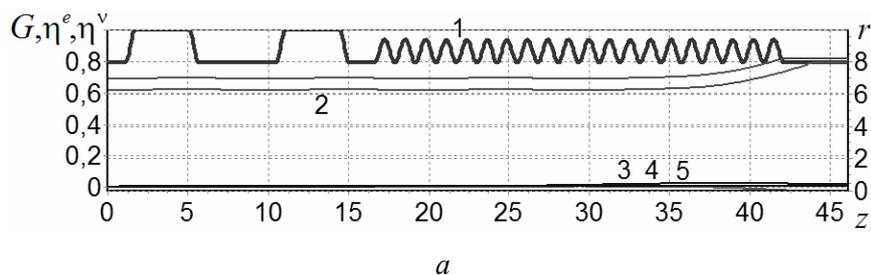


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для варианта 2

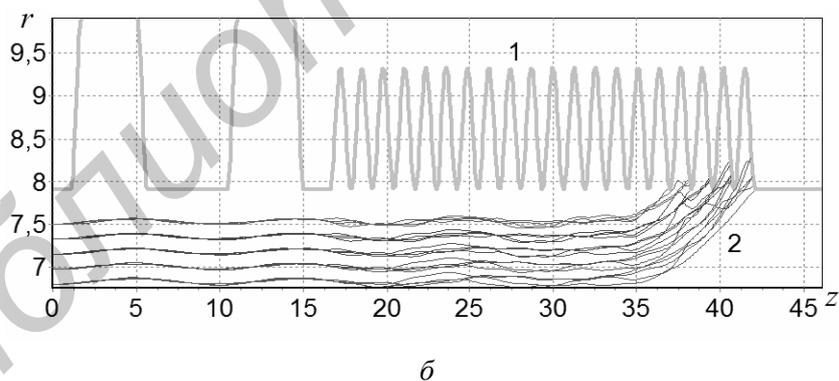
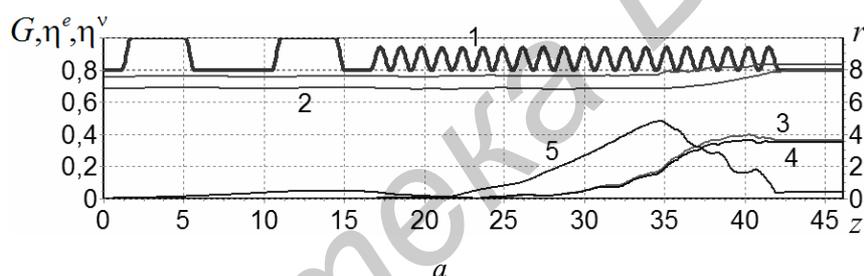


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для варианта 3

Вариант 3. Те же параметры, что и в варианте 2, но электронный поток приближен к гофру почти на величину $\Delta r_{0j} = 0,7$, т.е. $r_{05} = 7,5$ вместо 6,9 в варианте 2. Теперь КПД составляет 35%, что уже близко к варианту 1. Причину такого улучшения эффективности поясняет рис. 3. Внутренний слой (r_{01}) находится в условиях взаимодействия, близких к условиям единственного слоя в варианте 1; кроме того, он имеет ту же протяженность области взаимодействия, что и электронный поток в варианте 1 – он осаждается на электродинамическую систему в конце гофра. Слои же 2, 3, 4, 5, находящиеся под действием более интенсивного электромагнитного поля, имеют пропорционально сокращающуюся длину области взаимодействия (это обусловлено неоднородностью фокусирующего магнитного поля $F_r(r, z)$ и $F_z(r, z)$ в конце области взаимодействия), что и выравнивает эффективность взаимодействия по слоям.

Вариант 4. Дальнейшую компенсацию эффекта динамического расслоения электронного потока можно обеспечить за счет коррекции геометрических параметров электродинамической системы. В варианте 4 они имеют следующие значения: $b_0 = 7,9$; $h_v = 1,44$; $d = 1,27$; $L_v = 25,44$; область дрейфа – 1,64. Благодаря этой коррекции КПД генератора оказывается весьма близок (42%) к КПД генератора варианта 1 с идеализированным (тонким) электронным потоком (43%).

Заключение

Приведенные материалы указывают на возможность (и необходимость) за счет оптимизации расположения электронного потока, неоднородности фокусирующего магнитного поля и геометрии электродинамической системы компенсировать эффект динамического расслоения электронного потока в сверхмощных релятивистских черенковских генераторах.

ABOUT POSSIBILITY OF COMPENSATION THE ELECTRONIC BEAM DYNAMIC LAYERING INFLUENCE IN SUPER-POWER RELATIVISTIC CHERENKOV OSCILLATORS

A.A. KURAYEV, A.O. RAK, A.K. SINITSYN

Abstract

On the basis of the strict nonlinear theory relativistic TWT and BWO on irregular hollow waveguides with cathode filters-modulators with the account as propagating, and beyond cut-off waves, with the account of losses in walls of a waveguide and inhomogeneity directing an electronic beam magnetostatic fields finds out influence of dynamic layering electronic beam on efficiency of the generator. Possibility of almost full compensation the electronic beam dynamic layering influence on efficiency by optimization of an electronic beam arrangement in inhomogeneous high frequency and magnetic fields and characteristics of the irregular corrugated waveguide is shown.

Литература

1. *Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кораблев Г.С. и др.* // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, №14. С. 879.
2. *Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др.* // Релятивистская высокочастотная электроника. 1984. Вып. 4. С. 119.
3. *Иванов В.С., Ковалев Н.Ф., Кремнецов С.И. и др.* // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4, №14
4. *Климов А.И., Коровин С.Д., Ростов В.В. и др.* // Письма в ЖТФ. 2006, Т. 32, №3.
5. *Коровин С.Д., Куркан И.К., Ростов В.В. и др.* // Радиофизика. №12.
6. *Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, №22, С. 1385.
7. *Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др.* // Релятивистская высокочастотная электроника. 1984. Вып. 4. С. 79.
8. *Батура М.П., Кураев А.А., Синицын А.К.* Моделирование и оптимизация мощных электронных приборов СВЧ. Минск, 2006.
9. *Батура М.П., Кураев А.А., Синицын А.К.* Основы теории, расчета и оптимизации современных приборов СВЧ. Минск, 2007.