

Коаксиальные гироклинотроны

А.А. КУРАЕВ, Д.В. ЛУКАШОНОК, А.К. СИНИЦЫН, И.Н. ЦЫРЕЛЬЧУК

Приведены результаты оптимизации коаксиальных гироклинотронов. В таких приборах за счет коаксиально конической конфигурации резонатора образуется наклон зеркал резонатора («клин») относительно продольного движения электронов. В результате, при достаточной длине области взаимодействия и оптимальной конфигурации резонатора все радиальные слои электронного потока оказываются в одинаковых условиях взаимодействия с полем резонатора. Приведенные в статье результаты численного моделирования и оптимизации конструкций коаксиальных гироклинотронов свидетельствуют об их реализуемости и перспективности в отношении повышения мощности и КПД коротковолновых гиротронов.

Ключевые слова: циклотронный резонанс, резонатор, гиротрон, численное моделирование.

The article provides the results of optimization of coaxial gyroclinotrons. In such devices the slope of the resonator glass (“wedge”) on the longitudinal motion of electrons is formed by coaxial conical configuration of the resonator. As a result, at sufficiently large length of the interaction region and the optimal configuration of the resonator all radial layers of the electron beam cross an equal amount of the surface of the resonator field. The results of numerical modelling and design optimization of coaxial gyroclinotrons given in the article are the evidence of their feasibility and prospects for a substantial increase in power and efficiency of short-wave gyrotrons.

Keywords: cyclotron resonance, resonator, gyrotron, numerical modeling.

Введение

Современное развитие электроники СВЧ требует проработки новых подходов к генерации электромагнитного поля. Это требует использования эффективных математических и вычислительных методов при формировании модели. Исследуемый электронный прибор – коаксиальный гироклинотрон – может предоставить возможность преодолеть известные недостатки коротковолновых гиротронов.

Суть проблемы заключается в динамическом расслоении широкого электронного потока (ЭП) в поперечно-неоднородном поле резонатора. Проблема может быть решена в гироклинотроне, предложенном в 1969 г. в [1]. В этом приборе широкий спирализованный ЭП проходит наклонно (под углом φ) относительно плоскостей зеркал двухзеркального открытого резонатора. Благодаря этому при оптимизированном φ каждый слой ЭП при достаточной протяженности резонатора имеет в среднем одинаковые условия взаимодействия, и невзаимодействующих слоев (в узлах поля в обычном гиротроне) нет. В [2]–[4] на основе уточненной модели открытого резонатора было показано, что в таком приборе при правильном выборе угла наклона ($\varphi \sim 0,9$ рад) КПД взаимодействия достигает 55% при разбросе по слоям до 9%. Т. е. эффективность гироклинотрона с толстым пучком не уступает максимальному КПД обычных гиротронов с тонким ЭП.

В настоящей работе показаны результаты расчета коаксиальных гироклинотронов на рабочих модах H_{041} и H_{081} .

Устройство коаксиального гироклинотрона

Коаксиальный гироклинотрон отличается от классического гиротрона тем, что электродинамическая система выполнена в виде коаксиально-конусного резонатора, имеющего наклон зеркал относительно оси электронного пучка [5].

В основе механизма генерации рассматриваемого гироклинотрона лежит явление циклотронного резонанса:

$$(1 - \frac{v_z}{v_0})\omega \approx k\Omega ,$$

где v_z – продольная скорость электрона, c – скорость света в пустоте, v_ϕ – фазовая скорость попутной парциальной волны стоячего поля (в нашем случае $v_\phi = c/\sin\varphi$), ω – частота генерации, $k = 1, 2, 3 \dots$ – гармоника циклотронной частоты, Ω – циклотронная частота ($\Omega = e/mB_0$), e – заряд электрона, m – масса электрона, B_0 – индукция статического фокусирующего магнитного поля. Далее используется безразмерная функция магнитного поля $F_0 = \frac{\Omega_0}{\omega} = \frac{eB_0}{m_0c}$, где m_0 – масса покоя электрона, e – заряд электрона, c – скорость света в пустоте.

Расчет поля резонатора

Рассмотрим симметричное (азимутально-однородное) электромагнитное Н-поле в коаксиальном волноводе, геометрия которого представлена на рисунке 1 [5]:

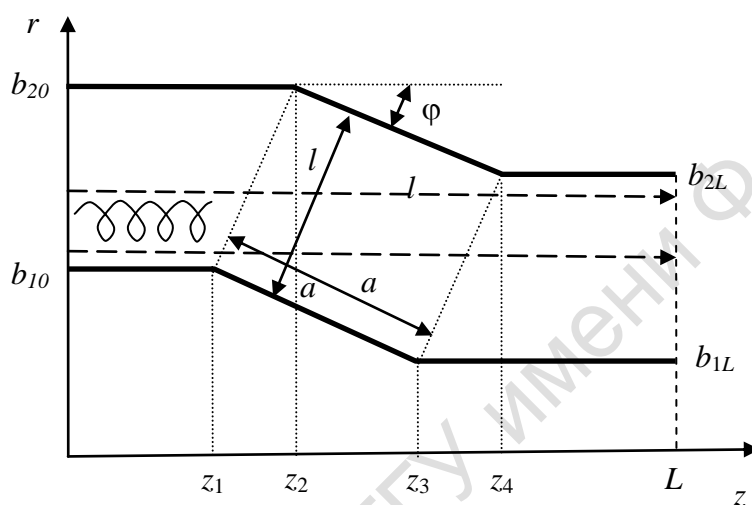


Рисунок 1 – Сечение генератора

В такой геометрии при определенном соотношении размеров возможно запираение волны H_{0i} в области $[z_1, z_4]$. При этом получается резонатор на рабочем колебании H_{0i1} за счет того, что распространяющаяся на участке $[z_1, z_4]$ волна H_{0i} на регулярных участках $[0, z_1]$ и $[z_4, L]$ оказывается закритической за счет уменьшения соответствующих сечений. При этом волны H_{0j} с индексами $j < i$ остаются распространяющимися. В результате этого рассматриваемый резонатор обладает хорошими селективными свойствами по отношению к высшей i -моду.

В качестве исходных параметров можно принять: $\varphi, z_1, b_{1L}, a, \alpha_L = b_{2L}/b_{1L}$. Тогда остальные параметры пересчитываются при помощи следующих выражений:

$$\begin{aligned} b_{2L} &= b_{1L} \cdot \alpha_L; \\ l &= (b_{2L} - b_{1L}) / \cos\varphi; \\ z_2 &= z_1 + l \cdot \sin\varphi; \quad z_3 = z_1 + a \cdot \cos\varphi; \quad z_4 = z_2 + a \cdot \cos\varphi; \\ L &= z_4 + z_1; \\ b_{10} &= b_{1L} + a \cdot \sin\varphi; \quad b_{20} = b_{10} + l \cdot \cos\varphi; \\ \alpha_0 &= b_{20} / b_{10}. \end{aligned}$$

Решение уравнений Максвелла для симметричного Н-поля может быть сведено к решению скалярного дифференциального уравнения Гельмгольца для комплексной функции двух переменных $u(r, z)$:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + W^2 \frac{u}{r} = 0. \quad (1)$$

Граничные условия для уравнения (1) ставятся следующим образом:

при $r = b_1(z)$ и $b_2(z)$: $u = 0$

при $z = 0$:

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{jk_{z0}^M}{r} u = 2jk_{z0}^M A_0 e^+(r), k_{z0}^M = \sqrt{W^2 - \chi_{0i}^2 / b_{10}^2}$$

$$e_0^+(r) = \frac{J_1(\chi_{0i} r / b_{10})}{J_1(\chi_{0i})} - \frac{Y_1(\chi_{0i} r / b_{10})}{Y_1(\chi_{0i})},$$

где χ_{0i} – i -й корень дисперсионного уравнения для входного волновода $J_1(\chi_{0i})Y_1(\chi_{0i}\alpha) - J_1(\chi_{0i}\alpha)Y_1(\chi_{0i}) = 0$, $\alpha_0 = b_{20}/b_{10}$;

при $z = L$:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{jk_{zL}^M}{r} u = 2jk_{zL}^M A_L e^-(r), k_{zL}^M = \sqrt{W^2 - \chi_{Li}^2 / b_{1L}^2}, e_0^-(r) = \frac{J_1(\chi_{Li} r / b_{10})}{J_1(\chi_{Li})} - \frac{Y_1(\chi_{Li} r / b_{10})}{Y_1(\chi_{Li})},$$

где χ_{Li} – i -й корень дисперсионного уравнения для выходного волновода $J_1(\chi_{Li})Y_1(\chi_{Li}\alpha) - J_1(\chi_{Li}\alpha)Y_1(\chi_{Li}) = 0$, $\alpha_L = b_{2L}/b_{1L}$.

Для распространяющихся волн: $W^2 - \chi_{0Li}^2 / b_{10L}^2 > 0$ и k_{z0L}^M – действительные волновые числа, для закритических волн: $W^2 - \chi_{0Li}^2 / b_{10L}^2 < 0$ и k_{z0L}^M – чисто мнимые волновые числа.

Компоненты Н-поля выражаются через потенциал u по формулам:

$$\dot{B}_z = \frac{j}{W} \frac{\partial u}{r \partial r}; \dot{B}_r = -\frac{j}{W} \frac{\partial u}{r \partial z}; \dot{E}_\varphi = \frac{u}{r}. \quad 2)$$

Здесь введены безразмерные геометрические параметры как отношение размерного значения параметра к коэффициенту $k = \lambda_0 / 2\pi$ ($\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$, c – скорость света в пустоте, ω_0 – опорная частота). Размерные величины, имеющие одинаковое написание с безразмерными, помечены штрихом. $W = \omega / \omega_0$, ω – рабочая частота, $\vec{E} = \vec{E}' / E_m$, $\vec{B} = \vec{B}' c / E_m$ – электрическая и магнитная составляющие СВЧ поля, $E_m = \frac{m_0 \omega_0 c}{e}$, m_0, e – масса покоя и заряд электрона.

Решение выше приведенной краевой задачи осуществлялось в системе математического программирования MATLAB. С использованием оптимизационной процедуры удалось подобрать геометрические параметры для двух вариантов резонатора. В первом варианте реализован резонатор с рабочей модой H_{041} (рисунок 2), второй вариант рассчитан для моды H_{081} (рисунок 3).

В первом варианте для моды H_{041} удалось реализовать условия запираия только одной высшей (4-й) моды. При этом, однако, угол наклона $\varphi = 0,57$ далек от оптимального $\varphi \approx 0,9$ [4]. Однако при значении угла $\varphi \approx 0,91$ в рассматриваемой геометрии (рисунок 1) не удается запереть только одну высшую моду ($i=8$), т. к. наряду с ней заперты оказываются и моды $i=5, i=6, i=7$. В результате, хотя во втором варианте получен угол, близкий к оптимальному, и длина области взаимодействия увеличена вдвое, однако заметно присутствие паразитных мод значительной амплитуды.

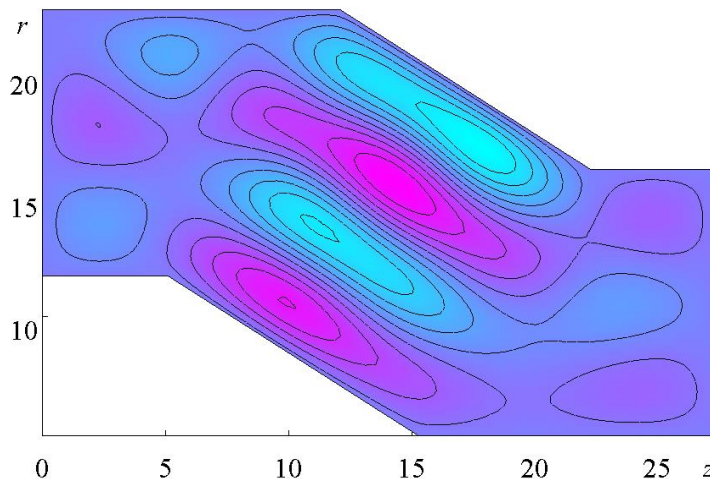


Рисунок 2 – Уровни потенциала $u(r,z)$ для моды H_{041}
 $\varphi=0,56, z_1=b_{1L}=5,1, a=14,1, \alpha_L=3,67$

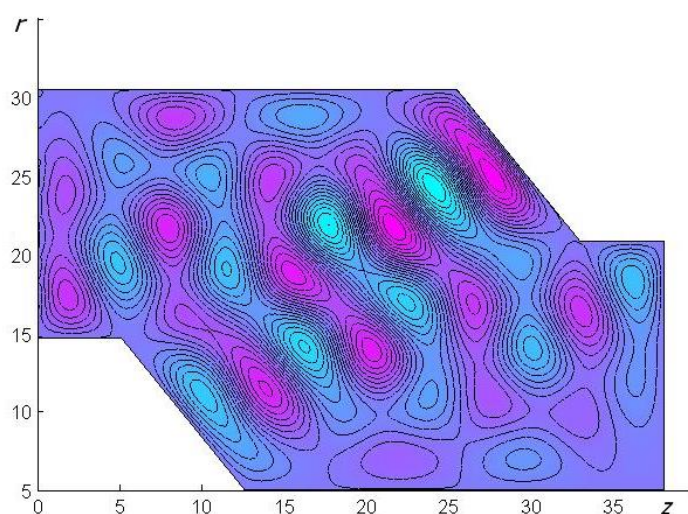


Рисунок 3 – Уровни потенциала $u(r,z)$ для моды H_{081}
 $\varphi=0,91, z_1=b_{1L}=5,1, a=12,2, \alpha_L=4,09$

Взаимодействие электронного пучка с СВЧ полем моделировалось на основе метода крупных частиц. Начало координат ($z = 0$) совместим с началом резонатора z_1 , ось z направим по ходу движения электронов. Безразмерные релятивистские уравнения движения крупных частиц запишем в виде [6]:

$$\begin{cases} \frac{d P_{ri}}{d z} = \frac{1}{\beta_{zi}} \left(\frac{\gamma_i \beta_{\varphi i}^2}{r_i} - \beta_{\varphi i} B_z \right); \\ \frac{d P_{\varphi i}}{d z} = \frac{1}{\beta_{zi}} \left(-\frac{\gamma_i \beta_{ri} \beta_{\varphi i}}{r_i} - E_{\varphi} - \beta_{zi} B_r + \beta_{ri} B_z \right); \\ \frac{d P_{zi}}{d z} = \frac{1}{\beta_{zi}} \beta_{\varphi i} B_r; \\ \frac{d r_i}{d z} = \frac{\beta_{ri}}{\beta_{zi}}; \quad \frac{d \theta_i}{d z} = \frac{1}{\beta_{zi}}; \quad \vec{P}_i = \gamma_i \vec{\beta}_i; \quad \gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \vec{\beta}_i^2}} = \sqrt{1 + P_{ri}^2 + P_{\varphi i}^2 + P_{zi}^2}. \end{cases} \quad (3)$$

Начальные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} \theta_i(0) &= \frac{2\pi}{N} (i + 0.5); \quad r_i(0) = (b_{1L} + b_{20}) \cdot 0,5 + r_0 + d_{r0}; \\ P_{rli}(0) &= 0; \quad P_{zi}(0) = \gamma_i \frac{\beta_{e0}}{\sqrt{1 + q^2}}; \quad P_{\varphi i}(0) = \gamma_i \frac{\beta_{e0} \cdot q}{\sqrt{1 + q^2}}. \end{aligned}$$

Здесь i – номер частицы, r_0 – радиус ларморовской орбиты, d_{r0} – сдвиг по вертикали оси пучка от центра резонатора, $\vec{\beta}_i = \vec{v}_i / c$, $\theta_i = \omega t_i$, t_i – относительная скорость и время пролета частицей сечения z , q – питч фактор. $F = \frac{eB_0}{m_0 \omega}$, где B_0 – индукция направляющего магнитного поля.

Компоненты B_z , B_r , E_{φ} электромагнитного поля, входящие в уравнение (3), вычислялись следующим образом. После решения уравнения (1) находилось распределение нормированных компонент поля резонатора в области электронного пучка D :

$$E_{\max} = \max_{r,z \in D} \text{real} \frac{u(r,z)}{r};$$

$$E_{\varphi}^0(r, z) = \text{real} \frac{u(r, z)}{r} / E_{\max}; \quad B_r^0(r, z) = -\text{real} \frac{j}{W} \frac{\partial u}{r \partial z} / E_{\max}; \quad B_z^0 = \text{real} \frac{j}{W} \frac{\partial u}{r \partial r} / E_{\max}.$$

Затем вычислялись компоненты $E_{\varphi} = A \cdot E_{\varphi}^0$; $B_r = A \cdot B_r^0$; $B_z = A \cdot B_z^0$, где A – безразмерная амплитуда поля в резонаторе, которая связана с размерной амплитудой E_m^A соотношением $E_m^A = A \cdot E_m$.

Суммарный электронный КПД рассчитывался по формуле

$$\eta_e(z) = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \frac{\gamma_0 - \gamma_{li}(z)}{\gamma_0 - 1}.$$

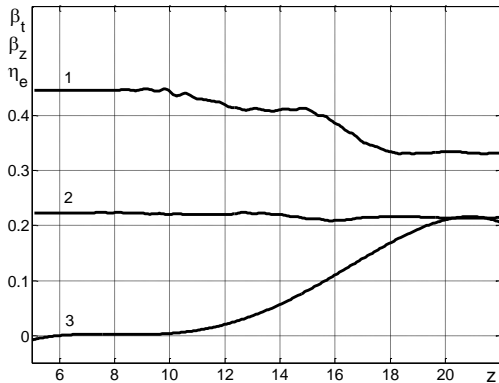
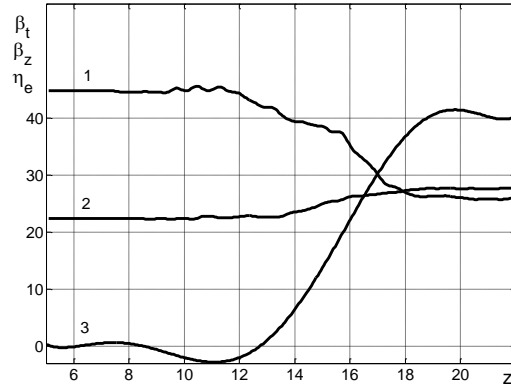
а) – Н₀₄ модаб) – Н₀₈ мода

Рисунок 4 – Характеристики коаксиального гироклинофона:

$$1 - \beta_t(z); \quad 2 - \beta_z(z); \quad 3 - \eta_e(z)$$

Для первого варианта резонатора был получен максимальный электронный КПД 22% при следующих значениях параметров: $F_0 = 0,9549$; $A = 0,6968$; $q = 2$; $\beta_0 = 0,5$. Расчет производился $N_{es} = 8$. На рисунке 4 а) представлены графики зависимостей КПД, средних β_t , β_z от координаты z .

Для моды Н₀₈ получен максимальный (при $dr_0 = dr_{opt}$) электронный КПД 27% при следующих значениях параметров: $F_0 = 0,8884$; $A = 0,6938$; $q = 2$; $\beta_0 = 0,5$. Расчет производился $N_{es} = 8$. На рисунке 4 б) представлены графики зависимостей КПД, средних β_t , β_z от координаты z .

Как видно из полученных результатов, при приближении к оптимальному углу $\varphi \approx 0,9$ электронный КПД возрастает. Однако, для уменьшения амплитуды A высокочастотного поля следует увеличивать длину области взаимодействия, что возможно лишь при переходе на большие поперечные индексы рабочей моды. Изображение поля на рисунке 3 показывает, что в этом варианте геометрии резонатора, кроме рабочей Н₀₈₁ моды, возбуждается на той же частоте целый спектр паразитных мод. Для очистки спектра следует использовать несколько модифицированную конфигурацию конического резонатора, например, изображенную на рисунке 5.

Заключение

В результате проведенной работы были найдены два варианта коаксиально-конического резонатора и приведены распределения поля их рабочих мод. Решение задачи электроники позволило определить максимально достижимые значения КПД гиротрона для найденных вариантов резонатора. Несмотря на присутствие паразитных гармоник, расчет гироклинофона для моды Н₀₈₁, наклоненной под оптимальным углом, показал достаточно высокий уровень электронного КПД, который составил 37%. Дальнейшее улучшение характеристик описанного гироклинофона возможно при модификации конструкции резонатора,

приводящей к очистке паразитных мод, увеличению его геометрических размеров l , a и, как следствие, длины области взаимодействия.

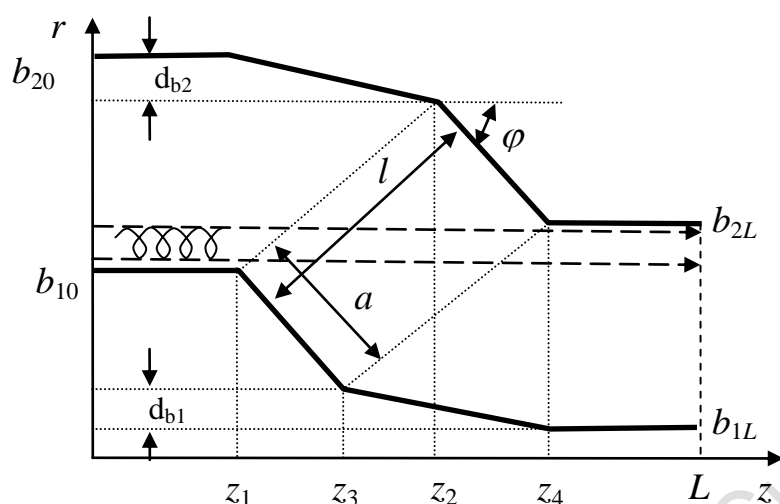


Рисунок 5 – Модификация конического резонатора

Литература

1. Кураев, А.А. МЦР – монотрон с широким электронным потоком и наклонным относительно оси резонатора магнитным полем / А.А. Кураев // Радиотехника и электроника. – 1969. – Т. 14, № 9. – С. 1614–1622.
2. Kurayev, A.A. Gyroclinotron's Efficiency / A.A. Kurayev, A.K. Sinitsyn // Proceeding of the First IEEE International Vacuum Electronic Conference, April 27–29, 2004, Monterey, USA. – P. 2–5.
3. Кураев, А.А. Расчет и оптимизация по КПД гироклинотрона / А.А. Кураев, А.К. Сеницын // 14 международная конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», 13–17 сентября 2004 г., Севастополь, Крым, Украина. – С. 215–217.
4. Кураев, А.А. Перспективы повышения мощности коротковолновых гиротронов / А.А. Кураев, А.К. Сеницын // Радиотехника. – 2004. – № 9. – С. 48–53.
5. Кураев, А.А. Коаксиальный гироклинотрон / А.А. Кураев, Д.В. Лукашонок, А.К. Сеницын // Доклады БГУИР. – № 1(55). – 2011. – С. 85–90.
6. Батура, М.П. Основы теории расчета и оптимизации современных приборов СВЧ / М.П. Батура, А.А. Кураев, А.К. Сеницын. – Минск : БГУИР, 2006. – 275 с.

Белорусский государственный
университет информатики
и радиоэлектроники

Поступило 12.11.12