

УДК 621.373
PASC 84.40.Ік

С. В. Колосов, А. А. Кураев, И. Е. Зайцева

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
6, ул. П. Бровки, Минск, 220013, Беларусь
E-mail: kolosov@bsuir.by*

НОВЫЙ ТИП ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРА – ГИРОТОН НА ГОФРИРОВАННОМ РЕЗОНАТОРЕ

В статье описан новый тип электронного прибора – гиротон на гофрированном резонаторе. В данном приборе не происходит пространственная группировка электронного потока, однако имеется возможность достижения высокого коэффициента преобразования мощности электронного потока в мощность электромагнитной вращающейся волны. Прямолинейный на входе в прибор электронный поток за счет начального отклонения его от оси замедленной TM_{11} -волны отдает свою продольную энергию этой же волне с КПД более 80 %. Описанный в статье метод сводит 3D-задачу к 1D-задаче, что повышает скорость и точность решения краевой задачи. Разработанная математическая модель является основой для компьютерной программы расчета и оптимизации процессов взаимодействия релятивистских электронных потоков с полями нерегулярных круглых волноводов *Gyro-K*, которая входит в программный комплекс КЕДР.

Разработанная математическая модель процессов взаимодействия релятивистского электронного потока с полями нерегулярных круглых волноводов и резонаторов позволяет провести теоретический анализ работы гиротона-генератора с гофрированным резонатором. Как результат, в статье продемонстрирована возможность обеспечения электронного КПД более 80 % и выходной мощности до 30 МВт для разработанной математической модели гиротона на гофрированном резонаторе. Ил. 9. Библиогр.: 22 назв.

Ключевые слова: микроволновые приборы, гиротон, нерегулярный волновод.

В статье описывается математическая модель процессов взаимодействия релятивистского электронного потока с электромагнитными волнами продольно нерегулярного волновода. На основе этой модели рассматривается возможность создания электронного прибора нового типа – гиротона, в котором отсутствует группировка электронного потока в ступки и взаимодействие осуществляется вращающимися электромагнитными волнами. КПД таких приборов может достигать 80 %. В работе исследуется возможность создания гиротона на гофрированном резонаторе.

1. Принцип работы гиротона изложен в работах [1–9]. В гиротоне не происходит пространственная группировка электронов. Изначально прямолинейный электронный поток попадает в центр вращающегося асимметричного TM -поля, где происходит его круговая развертка и электронные траектории пучка конгруэнтны, т. е. траектории электронов повторяют друг друга, но с учетом начального фазового сдвига по времени.

В этом состоит фундаментальное отличие гиротона от гиротрона, в котором происходит пространственная фазовая поперечная группировка спирализованного электронного потока в обычно симметричных полях гладкого волновода.

Первоначальная идея создания устройства с вращающимися полями была опубликована И. Кауфманом и Г. Олтманом в 1965 году [10]. Это устройство называется «бермутрон». В дальнейшем эта идея была развита в работах [11, 12], но устройство было названо «гирокон». Основные конструкции прибора с вращающимися полями были предложены в [1–3]. Позже один из

вариантов таких приборов («магникон») был предложен в [13, 14].

Конструкция предлагаемого гиротона-генератора приведена на рис. 1. Основную роль в механизме работы таких приборов играет волна E_{11} , которая сильно связана с волной H_{11} в гофрированном волноводе. Наличие гофрировки приводит к замедлению фазовой скорости распространения волны вдоль волновода. Это позволяет существенно понизить значение магнитостатического поля для обеспечения синхронизма электронного потока с бегущей замедленной волной.

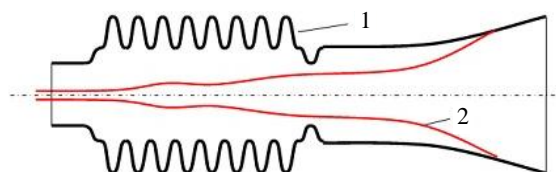


Рис. 1. Конструкция гиротона: 1 – профиль резонатора; 2 – электронный поток

Случай, когда на выходе использовался регулярный волновод, рассмотрен в [3]. Но там достижение высоких КПД было возможно только при наличии участка подъема магнитостатического поля до значения, соответствующего режиму гирорезонанса. Это приводит к существенной зависимости КПД от начальной толщины электронного пучка. В предлагаемом гиротоне такой зависимости нет, поэтому возможно достижение высоких КПД и для широкого мощного электронного потока. Предложенный ранее гиротон бегущей волны [4] основан на аномальном эффекте Доплера [15]. Рассчитанная фазовая ско-

рость волны TM_{11} здесь меньше, чем продольная скорость электронов, и выполняется соотношение

$$1 - \frac{\beta_z}{\beta_w} = -\frac{\Omega_y}{\omega}, \quad (1)$$

где $\beta_z = v_z/c$ – продольная нормированная скорость электронов; β_w – фазовая скорость волны TM_{11} ; Ω_y – релятивистская циклотронная частота. Электродинамический расчет фазовой скорости волны для одного гребня гофра для волны TM_{11} с помощью программы *Gyro-K* дал следующий результат: $\beta_w = v_w/c = \Delta z / \Delta \varphi_w = 0,718$; продольная скорость электронов равна $\beta_z = v_z/c = 0,82$. Гиротон бегущей волны является одной из возможных реализаций идеи создания мазера на аномальном эффекте Доплера с вращающимися полями.

В гиротоне с гофрированным резонатором фазовая скорость парциальной волны TM_{11} больше, чем продольная скорость электронов ($\beta_w = v_w/c = 1,7$). Здесь присутствует цепочка связанных резонаторов, в которых резонирует волна TM_{11} , и эта связь достигается за счет волны TE_{11} . Поэтому в данном случае мы не можем говорить об аномальном эффекте Доплера. Синхронный режим здесь достигается при условии

$$1 + \beta_z^2 - \frac{\Omega}{\omega} - \beta_w \beta_z = 0. \quad (2)$$

Эта формула следует из равенства фазовых набегов волны и электронов:

$$\omega t - \beta_w \bar{z} = \Omega_y t - \beta_z \bar{z}. \quad (3)$$

В традиционном гиротроне релятивистская циклотронная частота должна быть близка к рабочей частоте [15]. Продвижение в область более высоких частот здесь ограничено возможностями создания сильных магнитостатических полей.

В гофрированном резонаторе рабочая область занимает $\approx 4\lambda$, в то время как в каскадном гиротоне [3] происходит ударное взаимодействие при длине резонатора $\approx \frac{1}{4}\lambda$. Это позволяет существенно снизить напряженность электрического поля в гофрированном резонаторе по сравнению с обычным полуволновым резонатором. В публикациях [2, 11] рассматривается только режим бегущих волн в двухмодовом приближении. Здесь мы исследуем режим стоячих волн с учетом набора закритических мод. В гофрированном резонаторе имеются две бегущие навстречу другу замедленные волны, но волна, распространяющаяся вместе с пучком электронов, играет доминирующую роль. На выходе из волновода

распространяется только одна волна TE_{11} , а другие волны закритические. Тем не менее, в резонаторе волна TM_{11} играет основную роль.

На рис. 2 схематически представлено движение электрона во вращающейся волне TM_{11} с частотой ω и в продольном магнитостатическом поле H_{z0} . Прямолинейный электронный поток в центре волновода отклоняется от оси под действием магнитного поля волны $TM_{11} - H_t$ и получает поперечную скорость V_t . Затем электроны вращаются по ларморовской орбите и попадают в отбирающую энергию фазу волны $TM_{11} - E_z$.

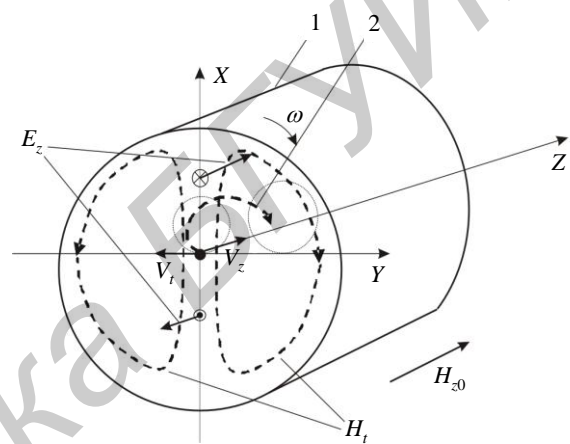


Рис. 2. Схема поперечного сечения гиротрона: 1 – электронная траектория при воздействии волны TM_{11} и статического магнитного поля; 2 – волновод

2. Математическая модель процессов, происходящих в гиротоне, состоит из двух частей: уравнения возбуждения электромагнитных волн в осесимметричном продольно нерегулярном волноводе релятивистским электронным потоком и уравнения движения электронов в заданных электромагнитных полях.

Уравнения возбуждения нерегулярного волновода были построены на основе метода преобразования координат [5, 16]. Он состоит в замене задачи возбуждения нерегулярного волновода задачей возбуждения регулярного волновода с радиусом волновода, равным единице. Вместо обычных полярных координат (r, φ, z) была использована система таких криволинейных координат (ρ, φ, s) , для которых единичные направляющие векторы по этим координатам имели бы вид:

$$a_\rho = b r_0, \quad a_\varphi = \rho b \varphi_0, \quad a_s = \rho \frac{\partial b}{\partial z} r_0 + z_0, \quad (4)$$

где b – внутренний радиус волновода. Взаимная система контравариантных направляющих векторов при этом имеет вид:

$$a^\rho = \frac{1}{b} r_0 - \frac{\rho}{b} \frac{\partial b}{\partial z} z_0, \quad a^\varphi = \frac{1}{\rho b} \varphi_0, \quad (5)$$

$$a^s = z_0.$$

Уравнения Максвелла в новых координатах (ρ, φ, s) в ковариантной форме:

$$\begin{aligned} \text{rot } H' &= \xi_0 \hat{g} \frac{\partial E'}{\partial t} + \hat{g} J', \\ \text{rot } E' &= -\mu_0 \hat{g} \frac{\partial H'}{\partial t}. \end{aligned} \quad (6)$$

Метрический тензор в (6) выглядит следующим образом:

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} 1 + \rho^2 \left(\frac{\partial \bar{b}}{\partial z} \right)^2 & 0 & -\rho \bar{b} \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\rho \bar{b} \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} & 0 & \bar{b}^2 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где $\rho = r/b$, $\bar{b} = 2\pi b/\lambda_0$, $z = 2\pi Z/\lambda_0$.

Уравнение боковой поверхности рассматриваемого волновода в системе координат (ρ, φ, s) имеет вид:

$$\rho = 1. \quad (8)$$

Граничные условия на поверхности волновода в новой системе координат:

$$E'_\varphi|_{\rho=1} = 0, \quad E'_s|_{\rho=1} = 0. \quad (9)$$

Это позволяет искать решение волновых уравнений в виде разложений по системе базисных функций регулярного цилиндрического волновода. Например, можно найти решение уравнений (6) для электрической и магнитной напряженностей полей в виде:

$$\begin{aligned} E'_{1t} &= \text{Re} \sum_m E'_{1tm} e^{jm\omega t}, \\ E'_{1s} &= \text{Re} \sum_m E'_{1sm} e^{jm\omega t}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \left\{ \text{rot}(\hat{g}^{-1} \text{rot } E'_1) + \mu_0 \hat{g} \left[\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E'_1}{\partial t^2} + \frac{\partial J''}{\partial t} \right] \right\}_\perp e_{ni}^{E,M*} \rho d\varphi d\rho e^{-im\omega t} d\omega t = 0, \\ \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \left\{ \text{rot}(\hat{g}^{-1} \text{rot } E'_1) + \mu_0 \hat{g} \left[\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E'_1}{\partial t^2} + \frac{\partial J''}{\partial t} \right] \right\}_s \varphi_{ni} \rho d\varphi d\rho e^{-im\omega t} d\omega t = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Коэффициенты разложения (11) определяются из уравнения (14) с помощью системы обыкновенных дифференциальных уравнений (П.1), приведенной в приложении к статье.

Система уравнений (П.1) позволяет свести трехмерную задачу возбуждения нерегулярно-

$$\left. \begin{aligned} E'_{1t} &= \sum_{i=1}^I \sum_{n=-N}^N (A_{mni}^E(z) e_{ni}^E + A_{mni}^M(z) e_{ni}^M), \\ E'_{1sm} &= \sum_{i=1}^I \sum_{n=-N}^N C'_{mni}(z) \varphi_{ni}, \\ H'_{1m} &= \frac{j}{m\omega\mu_0} \hat{g}^{-1} \text{rot}(E'_{1m}). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Собственные функции регулярного волновода определяются как

$$\begin{aligned} e_{rni}^E &= J'_n(\nu_{ni}\rho) e^{-jn\varphi}, \\ e_{rni}^M &= -\frac{n}{\mu_{ni}\rho} J_n(\mu_{ni}\rho) e^{-jn\varphi}, \\ e_{\varphi ni}^E &= -\frac{jn}{\nu_{ni}\rho} J_n(\nu_{ni}\rho) e^{-jn\varphi}, \\ \varphi_{ni} &= J_n(\nu_{ni}\rho) e^{-jn\varphi}, \\ e_{\varphi ni}^M &= j J'_n(\mu_{ni}\rho) e^{-jn\varphi}, \end{aligned} \quad (12)$$

где m – номер гармоники основной частоты ω ; n – фазовый индекс; i – радиальный индекс; j – мнимая величина; ν_{ni} – корни функции Бесселя ($J_n(\nu_{ni})=0$); μ_{ni} – корни производной от функции Бесселя ($J'_n(\mu_{ni})=0$).

Физические векторы E, H, J определяются через расчетные как

$$\left. \begin{aligned} E &= E'_\rho a^1 + E'_\varphi \rho a^2 + E'_s a^3, \\ H &= H'_\rho a^1 + H'_\varphi \rho a^2 + H'_s a^3, \\ J &= J'_\rho a^1 + J'_\varphi \rho a^2 + J'_s a^3. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Для решения уравнений Максвелла был использован метод Галеркина [5]. Этот метод также называется методом ортогонализации и он состоит в том, что коэффициенты разложения (11) определяются из условия ортогональности невязок уравнений (6) для собственных векторов расширения (9) с любым s :

го волновода к одномерной задаче (зависящей только от продольной координаты). В этой системе оказываются связанными E - и H -типы волн с одинаковым азимутальным индексом n , что обусловлено азимутальной симметрией волновода вдоль оси z .

Физические нормированные векторы электромагнитных полей (П.3) приведены в приложении.

Уравнения движения i -й заряженной частицы в электромагнитном поле нерегулярного волновода и неоднородном магнитостатическом поле (П.4) также приведены в приложении.

Электронный КПД в использованных обозначениях (см. П.5) определяется как

$$\eta_e(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \frac{1 - R_0 / R_i(z)}{1 - R_0}. \quad (15)$$

3. Алгоритм и результаты вычислений. Метод, предложенный в этой статье, сводит 3D-задачу (6) к 1D-задаче – уравнению (П.1). Это резко повышает скорость и точность решения краевой задачи. Известные программы *MAGIC* [17], *MAFIA* [18], *KARAT* [19], *MAGY* [20] и др. не имеют такой скорости сходимости при решении краевых задач и не позволяют решить задачу оптимизации профиля волновода гиротона за приемлемое время счета.

Прямое решение задачи Коши для системы уравнений движения электронов и возбуждения волн в нерегулярном волноводе обычными методами интегрирования (например, Рунге–Кутты) невозможно, если учесть наличие закритических типов волн. Система уравнений очень нестабильна. Для решения краевой задачи, когда граничные условия для волн задаются как на входе в волновод, так и на выходе, был использован метод блочной матричной прогонки [21].

Граничные условия (П.7–П.11) для системы уравнений (П.1) описаны в [5].

Разработанная математическая модель была использована в качестве основы для компьютерной программы расчета и оптимизации процессов взаимодействия релятивистских электронных потоков с полями нерегулярных круглых волноводов *Gyro-K*, которая входит в программный комплекс *КЕДР* [22]. Поиски оптимальной конструкции гиротонов на основе гофрированного резонатора в соответствии с этой программой привели к следующему результату: ускоряющее напряжение – $V_0 = 365 \text{ kV}$,

$$\beta_0 = \sqrt{1 - \frac{1}{(1,957 \cdot 10^{-6} V_0 [\text{V}] + 1)^2}} = 0,81237, \text{ ток пучка} - I_0 = 106,5 \text{ A}, \quad \sigma = \frac{\eta_0 \mu_0}{c} I_0 = 0,73723 \cdot 10^{-3} I_0 =$$

$= 0,07853$, длина резонатора – $l = L 2\pi / \lambda_0 = 25$, внутренний радиус гофра $g_1 = r_1 2\pi / \lambda_0 = 2,91873$, высота гофра $\Delta g = \Delta r 2\pi / \lambda_0 = 2,0362$, радиус выходного сужения волновода $g_3 = 1,902$, число ребер гофра $n = 14$, значение магнитостатического поля $F = H / H_s = 1,185$.

В выходном волноводе распространяется только одна TE_{11} -волна. Полости гофра образуют четыре связанных двугорбых резонанса, в основном, на волне E_{11} . Всего в расчетах учитывалось 16 типов волн: 8 волн $E_{11} - E_{18}$ и 8 волн $H_{11} - H_{18}$. Результаты расчетов были проверены путем увеличения числа базовых функций волновода от 16 до 64 и увеличением числа шагов интегрирования с 2 000 до 8 000. Изменение КПД при этом не превышало 1 %.

Как следует из рис. 3, наибольшее значение амплитуды нормированной электрической составляющей ВЧ-поля имеет волна TM_{11} .

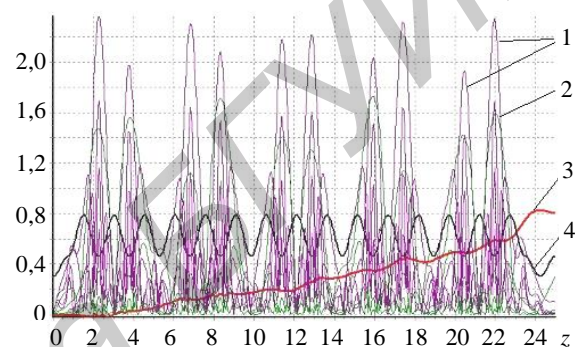


Рис. 3. Распределение ВЧ-полей различных мод в резонаторе: 1 – амплитуда нормированной электрической составляющей ВЧ-поля для волны TM_{11} ; 2 – амплитуда нормированной электрической составляющей ВЧ-поля для волны TE_{11} ; 3 – КПД; 4 – профиль резонатора $b(z) / \lambda_0$

На рис. 3 показано, что электронный КПД этого гиротона достигает 80 %. Профиль резонатора представляет собой гофр. Слева он соединяется с закритической для всех типов волн (на рабочей частоте) трубкой дрейфа, через которую по центру проходит прямолинейный электронный поток, а справа гофр кончается внутренним выступом, который повышает добротность такого резонатора.

Частотная зависимость амплитуды квадрата всех волн основного резонанса в этом резонаторе при постоянной мощности волны TM_{11} , падающей справа, представлена на рис. 4.

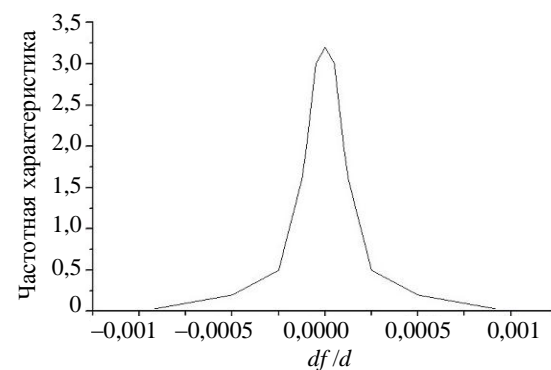


Рис. 4. Частотная характеристика основного резонанса

Из графика рис. 4 следует, что собственная добротность резонатора составляет $Q_n = 5\,250$, поэтому поле в данном варианте гиротона можно с большой степенью точности считать фиксированным.

На рис. 5 приведены интегральные характеристики гиротона. Из графика на этом рисунке следует, что электронный поток вначале отклоняется от оси поперечной составляющей ВЧ магнитного поля вращающейся волны E_{11} , при этом радиус вращения электронов и радиус ведущего центра вращения растут одинаково (кривые 4 и 6). Это означает, что орбиты электронов только касаются оси резонатора. В дальнейшем, начиная с $z > 3$, электронный поток начинает отдавать свою продольную энергию продольной электрической составляющей волны TM_{11} (кривая 2), КПД при этом почти монотонно возрастает (кривая 1), а радиус центра вращения электронов постепенно отдалается от оси прибора (кривая 4). Столь высокий КПД достигается только за счет отбора продольной энергии у электронов.

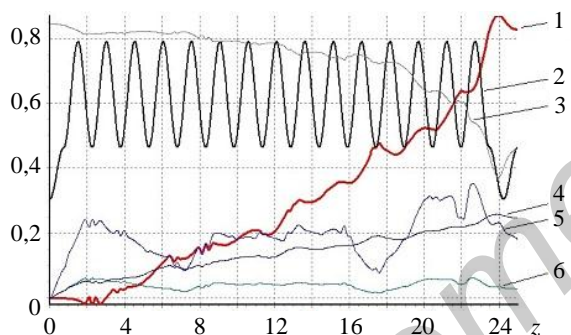


Рис. 5. Интегральные характеристики гиротона: 1 – КПД; 2 – профиль резонатора $g = b/\lambda_0$; 3 – продольная скорость электронов $\beta_z = v_z/c$; 4 – радиус центра вращения электронов; 5 – поперечная скорость электронов $\beta_t = v_t/c$; 6 – радиус вращения электронов r_e/λ_0

Электроны под действием поперечного ВЧ магнитного поля отдаляются от оси резонатора (кривая 4), что в итоге позволяет отбирать продольную энергию у электронов продольной составляющей ВЧ электрического поля в TM_{11} -волне.

На рис. 6 показано продольное сечение распределения модуля напряженности электрической составляющей поля внутри резонатора.

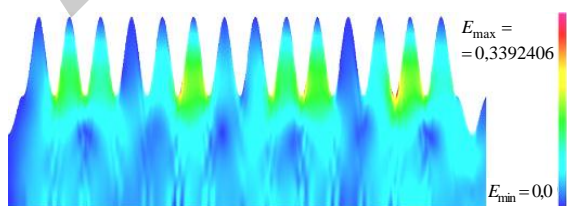


Рис. 6. Продольное сечение распределения модуля напряженности поля внутри резонатора

Как следует из этого рисунка, наибольшая напряженность поля наблюдается на внутренних гребнях гофра резонатора.

На рис. 7 показано поперечное сечение распределения продольной составляющей модуля напряженности поля при $z = 3,2$.

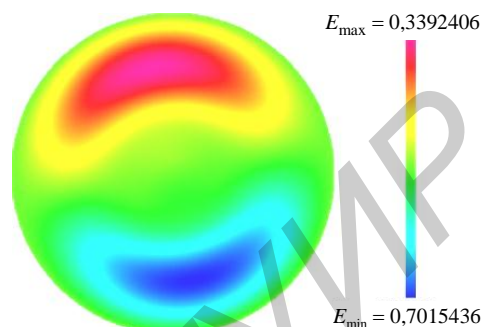


Рис. 7. Поперечное сечение распределения продольной составляющей модуля напряженности поля

Здесь наблюдается типичная картина распределения напряженности продольной составляющей ВЧ-поля для моды TM_{11} , а по центру резонатора как раз и находится максимум поперечной составляющей ВЧ магнитной напряженности поля, что и обеспечивает отклонение электронного потока от оси резонатора.

Внутренний выступ в конце резонатора повышает его добротность, но этот же выступ ограничивает толщину электронного потока до $D2\pi/\lambda \ll 1$. При большей толщине электронный поток начинает осажаться на этом выступе. Понижение КПД преобразования мощности электронного потока в мощность электромагнитной вращающейся волны при увеличении радиуса электронного потока показано на рис. 8.

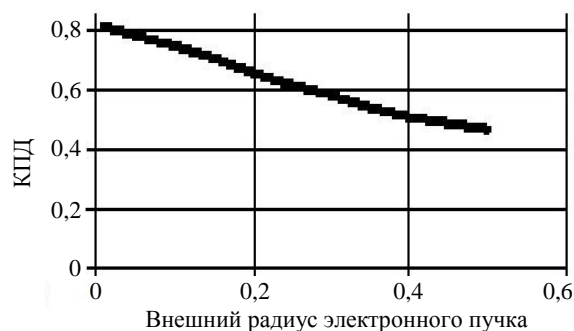


Рис. 8. Влияние диаметра электронного потока на КПД преобразования мощности электронного потока в мощность электромагнитной вращающейся волны

Было проведено исследование частотной характеристики такого резонатора в увеличенной на 10% полосе частот.

Частотная характеристика для квадрата амплитуды суммарной волны в этом резонаторе

при постоянной мощности падающей справа волны H_{11} приведена на рис. 9.

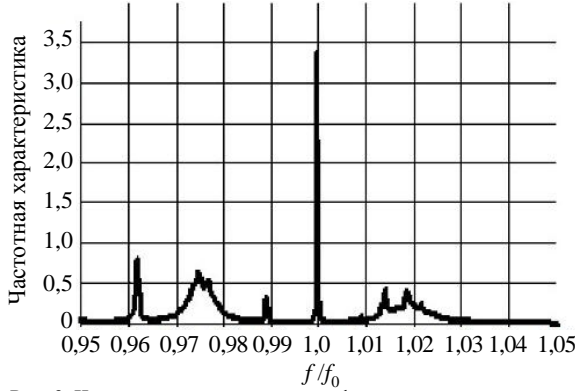


Рис. 9. Частотная характеристика гофрированного резонатора

Здесь просматриваются несколько резонансов, как на более низких, так и на более высоких по отношению к основному резонансу частот.

$$\begin{aligned}
 v_{np} C_{mnp} &= -\frac{V_{mnp} v_{np}^2}{m^2 g^2} - \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \frac{v_{np}}{e_{npp} m^2 g^2} \sum_i A_{mni}^m \gamma_{npi}^3 + \frac{v_{np}}{g e_{npp}} \frac{dg}{dz} \left[\sum_i A_{mni}^e I_{2npi} - \sum_i A_{mni}^m \bar{\gamma}_{npi}^3 \right] - \\
 &- j\sigma \frac{v_{np}}{m e_{npp} \pi g^2} \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} J_n(v_{np} \rho_j) e^{-j(n\varphi_j - mT_j)}, \\
 \frac{dV_{mnp}}{dz} &= -m^2 A_{mnp}^e + \frac{1}{e_{npp}} \sum_i m^2 \left(\frac{dg}{dz} \right)^2 \frac{1}{e_{npp}} j \sum_i A_{mni}^m \gamma_{npi}^5 + m^2 g \frac{dg}{dz} \frac{1}{e_{npp}} \sum_i C_{mni} I_{2npi} - \\
 &- \frac{j m \sigma}{e_{npp} 8 \pi} \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} \left[\left(\beta_{rj} - \rho_j \beta_{zj} \frac{dg}{dz} \right) J'_n(v_{np} \rho_j) + \frac{e^{j(n\varphi_j - mT_j)}}{\beta_{zj}} j \frac{n}{v_{np} \rho_j} J_n(v_{np} \rho_j) \beta_{\varphi_j} \right], \\
 \frac{dA_{mnp}^m}{dz} &= P_{mnp}, \\
 \frac{dP_{mnp}}{dz} &= -A_{mnp}^m \left[m^2 \left(1 + \frac{n^2}{\mu_{np}^2} \left(\frac{dg}{dz} \right)^2 \right) - \frac{\mu_{np}^2}{g^2} - \frac{\gamma_{snp}^5}{g^2} \left(\frac{dg}{dz} \right)^2 + \frac{1}{g} \frac{d^2 g}{dz^2} \gamma_{npp}^6 \right] + \\
 &+ \sum_{i \neq p} A_{mni}^m \left(\left(\frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \right)^2 \gamma_{npi}^7 + \frac{1}{g} \frac{d^2 g}{dz^2} \gamma_{npi}^8 \right) / h_{npp} + \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \sum_{i \neq p} P_{mni} \gamma_{npi}^9 / h_{npp} + \\
 &+ \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \sum_i V_{mni} \gamma_{npi}^{10} / h_{npp} + m^2 \left(\frac{dg}{dz} \right) \sum_i A_{mni}^e \gamma_{npi}^{11} / h_{npp} - m^2 g \frac{dg}{dz} \sum_i C_{mni} \gamma_{npi}^{12} / h_{npp} - \\
 &- j \frac{m \sigma}{h_{npp} \pi g} \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} \left[- \left(\beta_{rj} - \rho_j \frac{dg}{dz} \beta_{zj} \right) \frac{n}{\mu_{np} \rho_j} J_n(\mu_{np} \rho_j) - j \beta_{\varphi_j} J'_n(\mu_{np} \rho_j) \right] \frac{e^{j(n\varphi_j - mT_j)}}{\beta_{zj}}.
 \end{aligned} \tag{П.1}$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$z = Z 2\pi / \lambda_0, \quad \beta = V / c, \quad g = b 2\pi / \lambda_0, \quad m = \omega / \omega_0,$$

$$\sigma = I_0 \frac{\eta_0 \mu_0}{c} = I_0 0,73723 \cdot 10^{-3}, \quad A_{mnp}^e = \frac{E_{\perp mnp}^e \eta_0}{c^2},$$

тах. Однако добротности этих резонансов существенно меньше основного резонанса.

Выводы. Разработанная авторами математическая модель процессов взаимодействия релятивистского электронного потока с полями нерегулярных круглых волноводов и резонаторов, представленная в этой статье, позволила провести теоретический анализ работы гиротона-генератора с гофрированным резонатором. В частности показано, что он может обеспечить электронный КПД 80 % и выходную мощность до 30 МВт.

Предложенная математическая модель может быть использована для расчета и оптимизации процессов, происходящих в различных СВЧ электронных приборах, таких как гиротроны, гиротоны, ЛБВ, гиро-ЛБВ и ЛОВ.

Приложение

Уравнения возбуждения нерегулярного волновода в нормированных переменных:

$$C_{mnp} = \frac{E_{z mnp}^e \eta_0}{\omega c}, \quad A_{mnp}^m = \frac{E_{\perp mnp}^m \eta_0}{c^2},$$

$$h_{npp} = \frac{1}{2} J_n^2(\mu_{np}) \left(1 - \left(\frac{n}{\mu_{np}} \right)^2 \right), \quad e_{npp} = \frac{1}{2} J_{n-1}^2(v_{np}),$$

$$\begin{aligned}
 \sigma &= \frac{\eta_0 \mu_0}{c} I_0, \quad \gamma_{npi}^3 = \frac{n \mu_{ni} v_{np}}{v_{np}^2 - \mu_{ni}^2} J_{n-1}(v_{np}) J_n(\mu_{ni}), & \gamma_{npi}^9 &= \frac{2 \mu_{ni} \mu_{np} - n^2 (\mu_{np}/\mu_{ni} + \mu_{ni}/\mu_{np})}{\mu_{ni}^2 - \mu_{np}^2} \times \\
 \bar{\gamma}_{npi}^3 &= \frac{n v_{ni}}{\mu_{ni}^2 (\mu_{ni}^2 - v_{np}^2)} J_{n-1}(v_{np}) J_n(\mu_{ni}), & & \times J_n(\mu_{ni}) J_n(\mu_{np}), \\
 \gamma_{npi}^4 &= \frac{n \mu_{ni}}{\mu_{ni}^2 - v_{np}^2} J_n(\mu_{ni}) J_{n-1}(v_{np}), & \gamma_{npi}^{10} &= \frac{n \mu_{np}}{v_{ni}^2 - \mu_{np}^2} J_{n-1}(v_{ni}) J_n(\mu_{np}), \\
 \gamma_{npi}^5 &= \frac{2n v_{np}^2}{\mu_{ni} (\mu_{ni}^2 - v_{np}^2)^2} J_n(\mu_{ni}) J_{n-1}(v_{np}), & \gamma_{npi}^{11} &= \frac{n \mu_{np} v_{ni}}{v_{ni}^2 - \mu_{np}^2} J_{n-1}(v_{ni}) J(\mu_{np}), \\
 \gamma_{snp}^5 &= \left(\mu_{np}^2 + n^2 \left(1 - \frac{2n^2}{\mu_{np}^2} + \frac{5}{\mu_{np}^2} \right) \right) J_n^2(\mu_{np}) / (6h_{pp}), & \gamma_{npi}^{12} &= \frac{n v_{ni}}{\mu_{np} (\mu_{np}^2 - v_{ni}^2)} J_{n-1}(v_{ni}) J_n(\mu_{np}), \\
 \gamma_{npi}^6 &= \frac{\mu_{ni} \mu_{np}}{\mu_{ni}^2 - \mu_{np}^2} \left(\frac{n^2}{\mu_{np}^2} - 1 \right) J_n(\mu_{ni}) J_n(\mu_{np}), & I_{2npi} &= \frac{v_{np} J_{n-1}(v_{np}) J_{n-1}(v_{ni})}{v_{ni}^2 - v_{np}^2}, \quad i \neq p, \\
 \gamma_{npp}^6 &= \frac{n^2}{2 \mu_{np}^2} J_n^2(\mu_{np}), & I_{3npi} &= \frac{2(v_{ni}^2 + v_{np}^2)}{(v_{ni}^2 - v_{np}^2)^2} J_{n-1}(v_{np}) J_{n-1}(v_{ni}), \quad i \neq p, \\
 \gamma_{npi}^7 &= \frac{\mu_{ni} J_n(\mu_{ni}) J_n(\mu_{np})}{\mu_{np} (\mu_{ni}^2 - \mu_{np}^2)} \times \\
 & \times \left[n^2 (\mu_{ni}^2 - 5 \mu_{np}^2) + \mu_{np}^2 (\mu_{ni}^2 - 3 \mu_{np}^2) \right], & I_{3npp} &= J_{n-1}^2(v_{np}) \left[\frac{1}{6} + \frac{1}{v_{np}^2} \left(\frac{2}{3} - \frac{n^2}{6} \right) \right]. \\
 \gamma_{npi}^8 &= \frac{\mu_{ni} \mu_{np}}{\mu_{ni}^2 - \mu_{np}^2} \left(1 - \frac{n^2}{\mu_{np}^2} \right) J_n(\mu_{ni}) J_n(\mu_{np}),
 \end{aligned} \tag{П.2}$$

С учетом выражений (8), (14) и (П.1) можно записать физические векторы электромагнитных полей в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 E_{tm} &= E_{xm} + jE_{ym} = \frac{1}{2b} \sum_{i=1}^I \sum_{n=-N}^N \left\{ \begin{aligned} & A_{mni}^E J_{n-1}(\rho_{E_{ni}}) e^{-j[(n-1)\varphi - mT]} - A_{mni}^{*E} J_{n+1}(\rho_{E_{ni}}) e^{j[(n+1)\varphi - mT]} - \\ & - A_{mni}^M J_{n-1}(\rho_{M_{ni}}) e^{-j[(n-1)\varphi - mT]} - A_{mni}^{*M} J_{n+1}(\rho_{M_{ni}}) e^{j[(n+1)\varphi - mT]} \end{aligned} \right\}, \\
 E_{zm} &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^I \sum_{n=-N}^N \left\{ \begin{aligned} & J_n(\rho_{E_{ni}}) \left[C_{mni} e^{-j(n\varphi - mT)} + C_{mni}^* e^{j(n\varphi - mT)} \right] - \frac{\rho}{b} \frac{db}{dz} \times \\ & \times \left[J_n'(\rho_{E_{ni}}) \left[A_{mni}^E e^{-j(n\varphi - mT)} + A_{mni}^{*E} e^{j(n\varphi - mT)} \right] - \frac{n}{\rho_{M_{ni}}} J_n(\rho_{M_{ni}}) \left[A_{mni}^M e^{-j(n\varphi - mT)} + A_{mni}^{*M} e^{j(n\varphi - mT)} \right] \right] \end{aligned} \right\}, \\
 H_{tm} &= H_{xm} + jH_{ym} = \\
 &= \frac{1}{2bm\omega\mu_0} \sum_{i=1}^I \sum_{n=-N}^N \left\{ \begin{aligned} & v_{ni} \left[C_{mni} J_{n-1}(\rho_{E_{ni}}) e^{-j[(n-1)\varphi - mT]} + C_{mni}^* J_{n+1}(\rho_{E_{ni}}) e^{j[(n+1)\varphi - mT]} \right] - \\ & - \frac{dA_{mni}^E}{dz} J_{n-1}(\rho_{E_{ni}}) e^{-j[(n-1)\varphi - mT]} - \frac{dA_{mni}^{*E}}{dz} J_{n+1}(\rho_{E_{ni}}) e^{j[(n+1)\varphi - mT]} + \\ & + \frac{dA_{mni}^M}{dz} J_{n-1}(\rho_{M_{ni}}) e^{-j[(n-1)\varphi - mT]} - \frac{dA_{mni}^{*M}}{dz} J_{n+1}(\rho_{M_{ni}}) e^{j[(n+1)\varphi - mT]} + \\ & + \frac{1}{r_b} \frac{dr_b}{dz} \rho_{M_{ni}} J_n(\rho_{M_{ni}}) \left[\frac{dA_{mni}^M}{dz} e^{-j[(n-1)\varphi - mT]} + \frac{dA_{mni}^{*M}}{dz} e^{j[(n+1)\varphi - mT]} \right] \end{aligned} \right\}, \tag{П.3} \\
 H_{zm} &= \frac{1}{2bm\omega\mu_0} \sum_{i=1}^I \sum_{n=-N}^N \left\{ \mu_{ni} J_n(\rho_{M_{ni}}) \left[A_{mni}^M e^{-j(n\varphi - mT)} + A_{mni}^{*M} e^{j(n\varphi - mT)} \right] \right\}.
 \end{aligned}$$

Здесь $\rho_{E_{ni}} = v_{ni} \frac{r}{b}$, $\rho_{M_{ni}} = \mu_{ni} \frac{r}{b}$.

Уравнения движения i -й заряженной частицы в электромагнитном поле нерегулярного

волновода и неоднородном магнитостатическом поле имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_{xi}}{dz} &= -\frac{R_i}{\beta_{zi}} \left[\bar{E}_{xi} + \beta_{yi} F - \beta_{zi} (\bar{H}_{yi} + F_{yi}) - \right. \\ &\quad \left. - \beta_{xi} (\beta_{xi} \bar{E}_{xi} + \beta_{yi} \bar{E}_{yi} + \beta_{zi} \bar{E}_{zi}) \right], \\ \frac{d\beta_{yi}}{dz} &= -\frac{R_i}{\beta_{zi}} \left[\bar{E}_{yi} + \beta_{xi} F + \beta_{zi} (\bar{H}_{xi} + F_{xi}) - \right. \\ &\quad \left. - \beta_{yi} (\beta_{xi} \bar{E}_{xi} + \beta_{yi} \bar{E}_{yi} + \beta_{zi} \bar{E}_{zi}) \right], \\ \frac{d\beta_{zi}}{dz} &= \\ &= -\frac{R_i}{\beta_{zi}} \left[\bar{E}_{zi} + \beta_{xi} (\bar{H}_{yi} + F_{yi}) - \beta_{yi} (\bar{H}_{xi} + F_{xi}) - \right. \\ &\quad \left. - \beta_{zi} (\beta_{xi} \bar{E}_{xi} + \beta_{yi} \bar{E}_{yi} + \beta_{zi} \bar{E}_{zi}) \right], \\ \frac{dx_i}{dz} &= \beta_{xi} / \beta_{zi}, \quad \frac{dy_i}{dz} = \beta_{yi} / \beta_{zi}, \quad \frac{dT_i}{dz} = 1 / \beta_{zi}. \end{aligned} \quad (П.4)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$\begin{aligned} R_i &= \sqrt{1 - \beta_{xi}^2 - \beta_{yi}^2 - \beta_{zi}^2}, \quad F(z) = \frac{\mu_0 e H_z^0(z)}{\omega_0}, \\ F_{xi} &= -\frac{r_i}{2} \frac{dF}{dz} \cos \varphi_i, \quad F_{yi} = -\frac{r_i}{2} \frac{dF}{dz} \sin \varphi_i, \\ r_i &= \sqrt{x_i^2 + y_i^2}, \quad \varphi_i = \arctg(y_i / x_i), \\ \bar{E}_{xi} + j\bar{E}_{yi} &= \frac{\eta_0}{\omega_0 c} (E_{xi} + jE_{yi}), \quad \bar{E}_{zi} = \frac{\eta_0}{\omega_0 c} E_{zi}, \\ \bar{H}_{xi} + j\bar{H}_{yi} &= \frac{\eta_0}{\omega_0} (H_{xi} + jH_{yi}), \quad \bar{H}_{zi} = \frac{\eta_0}{\omega_0} H_{zi}. \end{aligned} \quad (П.5)$$

Начальные условия к системе уравнений (П.4) при отсутствии начальной модуляции электронного потока могут быть заданы в виде

$$\left. \begin{aligned} \varphi_i(0) &= \frac{2\pi}{N} (i-1), \quad \beta_{xi}(0) = -\beta_{\perp 0} \sin \varphi_i(0), \\ \beta_{yi}(0) &= \beta_{\perp 0} \cos \varphi_i(0), \quad \beta_{zi}(0) = \beta_{z0}, \\ \beta_{z0} &= \beta_0 / \sqrt{1+q^2}, \quad \beta_{\perp 0} = \beta_{z0} q, \\ x_i(0) &= r_{vc} + \beta_{\perp 0} / (F(0)R_0) \cos \varphi_i, \\ y_i(0) &= \beta_{\perp 0} / (F(0)R_0) \sin \varphi_i, \\ T_i &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (П.6)$$

где N – число электронов; $\beta_0 = v_0 / c$ – нормированная начальная скорость электронов; $R = \sqrt{1 - \beta_0^2}$; r_{vc} – нормированный радиус центра ларморовских орбит электронов; питч-фактор – $q = v_{\perp} / v_{\parallel}$ – отношение поперечной скорости электронов к продольной.

Граничные условия для системы уравнений (П.1) для левой границы задавались исходя из полного отражения волн следующим образом:

$$\dot{A}_{mnp}^{e,m} = 0 \Big|_{z=0}. \quad (П.7)$$

На правой границе задавалось условие полного согласования всех волн, кроме одной рабочей волны, следующим образом:

$$\dot{V}_{mnp} \frac{\chi_{m,mnp}}{m^2} + j\dot{A}_{mnp}^e = 0 \Big|_{z=L} - \quad (П.8)$$

для распространяющихся E -волн;

$$-\dot{V}_{mnp} \frac{|\chi_{e,mnp}|}{m^2} + \dot{A}_{mnp}^e = 0 \Big|_{z=L} - \text{ для закритических } E\text{-волн};$$

$$\dot{P}_{mnp} + j\chi_{m,mnp} \dot{A}_{mnp}^m = 0 \Big|_{z=L} - \text{ для распространяющихся } H\text{-волн};$$

$$\dot{P}_{mnp} + |\chi_{m,mnp}| \dot{A}_{mnp}^m = 0 \Big|_{z=L} - \text{ для закритических } H\text{-волн}.$$

$$\text{Здесь } \chi_{e,mnp}^2 = m^2 - v_{np}^2 / g^2, \quad \chi_{m,mnp}^2 = m^2 - \mu_{np}^2 / g^2.$$

Для рабочей E -волны на правом конце волновода граничные условия задаются так:

$$\dot{V}_{mnp} \frac{\chi_m}{m^2} + j\dot{A}_{mnp}^e = 2j \sqrt{K_{in} \frac{(1-R_0)\sigma\chi_{e,mnp}}{R_0\pi\epsilon_{npp}m}} \Big|_{z=L}, \quad (П.9)$$

Для рабочей H -волны будет следующее условие:

$$\begin{aligned} \dot{P}_{mnp} + j\chi_{m,mnp} \dot{A}_{mnp}^m &= \\ &= 2j\chi_{m,mnp} \sqrt{K_{in} \frac{(1-R_0)m\sigma}{R_0\pi h_{npp}\chi_{m,mnp}}} \Big|_{z=L}. \end{aligned} \quad (П.10)$$

Здесь $K_{in} = P_{in} / (V_0 I_0)$ – нормированная начальная мощность волны, которая направлялась в резонатор навстречу электронному потоку. Ее значение составило $K_{in} = 0,001$. В процессе решения самосогласованной задачи она уже стремилась к нулю.

Целевая функция для метода оптимизации имеет вид:

$$\begin{aligned} F_{aim} &= GG_1 (1 - \bar{\eta}_e) (1 + GG_3 \frac{\sigma_{\eta_e}}{\bar{\eta}_e}) + \\ &+ GG_2 (1 - \bar{\eta}_w) (1 + GG_3 \frac{\sigma_{\eta_w}}{\bar{\eta}_w}) + \\ &+ GG_4 (10 - \bar{A}_{\max}) (1 + GG_3 \frac{\sigma_{A_{\max}}}{\bar{A}_{\max}}), \end{aligned} \quad (П.11)$$

где $\bar{\eta}_e$ – средний по опорным частотам электронный КПД; $\bar{\eta}_e = \frac{1}{n_m} \sum_{i=1}^{n_m} \eta_{ei}$; $\sigma_{\eta_e} = \sqrt{\frac{1}{n_m} \sum_{i=1}^{n_m} (\eta_{ei} - \bar{\eta}_e)^2}$;

$\bar{\eta}_w$ – средний по опорным частотам волновой КПД;

$$\bar{\eta}_w = \frac{1}{n_m} \sum_{i=1}^{n_m} \eta_{wi}; \quad \sigma_{\eta_w} = \sqrt{\frac{1}{n_m} \sum_{i=1}^{n_m} (\eta_{wi} - \bar{\eta}_w)^2}; \quad \bar{A}_{\max} -$$

среднее по опорным частотам значение максимальной по длине прибора амплитуды волны в

ВОЛНОВОДЕ; $\bar{A}_{\max} = \frac{1}{n_m} \sum_{i=1}^{n_m} A_{\max i}; \quad \sigma_{A_{\max}} =$

$$= \sqrt{\frac{1}{n_m} \sum_{i=1}^{n_m} (A_{\max i} - \bar{A}_{\max})^2}; \quad n_m - \text{число опорных частот.}$$

Библиографический список

1. Kolosov S. V., Kurayev A. A. Nonlinear radiation and conversion of longitudinal energy of relativistic electronic beam in the strong revolving electromagnetic. *Radio Eng. Electron. (USSR)*. 1973. Vol. 18, N 12. P. 2558–2566.
2. Kurayev A. A. To design the amplifier on relativistic electron beam with magnetic modulator. *Radio Eng. Electron. (USSR)*. 1982. Vol. 27, N 6. P. 1231–1234.
3. Kurayev A. A., Sinitsyn A. K., Slepyan A. Ya. Gyrotron. *Int. J. Electronics*. 1996. Vol. 80, N 4. P. 603–610.
4. Kolosov S. V., Kurayev A. A., Lavrenov A. A. Traveling wave gyrotron with double mode operations. *Third IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC-2002)*: proc. (Monterey, USA, April 23–25, 2002). P. 115–116.
5. Kolosov S. V., Kurayev A. A. Nonlinear theory of gyroresonance devices with the irregular electrodynamic system. *Electromagnetic waves and electronic systems*. 1998. Vol. 3, N 1. P. 35–44.
6. Kolosov S. V., Kurayev A. A., Lavrenov A. A. Influence of the space charge fields in traveling wave gyrotrons. *14th Int. Crimean Microwave Conf. Microwave and Telecommunication Technology (CriMiCo 2004)*: proc. (Sevastopol, Ukraine, Sept. 13–17 2004). P. 608–609.
7. Kolosov S. V., Lavrenov A. A. Traveling-Wave Tubes with a Combined Gyroresonance – Gyrotron Interaction between E_{11} and H_{11} Waves and Spiralized Electron Beam in a Corrugated Waveguide. *J. Communications Technology and Electronics*. 2006. N 6. P. 693–699.
8. Kolosov S. V., Kurayev A. A., Lavrenov A. A. Microwave Source with Goffered Cavity. *Seventh IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC-2006)*: proc. (Monterey, USA, April 25–27, 2006). P. 279–280.
9. Kolosov S. V., Kurayev A. A., Lavrenov A. A. Microwave Generator on goffered Resonator. *16th Int. Crimean Microwave Conf. Microwave and Telecommunication Technology (CriMiCo 2006)*: proc. (Sevastopol, Ukraine, Sept. 11–15 2006). P. 247–248.
10. Kaufman I., Oltman G. Harmonic Generation by Electron Beam Pattern Motion. *IEEE Trans. Electron Devices*. 1965. Vol. 12, Iss. 1. P. 31–39.
11. Budker G. I., Karliner M. M., Makarov I. G., Morozov S. N., Nezhevenko O. A., Ostreiko G. N., Shekhtman I. A. *Microwave electron discharge device*. U. S. Pat. 3.885.193. 1975.
12. Budker G. I., Karliner M. M., Makarov I. G., Morozov S. N., Nezhevenko O. A., Ostreiko G. N., Shekhtman I. A. The Gyrotron, a Highly Efficient Converter of Energy from Powerful Relativistic Beams for Microwave Supplies in Charged-Particle Accelerators. *At. Energ.* 1978. Vol. 44, N 5. P. 459–466.
13. А. с. 1110335 СССР. *Электронный прибор СВЧ-магнетрон* / М. М. Карлинер, Е. В. Козырев, А. Ю. Максимов, О. А. Нежевенко, Г. Н. Острейко. 1986. Бюл. № 4, с. 281.
14. Nezhevenko O. A. Gyrotrons and Magnicons: Microwave Generators with Circular Deflection of the Electron Beam. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1994. Vol. 22, N 5. P. 756–772.
15. Bratman V. L., Ginzburg N. S., Nusinovich G. S., Petelin M. I., Yulpatov V. K. *Cyclotron and Synchrotron masers, Relativistic UHF electronics*. Gorkii: I. Appl. Ph. AS USSR, 1979. Vol. 1. P. 141–162.
16. Sveshnikov A. G. Proof of the method of calculation of the propagation of electromagnetic oscillations in irregular waveguides. *Comput. Math. Math. Phys.* 1963. Vol. 3, N 2. P. 314–326.

17. Ludeking, L., Smithe, D., Bettenhausen, M., Hayes, S. *Magic User's Manual*. [pdf] Mission Research Corporation. Available from: <http://www.dtic.mil/get-tr-doc/pdf?AD=ADA369169> [March, 1999].
18. *MAFIA, User's Guide*, Version 4.0, CST. GmbH, Darmstadt, Germany.
19. Tarakanov V. P. *User's manual for Code KARAT*. VA: Berkeley Research Associates, 1992.
20. Botton M., Antonsen T. M., Levush B., Nguyen K. T., Vlasov A. N. MAGY: a time-dependent code for simulation of slow and fast microwave devices. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1998. Vol. 26, Iss. 3. P. 882–892.
21. Kravchenko V. F., Kurayev A. A., Pustovoi V. I., Sinitsyn A. K. Irregular waveguide in UHF electronics. *Electromagnetic waves and electronic systems*. 2005. Vol. 10, N 8. P. 51–58.
22. Колосов С. В., Кураев А. А., Синецын А. К., Аксенчик А. В. *Компьютерный программный комплекс КЕДР*. Свидетельство о регистрации компьютерной программы № 384. Правообладатель Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (БГУИР); заявл. 19.01.2012; внесена в реестр Национального центра интеллектуальной собственности РБ 07.02.2012.

REFERENCES

1. Kolosov, S. V., Kurayev, A. A., 1973. Nonlinear radiation and conversion of longitudinal energy of relativistic electronic beam in the strong revolving electromagnetic. *Radio Eng. Electron. (USSR)*, **18**(12), pp. 2558–2566.
2. Kurayev, A. A., 1982. To design the amplifier on relativistic electron beam with magnetic modulator. *Radio Eng. Electron. (USSR)*, **27**(6), pp. 1231–1234.
3. Kurayev, A. A., Sinitsyn, A. K., Slepyan, A. Ya., 1996. Gyrotron. *Int. J. Electronics*. **80**(4), pp. 603–610.
4. Kolosov, S. V., Kurayev, A. A., Lavrenov, A. A., 2002. Traveling wave gyrotron with double mode operations. In: *3rd IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC-2002)*. Monterey, USA, 23–25 April 2002. Publ. by Institute of Electrical & Electronics Engineers(IEEE).
5. Kolosov, S. V., Kurayev, A. A., 1998. Nonlinear theory of gyroresonance devices with the irregular electrodynamic system. *Electromagnetic waves and electronic systems*, **3**(1), pp. 35–44.
6. Kolosov, S. V., Kurayev, A. A., Lavrenov, A. A., 2004. Influence of the space charge fields in traveling wave gyrotrons. In: *14th Int. Crimean Microwave Conf. Microwave and Telecommunication Technology (CriMiCo 2004)*: proc. (Sevastopol, Ukraine, Sept. 13–17 2004).
7. Kolosov, S. V., Lavrenov, A. A., 2006. Traveling-Wave Tubes with a Combined Gyroresonance – Gyrotron Interaction between E_{11} and H_{11} Waves and Spiralized Electron Beam in a Corrugated Waveguide. *J. Communications Technology and Electronics*, **6**, pp. 693–699.
8. Kolosov, S. V., Kurayev, A. A., Lavrenov, A. A., 2006. Microwave Source with Goffered Cavity. In: *7th IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC-2006)*: proc. (Monterey, USA, April 25–27, 2006).
9. Kolosov, S. V., Kurayev, A. A., Lavrenov, A. A., 2006. Microwave Generator on goffered Resonator. In: *16th Int. Crimean Microwave Conf. Microwave and Telecommunication Technology (CriMiCo 2006)*: proc. (Sevastopol, Ukraine, Sept. 11–15 2006).
10. Kaufman, I., Oltman, G., 1965. Harmonic Generation by Electron Beam Pattern Motion. *IEEE Trans. Electron Devices*, **12**(1), pp. 31–39.
11. Budker, G. I., Karliner, M. M., Makarov, I. G., Morozov, S. N., Nezhevenko, O. A., Ostreiko, G. N., Shekhtman, I. A., 1975. Microwave electron discharge device. U. S. Pat. 3.885.193.
12. Budker, G. I., Karliner, M. M., Makarov, I. G., Morozov, S. N., Nezhevenko, O. A., Ostreiko, G. N., Shekhtman, I. A., 1978. The Gyrotron, a Highly Efficient Converter of Energy from

- Powerful Relativistic Beams for Microwave Supplies in Charged-Particle Accelerators. *At. Energ.*, **44**(5), pp. 459–466.
13. Karliner, M. M., Kozyrev, E. V., Maksimov, A. Yu., Nezhevenko, O. A., Ostreyko, G. N., 1986. *Electron device – magnicon*. USSR Autor's Certificate 1110335 A (in Russian).
 14. Nezhevenko, O. A., 1994. Gyrocons and Magnicons: Microwave Generators with Circular Deflection of the Electron Beam. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **22**(5), pp. 756–772.
 15. Bratman, V. L., Ginzburg, N. S., Nusinovich, G. S., Petelin, M. I., Yulpatov, V. K., 1979. *Cyclotron and Synchrotron masers, Relativistic UHF electronics*. Gorkii: I. Appl. Ph. AS USSR. Vol. 1.
 16. Sveshnikov, A. G., 1963. Proof of the method of calculation of the propagation of electromagnetic oscillations in irregular waveguides. *Comput. Math. Math. Phys.*, **3**(2), pp. 314–326.
 17. Ludeking, L., Smithe, D., Bettenhausen, M., Hayes, S. *Magic User's Manual*. [pdf] Mission Research Corporation. Available from: <http://www.dtic.mil/get-tr-doc/pdf?AD=ADA369169> [March, 1999].
 18. *MAFIA, User's Guide*, Version 4.0, CST. GmbH, Darmstadt, Germany.
 19. Tarakanov, V. P., 1992. *User's manual for Code KARAT*. VA: Berkley Research Associates.
 20. Botton, M., Antonsen, T. M., Levush, B., Nguyen, K. T., Vlasov, A. N., 1998. MAGY: a time-dependent code for simulation of slow and fast microwave devices. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **26**(3), pp. 882–892.
 21. Kravchenko, V. F., Kurayev, A. A., Pustovoi, V. I., Sinitsyn, A. K., 2005. Irregular waveguide in UHF electronics. *Electromagnetic waves and electron systems*, **10**(8), pp. 51–58.
 22. Kolosov, S. V., Kuraev, A. A., Sinitsyn, A. K., Aksenchik, A. V., 2012. *Computer software complex CEDR*. Certificate of registration of the computer program N 384. Right holder Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics (BSUIR). Entered in the register of the National Center for Intellectual Property of the Republic of Belarus 07.02.2012 (in Russian).

Рукопись поступила 29.06.2016.

S. V. Kolosov, A. A. Kuraev, I. E. Zaitseva

NEW TYPE ELECTRONIC DEVICE – GYROTON ON A CORRUGATED RESONATOR

The article describes a new type electronic device - gyroton on a corrugated resonator. In this device there is no spatial grouping of the electron beam, but it is possible to achieve a high conversion factor of the power of the electron beam into the power of the electromagnetic rotating wave. Straight-line at the input of

the device, the electron beam gives its longitudinal energy to the same wave with an efficiency of more than 80 % due to its initial deviation from the axis of the slowed down TM_{11} -wave. The method described in the article reduces the 3D-problem to the 1D-problem, which increases the speed and accuracy of the solution of the boundary value problem. The developed mathematical model is the basis for a computer program for calculating and optimizing the interaction of relativistic electron flows with the fields of irregular round waveguides Gyro-K, which is a part of the software complex KEDR.

The developed mathematical model of interaction processes of the relativistic electron beam with the fields of irregular circular waveguides and resonators makes it possible to carry out a theoretical analysis of the operation of a gyrotron generator with a corrugated resonator. As a result, the article demonstrated the possibility of providing an electronic efficiency of more than 80% and an output power of up to 30 MW for the developed gyroton mathematical model on a corrugated resonator.

Key words: microwave devices, gyroton, irregular waveguide.

С. В. Колосов, А. А. Кураев, И. Е. Зайцева

НОВИЙ ТИП ЕЛЕКТРОННОГО ПРИБОРУ – ГІРОТОН НА ГОФРОВАНОМУ РЕЗОНАТОРІ

У статті описаний новий тип електронного приладу – гіротон на гофрованому резонаторі. У даному приладі не відбувається просторове групування електронного потоку, однак є можливість досягнення високого коефіцієнта перетворення потужності електронного потоку на потужність електромагнітної хвилі, що обертається. Прямолінійний на вході у прилад електронний потік за рахунок початкового відхилення його від осі сповільненої TM_{11} -хвилі віддає свою подовжню енергію цій же хвилі з ККД більше 80 %. Описаний в статті метод зводить 3D-задачу до 1D-задачі, що підвищує швидкість і точність розв'язання крайової задачі. Розроблена математична модель є основою для комп'ютерної програми розрахунку та оптимізації процесів взаємодії релятивістських електронних потоків з полями нерегулярних круглих хвилеводів *Гуро-К*, яка входить до програмного комплексу КЕДР.

Розроблено математичну модель процесів взаємодії релятивістського електронного потоку з полями нерегулярних круглих хвилеводів і резонаторів, яка дозволяє виконати теоретичний аналіз роботи гіротона-генератора з гофрованим резонатором. Як результат, в статті продемонстровано можливість забезпечення електронного ККД більше 80 % і вихідної потужності до 30 МВт для розробленої математичної моделі гіротона на гофрованому резонаторі.

Ключові слова: мікрохвильові прилади, гіротон, нерегулярний хвилевід.