

УДК 621.385.6

**ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧЕРЕНКОВСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ
НА НЕРЕГУЛЯРНЫХ ГОФРИРОВАННЫХ ВОЛНОВОДАХ
С УЧЕТОМ ЗАКРИТИЧЕСКИХ МОД**

М.П. БАТУРА, А.А. КУРАЕВ, И.В. ЛУЩИЦКАЯ, А.К. СИНИЦЫН

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь**Поступила в редакцию 18 июля 2004*

Приведены результаты развития нелинейной теории релятивистских черенковских генераторов на нерегулярных полых волноводах с учетом как распространяющихся, так и закритических волн. Подробно освещены устойчивые вычислительные процедуры при учете закритических волн. Приведены результаты оптимизации по КПД вариантов релятивистских черенковских генераторов.

Ключевые слова: многоволновой черенковский генератор, ЛБВ, ЛОВ, нерегулярный волновод.

Введение

Создание сильноточных ускорителей электронов с токами 1–35 кА при напряжении 0,3–2 МВ позволяет реализовать черенковские генераторы СВЧ с электродинамической системой в виде отрезка периодического гофрированного полого волновода, имеющие выходную мощность 1–30 ГВт в сантиметровом и миллиметровом диапазонах при КПД 10–50 % [1, 2]. Такие результаты достигнуты с использованием простейших математических моделей, справедливых для неглубокой периодической гофрировки волновода. Повышение КПД и улучшение выходных характеристик генераторов возможно на основе оптимизации всех параметров, включая профиль волновода. Это требует создания адекватной нелинейной теории таких приборов и эффективных методов оптимизации. Если общую формулировку теории релятивистских ЛБВ-ЛОВ с нерегулярными электродинамическими системами можно считать завершенной (включая методы учета сил взаимодействия релятивистских электронов) [3–13], то методы численного интегрирования самосогласованных нелинейных уравнений этих приборов требуют детального обсуждения. Дело в том, что для адекватного описания процессов взаимодействия в ЛБВ-ЛОВ на нерегулярном волноводе необходим учет ряда типов волн, связанных с рабочей волной, в том числе закритических. Однако для возникающей граничной задачи метод пристрелки на основе решения задачи Коши, который использовался в [3–13], оказывается непригоден ввиду его неустойчивости при учете закритических волн. Поэтому в настоящей работе предлагается оригинальная методика решения краевой задачи для системы обыкновенных дифференциальных уравнений на основе метода блочной матричной прогонки. С использованием этого метода выяснены условия применимости результатов [3–13], полученных без учета закритических мод, и исследованы физические процессы в оптимальных многоволновых черенковских генераторах с глубокой гофрировкой типа ЛБВ-О на основной гармонике при удалении от границы полосы прозрачности. Показано, что за счет оптимального профилирования гофра эффективность таких генераторов может достигать 70 %.

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 работах [3–13]. Для ЛБВ и ЛОВ с рабочей волной E_{0m} полого нерегулярного волновода она приводит к следующей системе самосогласованных нелинейных уравнений в одномерном приближении.

Уравнения для амплитуд возбуждаемых волн:

$$\frac{d\dot{A}_{sm}}{dT} = L_0 (sW \dot{V}_{sm} + v_{0m} \dot{C}_{sm}); \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{V}_{sm}}{dT} = & -s \cdot W \left\{ L_0 \dot{A}_{sm} + \frac{v_{01}^2}{L_0} \left(\frac{dg}{dT} \right)^2 \times \left[\dot{A}_{sm} \frac{1}{3} \left(1 + \frac{4}{v_{0m}^2} \right) + \sum_{k \neq m} \frac{4 \cdot (v_{0m}^2 + v_{0k}^2)}{(v_{0m}^2 - v_{0k}^2)^2} \cdot \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0m})} \cdot \dot{A}_{sk} \right] - \right. \\ & \left. - v_{01}^2 g \frac{dg}{dT} \cdot \left(-\frac{\dot{C}_{sm}}{v_{0m}} + \sum_{k \neq m} \frac{2 \cdot v_{0k}}{v_{0m}^2 - v_{0k}^2} \cdot \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0m})} \cdot \dot{C}_{sk} \right) \right\} - \frac{sWj\sigma r_0}{\pi e_{0m} g} \cdot \frac{dg}{dT} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N J_1 \left(\frac{v_{0m} r_0}{v_{01} g} \right) e^{-jsW\theta_i}; \end{aligned}$$

$$\dot{C}_{sm} = -\frac{v_{0m} \dot{V}_{sm}}{(sW)^2 v_{01} g^2} + \frac{1}{L_0 g} \frac{dg}{dT} \times \left(-\frac{\dot{A}_{sm}}{v_{0m}} + \sum_{k \neq m} \frac{2v_{0m}}{v_{0k}^2 - v_{0m}^2} \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0m})} \dot{A}_{sk} \right) - \frac{j\sigma}{sW \pi e_{0m} v_{01} g^2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N J_0 \left(\frac{v_{0m} r_0}{v_{01} g} \right) e^{-jsW\theta_i}.$$

Уравнения движения крупных частиц:

$$\frac{d\beta_i}{dT} = -\frac{L_0}{\beta_i \gamma_i^3} (E_{zi} - S_q F_{qi}); \quad \frac{d(W\theta_i)}{dT} = \frac{WL}{S\beta_i}; \quad i = 1 \dots N, \quad (2)$$

$$E_{zi} = \text{Re} \left[\sum_{s=1}^S \sum_{m=1}^M J_0 \left(\frac{v_{0m} r_0}{v_{01} g} \right) \dot{C}_{sm} \cdot e^{jsW\theta_i} + \frac{r_0}{Lv_{01} g^2} \frac{dg}{dT} \sum_{s=1}^S \sum_{m=1}^M J_1 \left(\frac{v_{0m} r_0}{v_{01} g} \right) \dot{A}_{sm} \cdot e^{jsW\theta_i} \right]. \quad (3)$$

Здесь $T = z/L$, L — общая длина области взаимодействия, s — номер гармоники опорной частоты ω_0 , $W = \omega/\omega_0$, ω — рабочая частота, m — радиальный индекс волны E_{0m} , v_{0m} — m -й корень $J_0(x)$, $k_0 = \omega_0/c$, $b(T) = k_0 \cdot b_1(T)$, $b(T)$ — внутренний радиус волновода (профиль волновода), $g = b(T)/v_{01}$, $L_0 = k_0 L$, $r_0 = k_0 r_s$, r_s — радиус трубчатого электронного потока, $\dot{A}_{sm} = (\dot{E}_{rsm} e)/(\omega_0 m_0 c)$, $\dot{C}_{sm} = (\dot{E}_{zsm} e)/(\omega_0 m_0 c)$, $\dot{V}_{sm} = (\dot{B}_{\varphi ms} e)/(m_0 \omega_0)$; e , m_0 — заряд и масса покоя электрона, c — скорость света в пустоте, $\sigma = 0,73 \cdot 10^{-3} |I_0|$, I_0 — ток пучка в А, $\beta_i = v_i/c$, v_i — скорость i -й крупной частицы, $\gamma_i = (1 - \beta_i^2)^{-1/2}$, $e_{0m} = \frac{1}{2} J_1^2(v_{0m})$, $S_q F_{qi}$ — силовая составляющая пространственного заряда: $S_q = \frac{\sigma W}{\beta_0^2}$, $F_{qi} = \frac{1}{N} \sum_k E_{qk} \left(\frac{|z_i - z_k|}{0,5\lambda \beta_0} \right) \text{sign}(z_i - z_k)$, $\lambda = 2\pi c/\omega$,

$E_{q/k}(x)$ — силовая функция k -й частицы, рассчитывается по методу сеток, N — число крупных частиц, моделирующих электронный поток, M — количество учитываемых в расчете волн.

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

1. Для немодулированного на входе области взаимодействия электронного потока

$$W\theta_i(0) = \frac{2\pi}{N} (i - 0,5), \quad \beta_i(0) = \beta_0. \quad (4)$$

На границах нерегулярной области взаимодействия, сопряженной с регулярным волноводом, ($\frac{dg}{dT}(0) = \frac{dg}{dT}(1) = 0$) имеют место следующие соотношения.

2. Для распространяющихся E_{0m} волн:

$$W\dot{A}_{sm}(0) + jk_{sm}^e \dot{V}_{sm}(0) = jk_{sm}^e W2b(0)\dot{e}_{sm}^+; -W\dot{A}_{sm}(1) + jk_{sm}^e \dot{V}_{sm}(1) = jk_{sm}^e W2b(L)\dot{e}_{sm}^-. \quad (5)$$

3. Для закритических E_{0m} волн:

$$W\dot{A}_{sm}(0) + k_{sm}^e \dot{V}_{sm}(0) = k_{sm}^e W2b(0)\dot{e}_{sm}^+; W\dot{A}_{sm}(0) + k_{sm}^e \dot{V}_{sm}(0) = k_{sm}^e W2b(L)\dot{e}_{sm}^-. \quad (6)$$

Здесь $k_{sm}^e = \sqrt{(sW)^2 - (v_{0m}/gV_{01})^2}$, \dot{e}_{sm}^+ , \dot{e}_{sm}^- — относительные амплитуды прямой и встречной распространяющихся и закритических волн на сопряженных с областью взаимодействия регулярных участках.

Профиль нерегулярного гофрированного волновода задавался как

$$b(T) = b_0 + h_v(T) \sin^2[n_v \pi(T + D_v(T))], \quad (7)$$

$T = (z - z_0)/L_v$, z_0, L_v — начало и длина нерегулярного участка, n_v — количество периодов, $h_v(T)$ — глубина гофра, $D_v(T)$ — функция, задающая изменение периода, $D_v(0)=0$, $D_v(1)=0$, при $D_v(T)=0$ 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 [14]:

$$h_v(T) = \sum_{k=1}^K h_k \varphi_3[T(K-3) - k + 2],$$

$$D_v(T) = \sum_{k=1}^K d_k \varphi_3[T(K-3) - k + 2],$$

$$\varphi_3(x) = \begin{cases} 0, & |x| \geq 2; \\ \frac{(2-x)^3}{6}, & 1 \leq x \leq 2; \\ \frac{1}{6} [1 + 3(1-x) + 3(1-x)^2 - 3(1-x)^3], & 0 \leq x \leq 1; \\ \varphi_3(-x), & x \leq 0. \end{cases} \quad (8)$$

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

Эффективность взаимодействия определяется следующими соотношениями:

1) через мощность возбужденных потоком волн ("волновой" КПД)

$$\eta_{sm}^v(T) = \pi e_{0m} \frac{\text{Im} [\dot{A}_{sm}(T)\dot{V}_{sm}^*(T) - \dot{A}_{sm}(0)\dot{V}_{sm}^*(0)]}{(\gamma_0 - 1)\sigma}; \quad (9)$$

2) через потерю кинетической энергии электронным потоком ("электронный" КПД)

$$\eta^e(T) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\gamma_0 - \gamma(T)}{\gamma_0 - 1}; \quad (10)$$

Фазовую группировку электронов определяет функция группировки G_r :

$$G_r(T) = \frac{1}{N} \left[\left(\sum_{i=1}^N \cos sW\theta_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin sW\theta_i \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (11)$$

При малом энергообмене G_r близка к относительной первой гармонике тока в пучке.

Особенности расчета закритических волн

Как видно из (3), точное решение для полного электромагнитного поля на частоте sW в рассматриваемом волноводе представляется в общем случае в виде бесконечного по m ряда. На протяженном регулярном участке без источников в этом разложении остается только конечное число членов, представляющих распространяющиеся собственные волны E_{0m} с индексами $1 \leq m \leq m_p$ (где m_p — число докритических волн для заданного радиуса b). Все закритические волны на достаточно протяженном регулярном участке затухают.

На нерегулярном же участке, а также на регулярном с источниками для того, чтобы получить точное решение в представлении (3), необходимо учесть наряду с распространяющимися и некоторое число закритических волн E_{0m} с индексами $m_p < m \leq m_p + m_z = M$ (где m_z — количество учитываемых в расчете закритических волн).

Особенность краевой задачи для системы дифференциальных уравнений (1) состоит в том, что применяемый для ее решения прямой численный расчет методом пристрелки с учетом закритических волн неустойчив из-за наличия экспоненциально нарастающих составляющих в представлении общего решения, т.е. задача Коши некорректна. Для решения таких задач ранее предлагались методы направленной ортогонализации [15], различные варианты дифференциальной прогонки [2, 16], которые, однако, имеют ограниченное применение. Для решения этой краевой задачи ниже предлагается универсальный устойчивый алгоритм на основе использования метода блочной матричной прогонки.

Метод блочной матричной прогонки

Запишем систему дифференциальных уравнений для комплексных амплитуд (1), в стандартном виде

$$\frac{d\vec{u}}{dT} = G(T)\vec{u} + \vec{f}(T), \quad (12)$$

$$\vec{u} = \{u^1, \dots, u^{2M}\} = \{\dot{A}_1, \dot{V}_1, \dot{A}_2, \dot{V}_2, \dots, \dot{A}_m, \dot{V}_m, \dots, \dot{A}_M, \dot{V}_M\}, \quad \vec{f} = \{\dot{f}^1, \dot{f}^2, \dots, \dot{f}^{2M-1}, \dot{f}^{2M}\}. \quad (13)$$

Элементы комплексной матрицы G размером $2M$ получены приведением подобных членов системы (1) в соответствии с представлением (13) и являются функциями от T . Связь с уравнениями движения реализуется через вектор $\vec{f}(T)$, в который входят члены (1), содержащие σ .

Зададим граничные условия к (12), исходя из (5), (6), в общем виде:

$$\alpha_m^0 u^{2m-1}(0) + \beta_m^0 u^{2m}(0) = \gamma_m^0; \quad \alpha_m^L u^{2m-1}(1) + \beta_m^L u^{2m}(1) = \gamma_m^L; \quad m = 1 \dots M. \quad (14)$$

Для численного решения краевой задачи (12), (14) выберем равномерную сетку: $\{T_i = (i-1)h, h = 1/n, i = 1 \dots n+1\}$; $\{\vec{u}_i = \vec{u}(T_i)\}$ – таблица значений искомого решения в узлах сетки.

Для расчетов выберем трехточечную конечно-разностную неявную схему Адамса третьего порядка точности:

$$\frac{\vec{u}_{i+1} - \vec{u}_i}{h} = \frac{5}{12}(G\vec{u} + \vec{f})_{i+1} + \frac{8}{12}(G\vec{u} + \vec{f})_i - \frac{1}{12}(G\vec{u} + \vec{f})_{i-1}. \quad (15)$$

Заметим, что эта схема приводит к блочной трехдиагональной матрице с преобладающим диагональным элементом. После приведения подобных членов в (15), получим систему линейных алгебраических уравнений (если не считать, что \vec{f} зависит от \vec{u}):

$$\frac{h}{12}G_{i-1}\vec{u}_{i-1} - \left(E + \frac{8h}{12}G_i\right)\vec{u}_i + \left(E - \frac{5h}{12}G_{i+1}\right)\vec{u}_{i+1} = \vec{d}_i \quad (16)$$

$$\vec{d}_i = \frac{h}{12}(5\vec{f}_{i+1} + 8\vec{f}_i - \vec{f}_{i-1}); \quad i=2\dots n; \quad E \text{ — единичная диагональная матрица.}$$

Систему (16) следует дополнить одним недостающим конечно-разностным уравнением второго порядка точности:

$$\frac{\vec{u}_2 - \vec{u}_1}{h} = \frac{G_1\vec{u}_1 + f_1 + G_2\vec{u}_2 + f_2}{2} \quad (17)$$

и граничными условиями

$$\alpha_m^0 u_1^{2m-1} + \beta_m^0 u_1^{2m} = \gamma_m^0; \quad \alpha_m^L u_n^{2m-1} + \beta_m^L u_n^{2m} = \gamma_m^L. \quad (18)$$

Для решения системы линейных уравнений (16)-(18) с ленточной матрицей была разработана экономичная модификация метода Гаусса – метод блочной матричной прогонки.

Решение самосогласованной системы уравнений (12) получалось в результате следующего итерационного процесса. Вначале при заданных граничных условиях и $\vec{f}^0 = 0$ решается система (12). После этого для найденных по формуле (3) полей E_z решаются уравнения движения (2) и находится \vec{f}^1 , затем итерации повторяются до сходимости. При итерациях использовалась последовательная нижняя релаксация $\vec{f}^{k+1} = \omega_r \vec{f} + (1 - \omega_r) f^k$; $\omega_r = 0.2 - 0.6$.

Физические процессы в черенковских генераторах типа ЛБВ-О

Наиболее часто в черенковских генераторах используются комбинированные ЛБВ-ЛОВ механизмы взаимодействия, реализуемые вблизи границы полосы прозрачности (π -границы). Однако длина области взаимодействия, при которой реализуется эффективная генерация из-за присутствия встречной волны, не превосходит 10–12 периодов. В экспериментах обычно используют 7–8 периодов гофра, и КПД не превосходит 30%. Для повышения эффективности до 50% в [2] использовалась двухсекционная конструкция. Ввиду довольно грубого "ударного" механизма и простоты обнаружения π -границы полосы прозрачности данный режим наиболее просто реализуется в экспериментах.

Более тонкий режим поддержания синхронизма электронов потока и возбуждаемого поля на достаточно длинном участке ($n_v \geq 30$) гофрированного волновода возможен лишь при некотором удалении от π -границы, где влияние встречной волны становится незначительным. В работах [3–13] опубликованы результаты оптимизации одномодовых релятивистских ЛБВ-О на основе математической модели (1) без учета закритических волн. В этих работах исследовались генераторы с малым периодом и глубокой гофрировкой, обеспечивающей достаточное замедление основной волны и значительную отстройку от обратной (набег фазы на период $\varphi_0 < 2$). При этих условиях найдены варианты "длинных" нерегулярных ЛБВ-О с оптимальными профилями глубины и периода гофра (число периодов 30–120) в которых достигается КПД до 80%. Для обеспечения генерации в таких режимах необходимо обеспечить отражение части мощности от концов [1] (резонансная ЛБВ).

Результаты [3–13] правильно отражают физическую сущность нелинейных процессов взаимодействия в релятивистских ЛБВ с оптимизированным профилем электродинамической системы. Однако параметры найденных оптимальных вариантов непосредственно не могут быть использованы при проектировании ЛБВ-О, они требуют коррекции в связи с необходимо-

стью учета ближайших закритических волн E_{0m} . Такой учет в данной работе реализован на основе методики, развитой выше.

Расчет дисперсии на основе системы (1), производился с использованием частного решения Флоке, что детально описано в [17]. При расчетах генераторов на выходе задавалось условие полного согласования: $e_{1m}^- = 0$ в (5), (6). На входе задавались амплитуды распространяющихся волн $e_{1m}^+ = e_{0m}$, $m \leq m_p$ и $e_{1m}^+ = 0$ для $m > m_p$. Выходные мощности при $T=0$ и $T=1$ получались в результате расчета.

Расчеты частично оптимизированных (оптимизировался профиль $h(T)$ при $D(T)=0$) одноимодовых ($m_p = 1$) нерегулярных релятивистских ЛБВ-О, выполненные с учетом достаточно большого числа закритических мод, показали, что в них реализуются характерные для оптимальных режимов ЛБВ-О механизмы с максимальным КПД до 65% [16, 18]:

а) режим одновременного монотонного нарастания функции группировки $C_r(T)$ и $\eta(T)$ до выхода последнего на насыщение в конце области взаимодействия;

б) автофазный режим, в котором после достижения достаточно большой группировки электроны сгустка совершают колебания возле узла синхронной гармоники поля;

в) режим двукратной жесткой фазовой фокусировки сгустка и двукратного отбора энергии от него, впервые обнаруженный и описанный в [8, 10].

Сравнение параметров оптимальных вариантов, полученных без учета закритических волн, с действительными указывает на значительную (до 60%) погрешность, особенно при увеличении глубины гофра. Уточненные расчеты дисперсионных характеристик [17] также указывают на то, что достижение эффективных режимов на основной волне для $\beta_0 < 0,7$ проблематично, в то время как расчет без учета закритических мод прогнозирует возможность таких режимов вплоть до $\beta_0 = 0,25$ [6].

В результате расчетов было обнаружено, что, несмотря на полное согласование на выходном конце и значительную удаленность от π -границы, при определенных условиях на входном конце лампы существует встречный поток мощности, сопоставимый и даже больший, чем попутный. Это указывает на возможность режимов генерации за счет внутренней обратной связи.

Анализ электродинамики нерегулярного участка гофра без пучка, на вход которого падает E_{01} -волна, при полном согласовании на выходе указывает на появление небольшого встречного потока мощности. Рис. 1, а иллюстрирует процесс распространения волны в таком

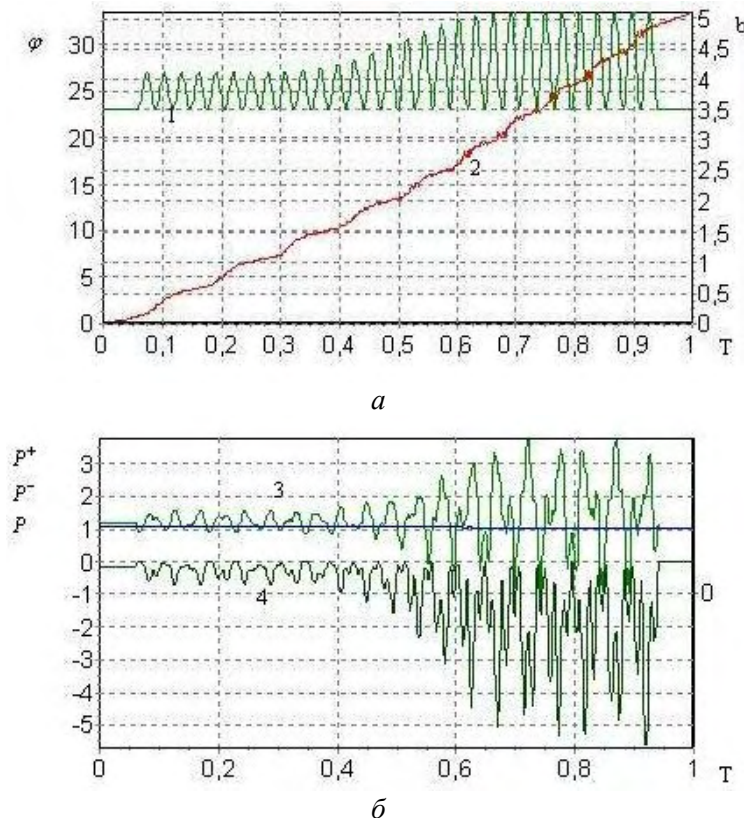


Рис. 1. Процесс распространения волны через отрезок нерегулярного гофрированного волновода: 1 — $b(T)$, 2 — $\varphi(T)$, 3, 4 — $P^+ \text{ и } P^-$

волноводе. Кривая 2 отражает набег фазы $\varphi(T)$, рассчитанный как $\varphi = \operatorname{arctg} \frac{E_{zim}}{E_{zre}}$. Видно, что на разных участках волновода наклон кривой $\varphi(T)$ меняется в соответствии с профилем гофра, что указывает на изменение фазовой скорости волны. Характер изменения прямого и встречного потоков мощности $P^+(T)$ и $P^-(T)$ представлены на рис. 1,б. Заметим, что при выбранной методике расчета P^+ и P^- имеют физический смысл только в точках, где $b'(T) = 0$. Суммарная проходящая мощность $P = P^+ + P^- = \text{const}$.

Этим эффектом внутреннего отражения, который имеет место также и при постоянном периоде гофра, можно объяснить встречный поток мощности на входе прибора при определенных условиях (например, при коэффициенте усиления $K_y \geq 10$), достаточный для самовозбуждения. Кроме того, сгруппированный электронный поток также создает встречное излучение.

С увеличением рабочей частоты черенковских генераторов возникают проблемы, для преодоления которых необходимо использовать электродинамические структуры, в которых реализуется возбуждение многоволнового когерентного излучения [2]. Экспериментальные исследования таких генераторов указывают на сложный характер взаимодействия в них и значительные расхождения с тем, что предсказывают имеющиеся теоретические модели. В работе [19] на основе модели (1) без учета закритических мод были найдены оптимальные варианты двух и трехмодовых релятивистских ЛБВ с нерегулярным профилем гофра и предсказана возможность увеличения КПД за счет кооперации мод. Для выяснения физических особенностей многомодовых периодических структур с глубокой гофрировкой были выполнены детальные расчеты дисперсионных характеристик двух- и трехмодового периодического волновода при $b_0=9,5$ (трехмодовый), $b_0 = 6$ (двухмодовый), $d=0,5-3$, $1 \leq h \leq 1,4$.

Расчет показал, что при условии замедления невозможно выделить отдельно какую-либо из распространяющихся волн, так как амплитуды их сравнимы. Рис. 2,а иллюстрирует изменение амплитуд поля Флоке трехмодового волновода на одном периоде. Все волны вплоть до E_{07} имеют примерно одинаковую амплитуду. Заметное снижение амплитуды начинается у закритических волн с индексом $m \geq 8$.

На рис. 2,б представлена картина изменения амплитуд при подаче E_{01} -волны на вход короткого отрезка такого волновода из пяти волн гофра, согласованного на выходном конце. Уже на четвертом периоде амплитуды распространяющихся E_{02} - и E_{03} -волн становятся сравнимыми с амплитудой E_{01} . Во входном отрезке регулярного волновода ($z/L = 0..0.2$) наблюдаются две бегущие отраженные E_{02} - и E_{03} -волны, а амплитуда E_{01} -волны имеет характерные для наложения прямой и встречной волн биения. В выходном отрезке регулярного волновода ($z/L = 0.8..1$) наблюдаются три бегущие влево E_{01} -, E_{02} -, и E_{03} -волны. Амплитуды закритических волн $E_{04} - E_{08}$ затухают в соответствии со своим инкрементом при удалении от нерегулярности входа и выхода гофра.

Рис. 2,в отражает изменение рассчитанного по решению Флоке набег фазы основной волны на период структуры φ_0 с увеличением M . Видно, что с уменьшением глубины h погрешность уменьшается, и при $h \leq 1$ для обеспечения удовлетворительной точности расчетов достаточно $M \approx 5$. На рис. 2,г представлены характерные зависимости замедления основной β_{φ_0} (верхняя ветвь) и обратной $\beta_{\varphi_{-1}}$ (нижняя ветвь) гармоник волнового поля от величины периода d для четырех значений h . π -граница полосы прозрачности соответствует соединению нижней и верхней кривых. Видно, что замедление основной волны до $\beta_{\varphi} \approx 0,5$ требует довольно глубокой гофрировки и значительного уменьшения периода d . Так, если при слабой гофрировке $h < 1$ π -граница соответствует периоду, близкому к половине длины волны ($d \approx \pi$), то при $h=1,5$ она достигается для периода, соответствующего $\lambda/3$ ($d=2$). Из рис.2,г также видно, что при управлении процессом взаимодействия с помощью профилирования гофра большее воздействие на изменение фазы волны оказывает изменение глубины гофра по сравнению с изменением периода.

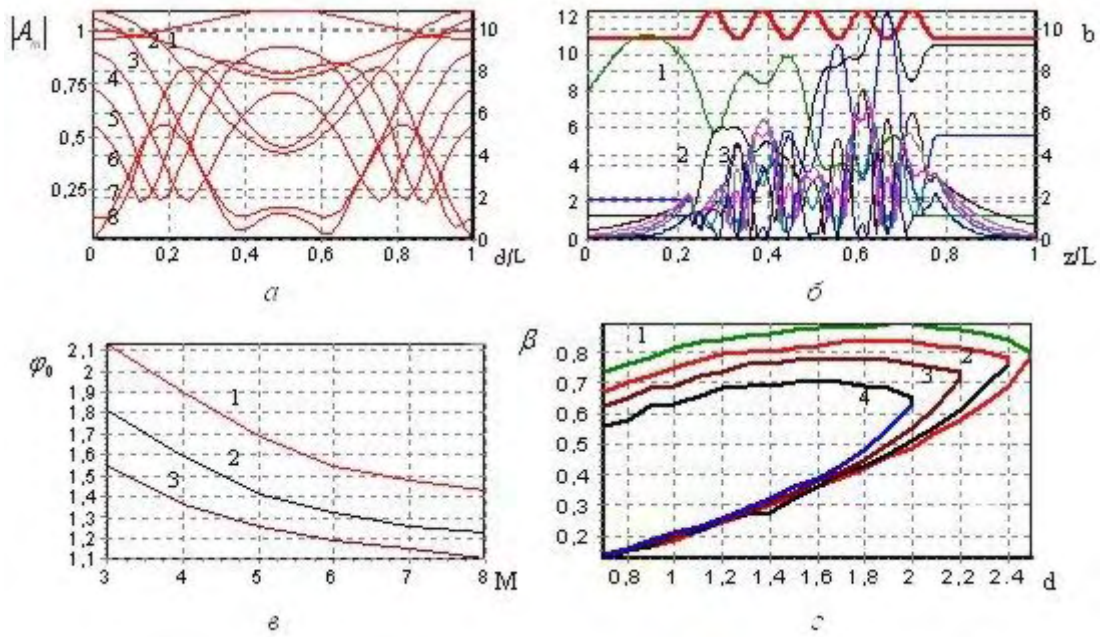


Рис. 2. Дисперсионные характеристики трехмодового периодического волновода ($b_0=9,5$): а) распределение амплитуд в волне Флоке; б) в отрезке гофра с E_{01} -волной на входе при $h=1,4$, $d=1$; в) зависимость набега фазы φ_0 от числа учитываемых волн M ; г) зависимость фазовой скорости β_0, β_1 от d при $h=1,2$ (1); $h=1,3$ (2); $h=1,4$ (3); $h=1,5$ (4)

Расчеты показывают, что при выборе d и h , попадающих в область, соответствующую замедлению основной волны, возможна генерация и усиление при соответствующем выборе рассинхронизма ($0 < \frac{\beta_0 - \beta_{\varphi_0}}{\beta_0} < 0.2$) и начальных амплитуд распространяющихся волн ($\dot{e}_{01}, \dot{e}_{02}, \dot{e}_{03}$).

Ниже приведены пять оптимизированных вариантов двух- и трехмодовых ЛБВ с $n_v = 30$, $I_0 = 1000A$.

Вариант 1: регулярный, двухмодовый, $b_0 = 6$; $r_0 = 5,5$; $h = 1,344$; $d = 0,975$; $\beta_0 = 0,9$; $\eta = 0,43$; $K_\delta = 10,8 \text{ äÄ}$, $m=5$.

Вариант 2: нерегулярный, двухмодовый, $b_0 = 6$; $r_0 = 5,5$; $d = 0,99$; $\beta_0 = 0,9$; $\eta = 0,68$; $K_\delta = 7 \text{ äÄ}$; $h_{\text{var}} = (h_{2-7} = 1,31, 1,59; 1,36; 1,3; 1,15; 1,32)$, $m = 5$.

Вариант 3: регулярный, трехмодовый, $b_0 = 9,5$; $r_0 = 9$; $h = 1,375$; $d = 1,1$; $\beta_0 = 0,8$; $m = 7$; $\eta = 0,43$; $K_\delta = 11,5 \text{ äÄ}$; $P(0) = -0,0043$.

Вариант 4: нерегулярный, трехмодовый, $b_0 = 9,5$; $r_0 = 9$; $d = 1$; $\beta_0 = 0,79$; $\eta = 0,62$; $K_\delta = 13,5 \text{ äÄ}$; $h_{\text{var}} = (h_{2-7} = 1,27; 1,33; 1,18; 1,31; 1,38; 1,4)$.

Вариант 5: нерегулярный, трехмодовый, $b_0 = 9,5$; $r_0 = 9$; $h = 1,3$; $d = 1$; $\beta_0 = 0,79$; $\eta = 0,56$; $K_\delta = 12 \text{ äÄ}$; $d_{\text{var}} = (d_{2-7} = 0,003; 0,035; -0,012; -0,053; 0,082; -0,01)$.

Рис. 3–5 иллюстрируют физические особенности взаимодействия электронного потока с возбуждаемым электромагнитным полем в исследованных черенковских генераторах.

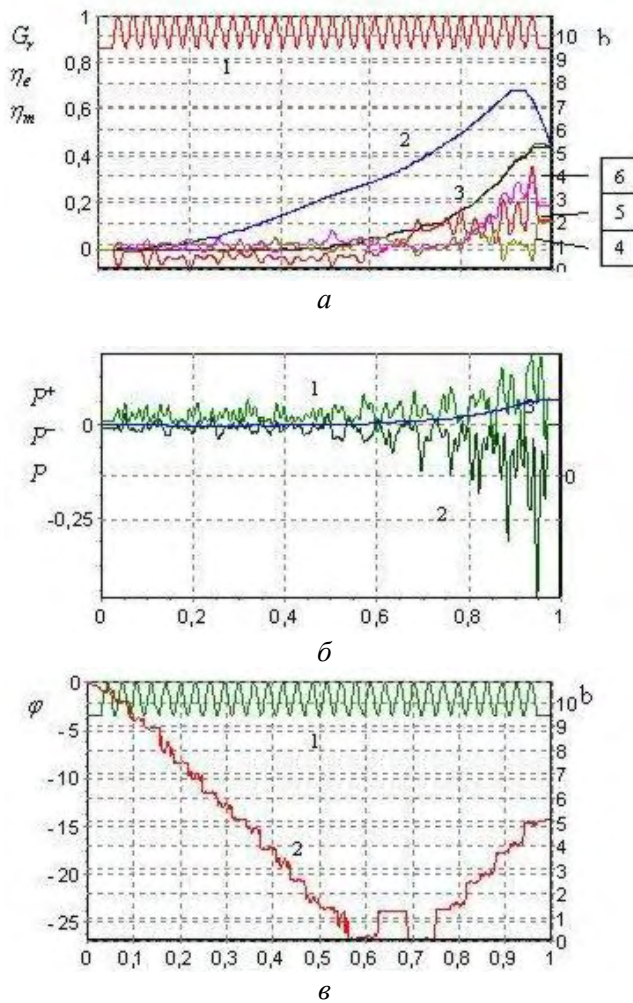


Рис. 3. Характеристики варианта 3: а) кривые 1 — $b(T)$, 2 — $G(T)$, 3 — η , 4 — η_1 , 5 — η_2 , 6 — η_3 ; б) кривые 1 — P^+ , 2 — P^- , 3 — P ; в) кривые 1 — $b(T)$, 2 — $\varphi(T)$

движением электронов к выходному концу области взаимодействия. Наклон кривой $\varphi(T)$ на конечном участке соответствует замедлению горячей волны $\beta_\phi^c \approx 0.73$, т.е. практически совпадает с замедлением в холодной системе (см. рис. 2,з), на начальном же участке замедление $\beta_\phi^c \approx 0.7$. Следует отметить, что в большинстве полученных путем оптимизации по КПД вариантах регулярных или нерегулярных ЛБВ — как одномодовых так и многомодовых — наблюдается описанный выше режим взаимодействия. На рис. 4 представлено изменение характеристик взаимодействия варианта 5 с оптимизированным профилем периода гофра. КПД этого варианта на 13 % выше, чем в соответствующем ему регулярном варианте 3. В этом варианте область синхронного отбора имеет большую длину, чем в предыдущем. В этом варианте при меньшем уровне группировки достигнут большой КПД за счет более длительного удержания сгустка в тормозящей фазе суперпозиции $E_{02} + E_{03}$ -волн. Волна же E_{01} отдает энергию, получаемую ей при преобразовании E_{02} и E_{03} в E_{01} на нерегулярностях гофрированного волновода, фазовая скорость этой волны увеличивается (увеличивается период гофра) и сгусток попадает в ускоряющую фазу этой волны. Заметим, что в отличие от классических "длинных" нерегулярных ЛБВ, описанных в [20] с

Зависимости основных параметров вдоль области взаимодействия, приведенные на рис. 3 для варианта 3, отражают монотонный режим, характерный для регулярных ЛБВ (см. кривые 2, 3). Кривые 4, 5, 6 соответствуют волновым КПД (9) для волн E_{01}, E_{02}, E_{03} соответственно. Видно, что в данном варианте на выходе преобладают волны E_{02} и E_{03} . Следует, однако, отметить, что в других аналогичных вариантах распределение выходных мощностей может меняться в зависимости от геометрии, амплитуды сигнала и других параметров, т.е. можно ставить задачу о достижении заданного распределения. Характерно также, что отдаваемая электронами мощность передается как на выход, так и на вход, причем $P^-(0) > P^+(0)$. Это указывает на то, что при создании отражения волн на входе данный вариант реализуется как эффективный генератор с внутренней обратной связью. Изменение набега фазы "горячей" волны $\varphi(T)$, представленное на рис. 3,в, указывает на то, что в первой половине области взаимодействия волна распространяется навстречу движению электронов. При этом наблюдается монотонное нарастание группировки пучка без отбора энергии от него. Отбор энергии резко возрастает в конце, где фаза волны начинает возрастать, что соответствует преимущественному переносу энергии попутно с

электродинамической длиной $\theta_0 > 10$, в рассматриваемых здесь вариантах $\theta_0 \approx 5-6$, что соответствует "короткой" ЛБВ. Оптимальные режимы в "коротких" нерегулярных ЛБВ до сих пор мало изучены. На рис.5 приведены характеристики варианта 2 двухмодовой ЛБВ с оптимизированным профилем глубины гофра, в котором достигнут КПД 68%. В этом варианте также для удержания сгустка используется повышение фазовой скорости (уменьшение глубины гофра) после завершения формирования сгустка. Затем после перемещения сгустка в начало потенциальной ямы сил поля снова начинается уменьшение фазовой скорости, что сдвигает сгусток в максимум тормозящей фазы. Набег фазы указывает, что резонансный участок в этом варианте находится в самом начале, а на входном конце реализуется полное отражение. На выходном конце преимущественно возбуждается волна E_{02} , волна же E_{01} ослабляется за счет перемещения сгустка в ее тормозящую фазу.

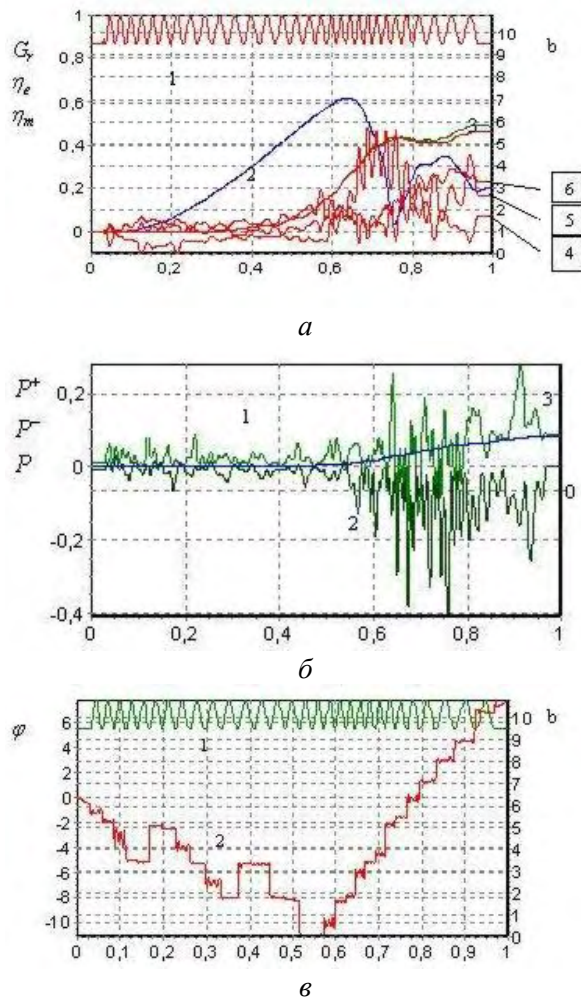


Рис. 4. Характеристики варианта 4: а) кривые 1 — $b(T)$, 2 — $G(T)$, 3 — η , 4 — η_1 , 5 — η_2 , 6 — η_3 ; б) кривые 1 — P^+ , 2 — P^- , 3 — P ; в) кривые 1 — $b(T)$, 2 — $\varphi(T)$

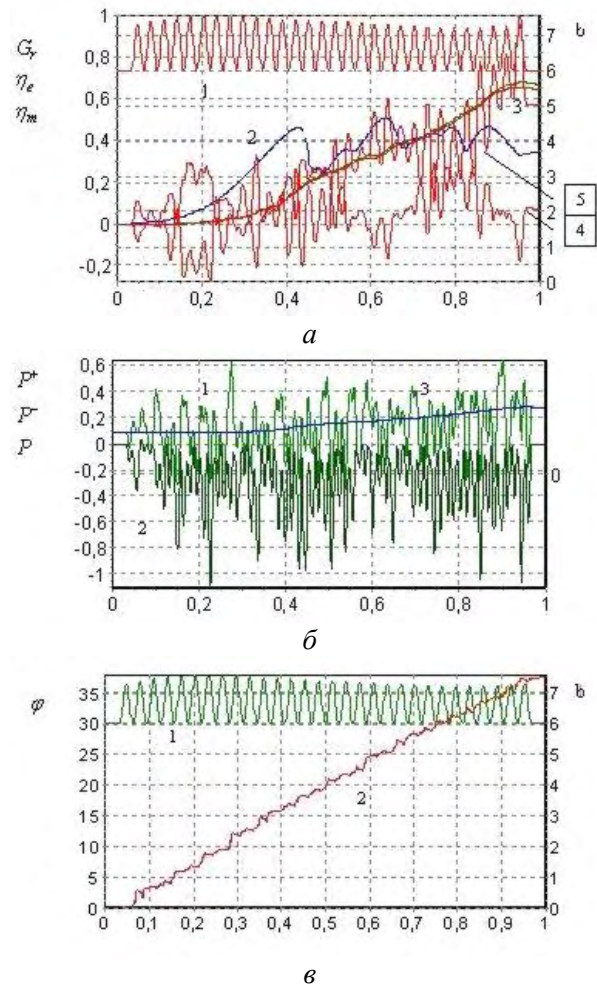


Рис. 5. Характеристики варианта 5: а) кривые 1 — $b(T)$, 2 — $G(T)$, 3 — η , 4 — η_1 , 5 — η_2 , 6 — η_3 ; б) кривые 1 — P^+ , 2 — P^- , 3 — P ; в) кривые 1 — $b(T)$, 2 — $\varphi(T)$

Заключение

Развитый в статье метод решения краевой задачи в нелинейной самосогласованной теории черенковских усилителей и генераторов на нерегулярных волноводах позволяет учесть наряду с распространяющимися и закритические типы волн. Как показывают результаты расчета

и оптимизации одномодовых и многомодовых черенковских генераторов, учет закритических мод обязателен для определения достоверных оптимальных параметров этих приборов. Физические же механизмы, обеспечивающие оптимальность нелинейных процессов взаимодействия, оказываются качественно подобными ранее найденным по упрощенным моделям, в которых закритические волны игнорируются. Показано, что уже частичная оптимизация профиля электродинамической системы релятивистских генераторов позволяет прогнозировать достижение в них КПД до 70%.

OPTIMIZATION RELATIVISTIC TWT-O ON IRREGULAR WAVEGUIDES WITH THE ACCOUNT OF BEYOND CUT-OFF WAVES

M.P. BATURA, A.A. KURAYEV, I.V. LUSHCHYTSKAYA, A.K. SINITSYN

Abstract

Results of development of the nonlinear theory of relativistic TWT and BWO-O on irregular hollow waveguides with the account as propagating, and beyond cut-off waves are given. Steady computing procedures are in detail covered at the account beyond cut-off waves. The results of optimization on efficiency of variants relativistic TWT-O are given.

Литература

1. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 4. Горький, 1984.
2. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.Н. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5. Горький, 1988.
3. Кравченко В.Ф., Кураев А.А. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники, 2002. № 3. С. 4–42.
4. Кураев А.А. // Весці АН БССР. Сер. фіз.-тэхн. навук. 1979. № 1. С. 121.
5. Кураев А.А., Попкова Т.Л., Сеницын А.К. // Радиотехника. 1997. № 9. С. 13.
6. Гуринович А.Б., Кураев А.А., Сеницын А.К. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2000. Т. 5, № 6. С. 11–16.
7. Кравченко В.Ф., Кураев А.А., Попкова Т.Л., Сеницын А.К. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 2000. № 10. С. 58–71.
8. Закалюкин А.Б., Кураев А.А. // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, № 4. С. 499–501.
9. Кураев А.А., Попкова Т.Л. // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, № 10. С. 1256.
10. Закалюкин А.Б., Кураев А.А. // Радиотехника и электроника. 1989. № 8. С. 177.
11. Кураев А.А., Попкова Т.Л. // Электромагнитные волны и электронные системы. 1997. Т. 2, № 4. С. 67–73.
12. Закалюкин А.Б., Кураев А.А., Кравченко В.Ф. // Электромагнитные волны и электронные системы. 1998. Т. 3, № 3. С. 93–96.
13. Закалюкин А.Б., Кураев А.А. // Радиотехника и электроника, 1999. Т. 44, № 10. С. 1275–1280.
14. Марчук Г.И., Агошков В.И. Введение в проекционно-сеточные методы. М, 1981. 414 с.
15. Ильинский А.С., Слепян Г.Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. М., 1983.
16. Батура М.П., Кураев А.А., Сеницын А.К. // Материалы 14-й Междунар. конф. КрыМиКо, 2004. Севастополь, 2004.
17. Кураев А.А., Марчик О.В., Сеницын А.К. // Материалы 14-й Междунар. конф. КрыМиКо, 2004. Севастополь, 2004.
18. Кураев А.А., Луцицкая И.В., Сеницын А.К. // Изв. Белорус. инж. акад, 2004. № 2/2. С. 75–80.
19. Бреднев А.А., Кураев А.А., Сеницын А.К. // Материалы 14-й Междунар. конф. КрыМиКо, 2004. Севастополь, 2004.
20. Кураев А.А., Сеницын А.К. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 1997. № 1. С. 61–71.