

УДК 621.385

РАДИАЛЬНЫЙ КЛИНООРОТРОН

А.А. КУРАЕВ, А.К. СИНИЦЫН

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

Поступила в редакцию 10 октября 2011

Проведено моделирование генератора миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн – клиноорotronа с радиальным электронным пучком. В этом приборе плоский радиальный электронный пучок, формируемый в кольцевой электронной пушке, осаждается под малым углом на замедляющую систему, выполненную в виде радиальной гребенки на зеркале открытого резонатора. Этим достигается клинотронный эффект, благодаря которому все слои достаточно широкого электронного потока практически одинаково взаимодействуют с полем гребенки. Проведенные расчеты подтверждают высокую эффективность предложенной конструкции радиального клиноорotronа.

Ключевые слова: генератор СВЧ, орotron, клинотрон, моделирование.

Введение

Теоретические и экспериментальные исследования генераторов дифракционного излучения (орotronов) указывают на большие потенциальные возможности, заложенные в этом классе приборов для продвижения в область субмиллиметрового диапазона длин волн [1, 2].

Однако, как показали многочисленные расчеты, одна из основных проблем в повышении КПД таких генераторов связана с необходимостью обеспечить достаточно высокие напряженности ВЧ-поля в области электронно-волнового взаимодействия, что затрудняется невозможностью в обычной конструкции полезно использовать все слои поперечного сечения достаточно мощного электронного пучка. Для решения этой проблемы предлагались различные пути решения: двухрядная конструкция гребенки [3], сдвоенные гребенки (орботрон) [4–6], многопучковые конструкции [7]. Одним из способов решения проблемы повышения мощности электронного пучка является коаксиальная конструкция [8, 9], а способ улучшения использования всех слоев поперечного сечения пучка – использование клинотронного эффекта [10]. В настоящей статье рассматривается радиальная конструкция клиноорotronа.

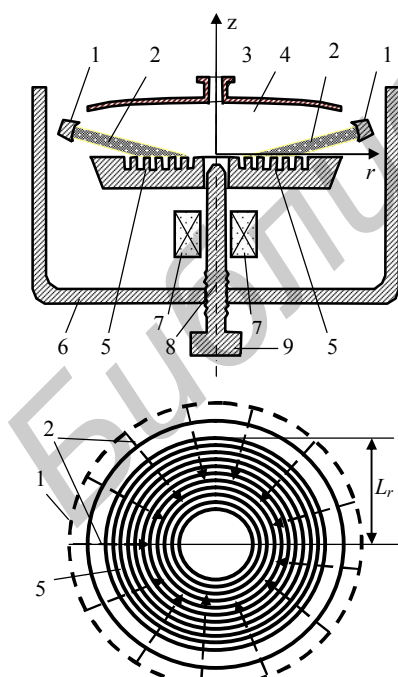


Рис. 1. Радиальный клиноорotron

Устройство радиального клиноорotronа

Схема рассматриваемого прибора (вид сбоку и сверху) представлена на рис. 1. Здесь 1 – кольцевая электронная пушка, формирующая сходящийся к оси z под небольшим углом α к оси r электронный поток 2 с шириной

Δz ; 3 – круглый волновод вывода энергии на E_{01} моде; 4 – верхнее (типа сферической вырезки) зеркало открытого резонатора (ОР); 5 – его нижнее плоское зеркало, на котором нанесены кон-

центрические азимутальные канавки радиальной гребенки с параметрами: радиальный период – d_r , количество периодов – n_r , глубина канавки – h_r , отношение ширины канавки к периоду – δ ; 6 – внешний стакан магнитопровода; 7 – обмотка питания электромагнита; 8 – внутренний стержень магнитопровода; 9 – головка винта настройки магнитной системы.

Открытый резонатор, образованный зеркалами 4–5, настроен на азимутально-симметричную объемную моду E_{01n} , связанную с поверхностной модой E_{01} гребенки (замедляющей системы). Электронный поток 2 с шириной Δz фокусируется и направляется магнитной системой прибора таким образом, что он послойно осаждается на гребенке замедляющей системы. Каждый слой, осаживаясь под небольшим углом, проходит при условии синхронизма в максимальном по интенсивности поле поверхностной волны замедляющей системы (это поле экспоненциально убывает в направлении z от поверхности гребенки). Таким образом, для каждого слоя обеспечиваются максимально благоприятные условия взаимодействия с полем гребенки. Оптимизация угла осаждения пучка обеспечивается подстройкой поля магнитной системы винтом 9.

Ввиду большой добротности резонатора допустимо разделить вначале задачу электродинамики и затем рассчитать движение электронов в заданном ВЧ поле.

Решение электродинамической задачи

Постановка задачи

Безразмерное волновое уравнение для потенциала симметричных E -волн цилиндрического волновода можно преобразовать к скалярному дифференциальному уравнению Гельмгольца для комплексной функции двух переменных $u(r, z)$:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + W \frac{u}{r} = \text{rot}_\varphi \dot{\delta}, \quad (1)$$

при этом компоненты E -волны выражаются через потенциал u по формулам:

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

Граничные условия для (1) ставятся следующим образом: на металлических границах

$$\frac{\partial u}{\partial \bar{n}} = 0; \quad (3)$$

на оси симметрии: при $r=0$, $u=0$; на открытой границе: при $r=L_r$, $u=0$.

Здесь введены безразмерные геометрические параметры как отношение размерного значения параметра к $\lambda_0/2\pi$ ($\lambda_0=2\pi c/\omega_0$, c – скорость света в пустоте, ω_0 – опорная частота). Безразмерные 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, $\dot{\delta} = \dot{J}/(\epsilon_0 \omega_0 E_m)$; \dot{J} – комплексная амплитуда плотности тока; $E_m = m_0 \omega_0 c/e$ – величина поля, выбранная для обезразмеривания; m_0 , e – масса покоя и заряд электрона, c – скорость света.

Метод и результаты решения электродинамической задачи

Для расчета возбуждения поля зададим пробный ток $\text{rot}_y \dot{\delta} = 1$ в области $[2,5 < z < 2,6, h-L_r/2 < r < L_r/2 + 0,1]$ (возбуждение петель). Такой ток при условии резонанса практически не оказывает влияния на распределение поля искомой собственной моды резонатора.

Распределение поля $u(x, z)$ находилось в результате решения задачи (1–3) с использованием стандартных пакетов PDE Matlab. Методом оптимизационной процедуры подбиралась высота резонатора h_z , при которой реализуется резонанс. По найденному распределению $u(x, z)$ рассчитывались компоненты E_z и E_r в области взаимодействия с электронами пучка.

На рис.2 представлены линии уровня потенциала $u(r,z)$, при условии резонанса. В этом случае функция u является действительной. Период гребенки на рисунке соответствует синхронному напряжению пучка $U_0 \sim 5$ Кв ($d_v=0,9$).

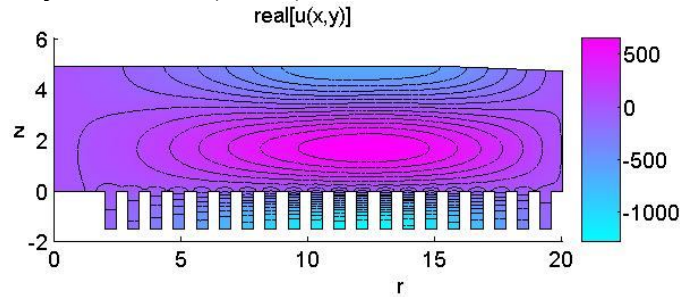


Рис. 2. Распределение поля $u(r,z)$ в поперечном сечении резонатора:
 $h_v=1,57(\lambda_0/4)$; $h_z=4,9456$; $L_r=20$; $L_v=18$; $n_v=20$; $d_v=0,9$, $d_h=0,2$

На рис. 3 представлено рассчитанное изменение компонент E_z и E_r вблизи гребенки (в области взаимодействия с электронами пучка).

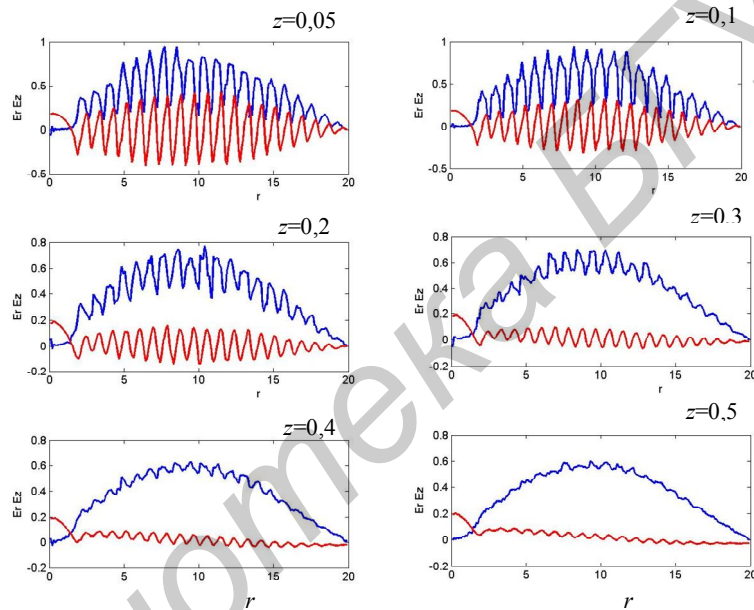


Рис. 3. Распределение E_r и E_z на различных расстояниях от гребенки

Величина компоненты B_ϕ вблизи гребенки, где происходит основное взаимодействие с пучком, близка к нулю, поэтому она в дальнейшем не учитывается.

Полученные на основе вышеприведенных расчетов нормированные распределения компонент СВЧ-поля в области над гребенкой ($z>0$) хорошо аппроксимируются формулами, близкими к используемым в [10]:

$$E_r^0 = \frac{1}{2} \cdot J_1\left(\nu_{11} \frac{r}{L_r}\right) / J_1(\mu_{11}) [\cos(z) + \sin(k_r r) \exp(-k_z z)] \sin(\omega t), \quad L_v = n_v d_v, \quad (4)$$

$$E_z^0 = \frac{1}{2} \cdot J_1\left(\nu_{11} \frac{r}{L_r}\right) / J_1(\mu_{11}) \left[\frac{k_r}{k_z} \cos(k_r r) \exp(-k_z z) \right] \sin(\omega t), \quad k_z = \sqrt{k_r^2 - W^2}, \quad k_r = 2\pi / d_v.$$

Здесь k_z , k_r – поперечное и продольное волновые числа замедленной пространственной гармоники. Распределения полей задавались как $E_r = A \cdot E_r^0$; $E_z = A \cdot E_z^0$; $B_\phi = A \cdot B_\phi^0$. Нормировка полей выполняется по максимальному значению $E_{ma} = \max |E_r|$, которое достигается при $z=0$ (как это видно из рис. 3).

Условия синхронизма

Условия синхронизма электронов пучка с замедленной гармоникой выполняются при равенстве средней относительной скорости электронов $\beta_{er} = v_{er}/c$ и фазовой относительной скорости $\beta_p = v_p/c$ одной из замедленных гармоник. Относительные фазовые скорости гармоник определяются уравнением $\beta_p^{\pm n} = \frac{d_v}{\varphi_0 \pm 2\pi n}$, где φ_0 – набег фазы на период гребенки.

Например, в нашем случае (рис. 2) значение φ_0 можно определить из соотношения $\frac{\varphi_0}{d_v} = \frac{2\pi}{\Lambda}$; $\Lambda = 2L_v$ ($\varphi_0 \approx 0,17$). Отсюда видно, что значения фазовой скорости прямой и обратной

пространственных гармоник отличаются мало $\beta_p^{-1} = -0,147$; $\beta_p^{+1} = 0,139$, что оправдывает приближение фиксированной структуры поля (4) и соответствует синхронному напряжению электронного пучка U_0 примерно 5–5,6 Кв.

Решение задачи электроники

Взаимодействие электронного пучка с СВЧ-полем (4) моделировалось на основе метода крупных частиц. Электроны пучка влетают в резонатор при $r=L_r$ и движутся в направлении противоположном оси r , поэтому для удобства расчетов введем координату $\rho=L_r-r$ направление которой совпадает с направлением движения электронов. Безразмерные релятивистские уравнения движения крупных частиц запишем в виде [11]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d P_{rli}}{d \rho} = -\frac{1}{\beta_{rli}} \left(\frac{\gamma_{li} \beta_{\varphi li}^2}{L_r - \rho} - E_r - \beta_{\varphi li} F_z + \beta_{zli} B_{\varphi} \right); \\ \frac{d P_{\varphi li}}{d \rho} = -\frac{1}{\beta_{rli}} \left(-\frac{\gamma_{li} \beta_{rli} \beta_{\varphi li}}{L_r - \rho} - \beta_{zli} F_r + \beta_{rli} F_z \right); \\ \frac{d P_{zli}}{d \rho} = -\frac{1}{\beta_{rli}} (-E_z - \beta_{rli} B_{\varphi} + \beta_{\varphi li} F_r); \\ \frac{d z_{li}}{d \rho} = -\frac{\beta_{zli}}{\beta_{rli}}; \quad \frac{d \theta_{li}}{d \rho} = -\frac{W}{\beta_{rli}}; \quad \vec{P}_{li} = \gamma_{li} \vec{\beta}_{li}; \quad \gamma_{li} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{li}^2}} = \sqrt{1 + P_{rli}^2 + P_{\varphi li}^2 + P_{zli}^2} \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_{li}(0) = \frac{2\pi(i-0,5)}{N}; \quad \beta_{rli}(0) = -\beta_0 \cos \alpha; \quad \beta_{zli}(0) = -\beta_0 \sin \alpha; \\ z_{li}(0) = z_0 - \frac{\Delta z}{2} + \frac{\Delta z}{N_s - 1}(l-1); \quad i = 1 \dots N_{es}; \quad l = 1 \dots N_s. \end{array} \right. \quad (6)$$

Здесь $0 < \rho < L_r$; $\rho=L_r-r$ (L_r – внешний радиус кольцевой дифракционной решетки), N_s – количество рассматриваемых электронный слоев, l – номер электронного слоя, i – номер частицы в слое, z_0 , Δz – координата входа и толщина электронного пучка при $r=L_r$, $\vec{\beta}_{li} = \vec{v}_{eli}/c$, $\theta_{li} = \omega t_{li}$, t_{li} – относительная скорость и время пролета частицей сечения z . По мере осаждения электронов-частиц на гребенку они выводятся из взаимодействия и не влияют в дальнейшем на интегральные характеристики.

Безразмерные компоненты фокусирующего магнитного поля задавались как $F_r = -\frac{F_0}{L_r - \rho} \cos \alpha$; $F_z = -\frac{F_0}{L_r - \rho} \sin \alpha$; $F_0 = \frac{B'_0 e}{m_0 \omega_0}$; B'_0 – значение магнитного поля вблизи сердечника (при $r \sim 1$).

В клинооротроне основные процессы группировки и отбора энергии электронов происходят в непосредственной близости металлической поверхности, которая за счет экранировки существенно снижает действие сил поля пространственного заряда. К тому же традиционный учет сил поля заряда на основе функции Грина [10] вблизи гребенки вообще говоря неприменим. В этом случае необходимо использовать строгие уравнения возбуждения [11]. Поэтому, используя тот факт, что при рассматриваемом резонансном взаимодействии величина поля

пространственного заряда значительно меньше, чем величина поля резонатора, в данной модели силы пространственного заряда не учитываются.

Электронный КПД каждого слоя и суммарный рассчитывался по формулам

$$\eta_l^e(r) = \frac{1}{N_{es}} \sum_{i=1}^{N_{es}} \frac{\gamma_0 - \gamma_{li}(r)}{\gamma_0 - 1}; \quad \eta^e(r) = \frac{1}{N_s} \sum_{l=1}^{N_s} \eta_l^e. \quad (7)$$

Фазовую группировку в l -м слое электронов на частоте W определяет функция группировки:

$$G_{rl}(r) = \frac{1}{N_{es}} \left[\left(\sum_{i=1}^{N_{es}} \cos \theta_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N_{es}} \sin \theta_i \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Нагруженную добротность можно оценить по формуле

$$Q = \frac{\omega_0 W_v}{\eta I_0 U_0} = \frac{\omega_0 \pi E_m^2}{\eta I_0 U_0 \mu_0 c^2} \left(\frac{c}{\omega_0} \right)^3 A^2 \int_D B_\varphi^{02} r dr dz \approx \frac{2 \cdot 10^9 A^2}{\eta I_0 U_0} \int_D B_\varphi^{02} r dr dz. \quad (9)$$

Здесь W_v – энергия поля, запасенная в резонаторе, D – расчетная область, I_0 – ток пучка, значение интеграла $\int_D B_\varphi^{02} r dr dz$ рассчитывалось при решении задачи электродинамики.

Результаты расчета

Для типичного в таких приборах напряжения электронного пучка $U_0 \approx 2,9$ Кв ($\beta_0 \approx 0,105$) условие синхронизма выполняется при $d_v/2\pi \approx \beta_0$ и в нашем случае при $d_v = 0,625$.

При заданных $n_v = 40$, $L_v = 25$ ($d_v = L_v/n_v = 0,625$), $z_0 = 1,0$, $\Delta z = 0,8$ на основе оптимизационной процедуры произведем поиск параметров β_0 , F_0 , α , A , обеспечивающих максимальный КПД. В расчетах зададим $N_s = 10$ электронных слоев и $N_{es} = 12$ электронов на периоде в каждом слое. Расчеты показали, что если не накладывать ограничений на величину нагруженной добротности, которая возрастает с увеличением A , то реализуется максимальный КПД около 20%. На рис. 4 представлены типичные характеристики одного из оптимальных вариантов, в котором расчетный КПД равен 21%.

Траектории одного электрона каждого из 10-ти слоев в сечении (r, z) и огибающие электронного потока показаны на рис. 4,а. Характер этих траекторий является типичным для движения электронов вдоль силовых линий магнитного поля. Непосредственно вблизи гребенки траектории сильно искривляются, электронные слои перемешиваются. Это объясняется существенным влиянием поперечной составляющей электрического поля E_z (при ее отключении электронные слои не перемешиваются). При уменьшении магнитного поля действие этой компоненты приводит к резкому «разбрызгиванию» первых оседающих электронов (как это видно из рис. 5,а) и даже появлению «обратных» электронов, хотя КПД при этом остается на уровне 20%, т.к. последующие слои попадают в более сильное магнитное поле.

Как видно из рис. 5,б, в оптимальном варианте все слои довольно равномерно отдают энергию полю. Первыми достигают насыщения КПД слои электронов, ближайšie к гребенке, при этом сразу после насыщения они осаждаются и выходят из дальнейшего взаимодействия. Электронные слои начинают эффективно отдавать энергию по мере вхождения в нарастающее поле достаточной амплитуды (на расстоянии $0,2\lambda/(2\pi)$ от гребенки). Максимальный КПД достигается в первых слоях (некоторые электроны из них по два раза приближаются к решетке).

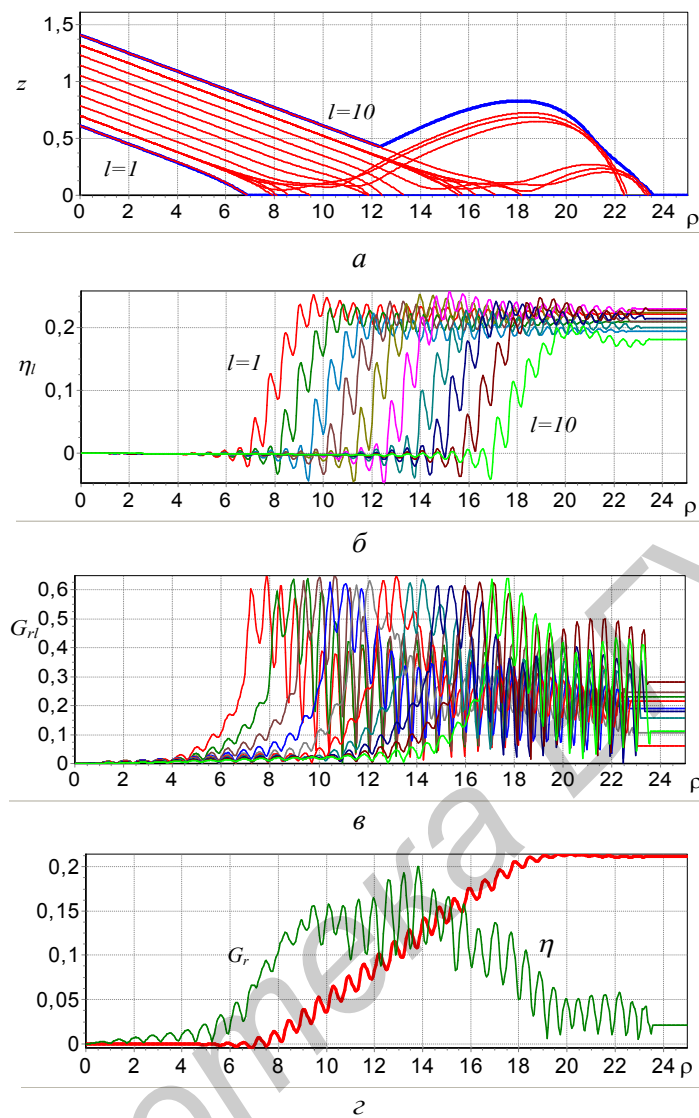


Рис. 4. Характеристики оптимизированного по КПД варианта радиального клиноорotronа: а –траектории электронных слоев; б – КПД по слоям; в – функции группировки по слоям; г – суммарный КПД и функция группировки. $U_0=3,1\text{Кв}$ ($\beta_0=0,11$); $z_0=1$, $n_v=40$; $d_v=0,625$; $F_0=0,09$ ($B_0=0,32\text{T}$ при $\lambda=3\text{мм}$); $\alpha=0,08$; $A=0,011$; $\eta_{\max}=0,21$, $Q=2500$ при $I_0=10\text{ А}$

При увеличении толщины электронного пучка $\Delta z > 0,8$ КПД медленно убывает, однако если угол наклона обеспечивает равномерное оседание всех электронов на решетку, то даже при толщине $0,5\lambda$ он остается на уровне 10%, а если не ограничивать амплитуду, то и 18%.

Как видно из рис. 4, в, функция группировки электронов в каждом слое достигает максимального значения 0,4–0,6. Полный КПД увеличивается практически по линейному закону, что видно из рис. 5, г, при незначительной суммарной группировке в электронном пучке.

В приведенном варианте амплитуда не ограничивалась ($A=0,011$), поэтому нагруженная добротность при токе $I_0=10\text{А}$ довольно значительна: $Q=2500$. Если уменьшить амплитуду до $A=0,005$, то реализуется КПД 14% при вполне приемлемой добротности $Q=780$ и токе 10 А.

Заключение

Проведенные моделирование и оптимизация режима взаимодействия электронного потока с полем замедляющей системы указывают на эффективность клиноотронного режима и реализуемость радиального клиноорotronа в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн и в субмиллиметровом диапазоне за счет использования электронного потока конечной толщины с повышенной величиной рабочего тока.

THE RADIAL KLINOOROTRON

A.A. KURAYEV, A.K. SINITSYN

Abstract

Simulation of the generator of millimeter and submillimeter bands of waves lengths – klinoorotron with radial electronic beam is carried out. In this device the plane radial electron beam shaped in a ring electronic gun, is deposited under a small corner at the slowing waves system executed as a radial comb on a mirror of the open resonator. By it will be achieved klinoorotron effect due to which all stratum enough the wide electronic beam practically equally interact with a field of a comb. The carried out calculations validate high efficiency of the suggested construction radial klinoorotron.

Список литературы

1. *Вайнштейн Л.А., Исаев В.А., Трубецков Д.И.* // РИЭ. 1983. Т. 28, №7. С. 1233–1248.
2. *Цейтлин М.Б., Мясин Е.А.* // РИЭ. 1993. Т. 38, № 6. С. 961–981.
3. *Мороз Е.Е., Сорока А.С., Третьяков О.А. и др.* // РИЭ. 1980. Т. 25, №11. С. 2301.
4. *Еремка В.Д., Стадник А.В.* Генератор дифракционного излучения. 1981. А.С. №830946.
5. *Еремка В.Д., Кравченко В.Ф., Кураев А.А. и др.* // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 2000. №3, С. 58–62.
6. *Гуревич А.В., Еремка В.Д., Кравченко В.Ф. и др.* // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 2007. №10. С. 64–69.
7. *Еремка В.Д., Кураев А.А., Синицын А.К.* // Материалы 14-й Международной Крымской конференции «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». 2004. С. 199–202.
8. *Гуляев Ю.В., Кураев А.А., Нефедов Е.И. и др.* // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257, №2. С. 349–352.
9. *Ежов Г.И., Кураев А.А., Нефедов Е.И. и др.* Генератор дифракционного излучения. А.С. №1129670.
10. *Vavriv D.M.* // Telecommunications and Radio Engineering. 2008. №67(9). С. 757–781.
11. *Батура М.П., Кураев А.А., Синицын А.К.* Основы теории расчета и оптимизации современных приборов СВЧ. Минск, 2006.