

УДК 621.385.6

## МНОГОСЕКЦИОННЫЕ ЛБВ НА ВОЛНООБРАЗНО ИЗОГНУТЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

А.В. АКСЕНЧИК, И.Ф. КИРИНОВИЧ

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

Поступила в редакцию 26 мая 2010

Описаны методы расчета полей пространственного заряда и полей в зазорах волноводов. Приведены результаты оптимизации одно, двух и трех секционных ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах в диапазоне частот 600–3000 ГГц. Показано, что коэффициент усиления многосекционных ЛБВ может достигать 30–60 дБ. Проведен анализ физических процессов и определен механизм режима самовозбуждения. Отмечено, что полоса частот усиления зависит от длины трубок дрейфа. Показана возможность электронной перестройки полосы усиления.

*Ключевые слова:* лампа бегущей волны (ЛБВ), субмиллиметровый, многосекционная, оптимизация, волновод.

### Введение

ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах являются одними из перспективных приборов для работы в субмиллиметровом диапазоне [1–4].

В работе [3] рассчитаны частотные характеристики (ЧХ) для ЛБВ субмиллиметрового диапазона и проведен подробный анализ влияния различных параметров ЛБВ на вид частотных характеристик. В этой работе отмечается, что даже односекционные ЛБВ с коэффициентом усиления по мощности 10–20 дБ склонны к самовозбуждению на определенных частотах. Двух, трех секционные ЛБВ могут иметь коэффициент усиления 30–60 дБ и также могут самовозбуждаться. Для подавления самовозбуждения таких ЛБВ используются методы, предложенные в работе [4].

На рис. 1. приведена схема трехсекционной ЛБВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе.

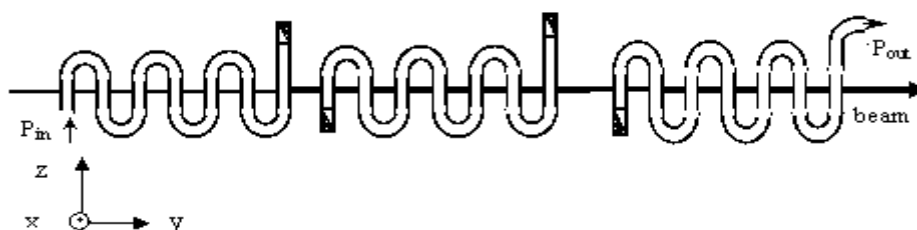


Рис. 1. Схема трехсекционной ЛБВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе

Как видно из рис. 1, секции по электромагнитной (ЭМ) волне не связаны, а связаны по электронному потоку. Концы волноводов этих секций нагружены на поглощающие нагрузки. В первой секции электронный поток получает предварительную модуляцию по скорости и плотности. На вход второй секции поступает модулированный поток электронов, возбуждающий в этой секции ЭМ-волну, которая получает дальнейшее усиление и одновременно увели-

чивается модуляция электронного потока по скорости и по плотности. В третьей секции модулированный электронный поток возбуждает ЭМ-волну с нарастающей амплитудой и с выходного конца третьей секции усиленная ЭМ-волна мощностью  $P_{out}$  поступает в нагрузку (антенну, волновод и т.д.). Развязка секций по ЭМ-полю позволяет значительно уменьшить возможность самовозбуждения ЛБВ.

В работе [3] сформулирована математическая модель ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах: описаны уравнения возбуждения волновода, уравнения возбуждения цепочки эквивалентных четырехполюсников, кратко описаны уравнения движения электронов. Отметим, что адекватность математической модели физическим процессам в ЛБВ зависит от многих факторов, в том числе от точности решения дифференциальных уравнений движения электронов. Анализ сравнения результатов расчетов параметров ЛБВ с экспериментальными данными свидетельствует о том, что точность расчета параметров и режима работы ЛБВ определяет точный расчет сил пространственного заряда в электронном пучке и расчет полей для реальной конфигурации зазора. Поэтому в данной работе в дополнение к математической модели, сформулированной в [3], дано описание методов расчета электрических полей пространственного заряда и электрических полей зазора волновода для реальной конфигурации зазоров.

Нами впервые исследована возможность электронной перестройки полосы усиления многосекционных ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах, а также проведен анализ влияния длины трубок дрейфа на полосу усиления многосекционных ЛБВ.

### Математическая модель нерегулярной ЛБВ на волнообразно изогнутом волноводе

Описанный прибор (рис. 1) моделируется цепочкой эквивалентных четырехполюсников, где один четырехполюсник моделирует один изогнутый отрезок волновода. В работе [3] сформулирована математическая модель нерегулярной ЛБВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе с учетом потерь и диэлектрического заполнения волновода. Здесь рассмотрим уравнения движения электронов.

В математической модели используется система координат, совпадающая с общепринятой системой координат для описания полей в волноводе. Учитывая, что электронный поток движется перпендикулярно и посередине широкой стенки волновода, принимаем за продольную координату, совпадающую с направлением движения электронов, координату  $Y$ . Все продольные электрические поля будем записывать относительно координаты  $Y$ . На каждый электрон действуют поля рядом расположенных электронов (поля пространственного заряда) и поля в зазорах волноводов.

**Поля пространственного заряда.** В данном приборе для моделирования электронного потока применяется метод крупных частиц. Электронный поток цилиндрической формы может быть сплошной или полый. Соответственно и форма крупных частиц выбирается в виде дисков или колец конечной толщины по  $Y$  (рис. 2).

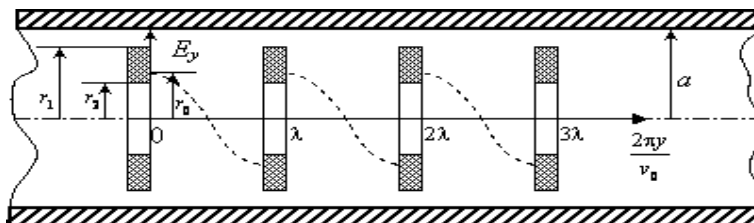


Рис. 2. Периодизация полей заряженных частиц

Принимаем равномерное распределение плотности заряда кольца по объему кольца, тогда радиус ведущего центра кольца  $r_0$  определяется так:  $r_0 = \sqrt{(r_1^2 + r_2^2) / 2}$ . Поля пространственного заряда, электрические поля крупных частиц можно получить, если выбрать в качестве модели бесконечно тонкое кольцо и применить методику усреднения полей частицы по радиусам точки наблюдения и точки источника, изложенную В.А. Солнцевым в [5]. После со-

ответствующих преобразований продольную составляющую электрического поля  $E_y$  крупной частицы можно представить следующим выражением:

$$E_y = \frac{DQ}{2pe_0a^2} \int_{s=1}^{\Gamma} \frac{\bar{J}_0^2(n_s \frac{r_0}{a})}{J_1^2(n_s)} e^{-n_s \frac{|y-y'|}{aL}}, \quad (1)$$

где  $\bar{J}_0(n_{0s} \frac{r_0}{a}) = \frac{2}{n_s (r_0/a)^2} \frac{J_2^2(n_s \frac{r_2}{a}) - \frac{r_1}{a} J_1(n_s \frac{r_1}{a}) \frac{J_0^2(n_s \frac{r_0}{a})}{J_1^2(n_s)}}{J_1^2(n_s)}$ ;  $y', r_0$  — координаты точки наблюдения;

$y, r_0$  — координаты центра масс источника;  $a$  — радиус трубки дрейфа;  $DQ$  — заряд частицы;

$L = \sqrt{1 - \beta_0^2}$  — релятивистская поправка, учитывающая изменение поля  $E_y$  при переходе от движущейся системы координат к неподвижной.

Для ускорения времени счета по одномерной модели (исключается экстраполяция электронов вперед и назад) вводятся периодизированные поля пространственного заряда. Учитывая то, что сгустки электронов формируются в трубке дрейфа на расстоянии электронной длины волны  $l = l_0 b_0$ , периодизация позволяет учесть влияние источников поля пространственного заряда, отстоящих друг от друга на расстояние  $l$ .

В данной модели периодизация проводится численно. Процесс ее проведения поясняет рис. 2. Поле в точках от  $l$  до  $2l$  (рис. 2) определяется суммированием полей от 4 источников, расположенных на расстоянии  $l$  друг от друга. Штриховой линией показано периодизированное поле, рассчитанное с учетом других, периодически расположенных колец справа и слева от конкретного кольца, например расположенного на расстоянии  $l$ . Ограничение 4 источниками при расчете периодизированного поля вызвано тем, что полями от источников, расположенных на расстояниях, больших  $2l$ , от точки наблюдения в виду их экспоненциального ослабления, можно пренебречь. Для сокращения времени расчета полей во время интегрирования уравнений движения (чтобы не рассчитывать каждый раз поле по формуле (1) при изменении координаты  $y$ ) составляются таблицы полей пространственного заряда  $E^p$ . Таблицы полей  $E^p$  составляются для заданного  $r_0, r_1, r_2$  и ряда фиксированных значений  $|y - y'|$  с применением формулы (1). Для использования их при численном решении уравнений движения применяется линейная интерполяция.

**Квазистатические электрические поля зазора в волноводе.** Расчет поля зазора в волноводе сводится к решению электростатической задачи о распределении потенциала в некотором объеме сложной формы с заданными граничными условиями—решению уравнения Лапласа. В данном случае объем сложной формы представляет собой отрезок волновода с трубками дрейфа, расположенными посередине широкой стенки и образующими между собой внутри волновода некоторый зазор. Учтем, что трубки дрейфа и небольшую часть окружающего их объема волновода можно рассматривать как аксиально-симметричную систему, найдем решение уравнения Лапласа в цилиндрической системе координат. Для этого воспользуемся численными методами и получим решение в узлах некоторой сетки, построенной в этой области (рис. 2). Применяя метод сеток, уравнение Лапласа заменим приближенно уравнением в конечных разностях [6], которое для осесимметричной задачи в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{2(r_{j-1/2}/r_j)}{h_{r_{j-1}}(h_{r_{j-1}} + h_{r_j})} U_{j-1,i} - \frac{2}{h_{r_{j-1}} h_{r_j}} U_{j,i} + \frac{2(r_{j+1/2}/r_j)}{h_{r_j}(h_{r_{j-1}} + h_{r_j})} U_{j+1,i} +$$

$$+ \frac{2}{h_{y_{i-1}}(h_{y_{i-1}} + h_{y_i})} U_{j,i-1} + \frac{2}{h_{y_i}(h_{y_{i-1}} + h_{y_i})} U_{j,i+1} - \frac{2}{h_{y_{i-1}} h_{y_i}} U_{j,i} = 0, \quad (2)$$

где  $h_{r_j} = r_{j-1} - r_j$ ;  $h_{y_i} = y_{i+1} - y_i$ ;  $r_{j\pm 1/2} = \frac{1}{2}(r_j + r_{j\pm 1})$ .

При  $r_j = 0$  вместо (5) получаем

$$\frac{2}{h_{r_{j-1}}(h_{r_{j-1}} + h_{r_j})}U_{j-1,i} - \frac{2}{h_{r_{j-1}}h_{r_j}}U_{j,i} + \frac{2}{h_{r_j}(h_{r_{j-1}} + h_{r_j})}U_{j+1,i} +$$

$$+ \frac{1}{h_{y_{i-1}}(h_{y_{i-1}} + h_{y_i})}U_{j,i-1} + \frac{1}{h_{y_i}(h_{y_{i-1}} + h_{y_i})}U_{j,i+1} - \frac{1}{h_{y_{i-1}}h_{y_i}}U_{j,i} = 0. \quad (3)$$

Таким образом, задача сводится к двумерной задаче расчета распределения потенциала в области, ограниченной контуром сложной формы с заданными граничными условиями. С учетом того, что трубки дрейфа могут выступать внутрь волновода, на рис. 3 изображена область зазора (шириной  $d$ ) в волноводе с такими трубками дрейфа. Так как система симметрична относительно оси  $Y$ , то достаточно найти решение уравнения Лапласа для положительных  $r$ .

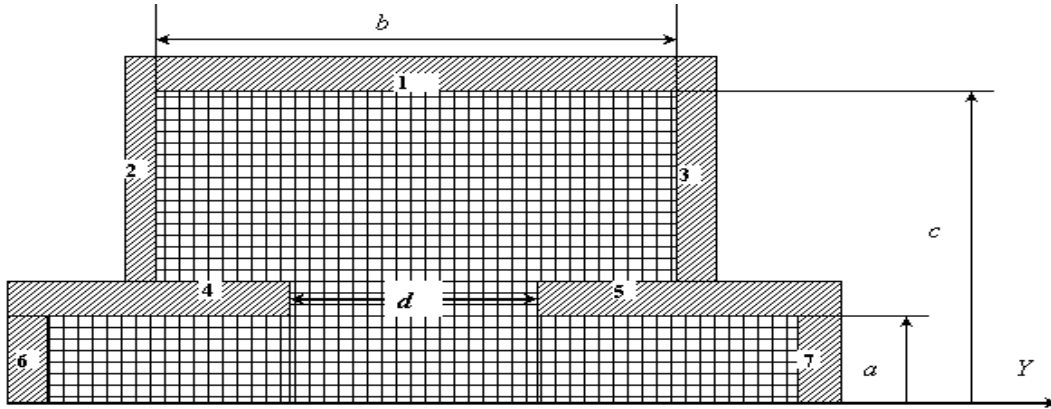


Рис. 3. Область зазора в волноводе:  $a$  — радиус трубки дрейфа;  $b$  — ширина узкой стенки волновода;  $c=5a$ ;  $d$  — длина зазора в волноводе (может совпадать с  $b$ ),.

Граничные условия задаются следующим образом (рис. 3): на металлической поверхности левой трубки дрейфа 4 и стенке 2 потенциал полагаем равным  $+j_0 = \text{const}$ , на металлической поверхности правой трубки дрейфа 5 и стенке 3 потенциал полагаем равным  $-j_0$ . Учитывая тот факт, что на достаточном расстоянии ( $2a$ ) от края зазора потенциал внутри трубок дрейфа постоянен, можно ограничить длину трубок дрейфа, поставив металлические поверхности 6 и 7 и принимая потенциал на них равным потенциалу соответствующей трубки. Граничные условия на поверхности 1 задаются следующим образом: принимается линейное изменение потенциала вдоль поверхности 1 от  $+j_0$  до  $-j_0$  пропорционально шагу сетки вдоль оси  $Y$ . Расположение поверхности 1 выбирается из условия малого влияния изменения объема волновода на поле в зазоре и трубках дрейфа.

Для решения разностных уравнений (2), (3) применяем метод последовательной верхней релаксации [6]. Данный метод реализован в виде программы решения уравнения Лапласа, аппроксимированного пятиточечными разностными уравнениями (2), (3). Задаваемая точность решения порядка  $10^{-5}$  достигалась за 30–60 итераций в зависимости от формы задаваемой области (рис. 3).

Для данной одномерной модели необходима только продольная составляющая электрического поля  $E_y$ , которая рассчитывается путем численного дифференцирования полученного распределения потенциала на известной сетке по следующей формуле:

$$E_{y_{i,j}} = - \frac{\partial U}{\partial y} = (U_{i,j+1} - U_{i+2,j+1}) / \frac{h_{y_i} + h_{y_{i+1}}}{h} / d \frac{\partial U}{\partial x}. \quad (4)$$

С использованием формулы (4) составляется одномерная таблица распределения поля  $E_y$  в зазоре, и для ее использования при численном интегрировании уравнений движения применяется линейная интерполяция.

**Уравнения движения электронов.** После того как все ЭМ-поля, действующие на электроны, определены запишем уравнение движения электрона без учета торможения излучением (до  $v_0/c \ll 0,99$ ) в одномерном приближении:

$$\frac{dv}{dt} = -h_0 \frac{\mathcal{K}}{\mathcal{H}} - \left(\frac{v}{c}\right)^2 \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}} E_y^{\&}, \quad (5)$$

где  $h_0 = e/m_0$ ;  $e, m_0$  — соответственно заряд и масса покоя электрона;  $v$  — продольная скорость электрона;  $c$  — скорость света в вакууме;  $v_0$  — начальная скорость электронного потока.

Напряженность электрического поля действующего на электроны представим как  $E_y^{\&} = E^{\&e} + E^{\&e}$ , где  $E^{\&e} = \text{Re}(E_m e^{j(\omega t + J_k)})$  — напряженность продольной составляющей ВЧ поля в зазоре волновода (4);  $E^{\&e}$  — напряженность продольной составляющей поля пространственного заряда. Поле пространственного заряда  $E^{\&e}$  рассчитываем исходя из моделирования электронного потока  $N_e$  крупными частицами (расположенными на электронной длине волны  $l = l_0 b_0$ ) по описанной выше методике. Введем следующие

безразмерные переменные:  $T = y/L, J = \omega t, g_0 = \frac{\mathcal{K}}{\mathcal{H}} - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2 \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}}^{-1/2}$ ,

$$V_i = \frac{v_i}{v_0}, u_i = \omega t_i - \omega y / v_0, J_0 = \frac{L\omega}{v_0}, g_i = \frac{\mathcal{K}}{\mathcal{H}} - \left(\frac{v_i}{c}\right)^2 \frac{\mathcal{H}}{\mathcal{H}}^{-1/2}, J_k = \mathcal{G}_k, \quad (6)$$

$$s_a = \frac{(g_0 - 1)l}{2pb_0 d}; x_k = e_m \frac{U_m^{\&}}{U_0}, U_m^{\&} = E_{\pm mn}^{\&} d, s_p = \frac{eI_0}{w^2 v_0 m_0 e_0 r^2},$$

$$T_{ok} = y_1 / L, T_{1k} = y_2 / L,$$

где  $y$  — продольная координата электрона,  $L$  — длина ЛБВ,  $l_k$  — длина отрезка волновода;  $r$  — радиус электронного луча,  $d = y_2 - y_1$  — длина зазора,  $w$  — опорная частота,  $x_k$  — относительное напряжение на зазоре, полученное с учетом прямых и обратных волн, возбуждаемых электронным потоком в других зазорах, и рассчитанные по специальным алгоритмам [3].

После нормировки уравнения (5) получим релятивистское уравнение движения  $i$ -й крупной частицы:

$$\frac{dV_i}{dT} = \frac{J_0}{g_i^3 V_i} [-s_a \text{Re}(x_k e^{j(u_i + J_0 T + J_k)}) e^0 (T - T_{ok}) + s_p F_p] \quad (7)$$

$$\frac{du_i}{dT} = J_0 \left( \frac{1}{V_i} - 1 \right), \quad (8)$$

где  $F_p = \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} e_p \left( \frac{|u_i - u_j|}{p} \right) \text{sign}(u_j - u_i)$ ;  $e^0(T - T_0)$  — весовая функция пространственного распределения поля зазора - рассчитывалась методом сеток;  $e_p(y)$  — весовая функция распределения напряженности поля пространственного заряда, определялась с использованием периодизированных полей крупных частиц (дисков, колец) и подробно описана выше.

Уравнения движения (7), (8) и уравнения возбуждения волновода [3] образуют самосогласованную нелинейную систему уравнений ЛБВ, ЛОВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе. После определения наведенных в зазорах волновода токов используется алгоритм возбуждения цепочки четырехполосников, описанный в [3].

### Результаты расчетов многосекционных ЛБВ

Для проведения расчетов многосекционных ЛБВ по описанной математической модели составлена программа. Проведены расчеты односекционной регулярной ЛБВ для работы на длине волны  $l_0 = 0,01$  см (вариант А1). Ускоряющее напряжение  $U_0 = 12$  кВ, ток электронного луча  $I_0 = 0,15$  А. Размеры волновода  $a = 0,006$  см,  $b = 0,0005$  см, эквивалентное сопротивление вол-

новода  $Z_w=113,67$  Ом, радиус трубки дрейфа  $R=0,0002$  см, радиус электронного луча  $r=0,00016$  см, длина зазора  $d=b$ . Волновод изготовлен из меди с проводимостью  $s=57 \cdot 10^6$  См/м. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности  $K_p = 10 \lg(P_{out} / P_{in})=13,6$  дБ, электронный КПД  $h_e=0,0006$ , выходная мощность ЛБВ  $P_{out}=0,62$  Вт, входная мощность  $P_{in}=0,027$  Вт. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполосника  $2,615$  рад. Число зазоров (изогнутых отрезков волновода)  $N=42$ .

Для этого варианта ЛБВ характерно устойчивое самовозбуждение [3], на относительных частотах от 1,08 до 1,11 наблюдается "полоса генерации". В результате самовозбуждения на входе прибора появляются электромагнитное (ЭМ) излучение встречной волны с мощностью 18,7 Вт. Мощность ЭМ-волны на выходе прибора равна 4,7 Вт. Для устранения самовозбуждения воспользуемся методиками работы [4].

Уменьшение оптимальной длины трубок дрейфа на 10% (частотная характеристика (ЧХ) сдвигается влево по оси частот) и уменьшение  $U_0$  до 11,5 кВ (ЧХ сдвигается вправо по оси частот) устраняет генерацию. ЧХ данного варианта—зависимость коэффициента усиления по мощности  $K_p$  от относительной частоты  $w = f / f_0$  приведена на рис. 4, кривая 1. "Полосы генерации" нет.

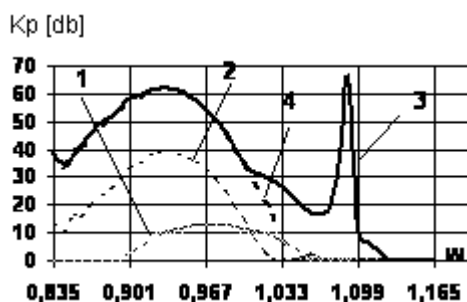


Рис. 4. Зависимость  $K_p$  от относительной частоты  $w$ ,  $l = 0,01$  см: кривая 1 — односекционная ЛБВ; кривая 2 — двухсекционная ЛБВ,  $P_{in}=0,0027 \cdot 10^{-5}$  Вт; трехсекционная ЛБВ вариант В1,  $U_0=12$  кВ; кривая 3 — входная мощность  $P_{in}=0,27 \cdot 10^{-5}$  Вт; кривая 4 —  $P_{in}=0,27 \cdot 10^{-7}$  Вт

Анализ физических процессов, приводящих к самовозбуждению, показал, что имеет место самовозбуждение ЛБВ за счет положительной обратной связи, создаваемой обратной волной в волноводе. Выполняется условие для баланса фаз при самовозбуждении колебаний в ЛБВ [3]  $b_{Fs}L_s + b_{Fоб}L_{об} = 2\pi m$ , где  $b_{Fn}$  — постоянная распространения прямой ЭМ-волны в замедляющей системе;  $L_s$  — длина системы;  $b_{Fоб}$  и  $L_{об}$  — соответственно постоянная распространения обратной ЭМ-волны и длина системы по цепи обратной связи.

Разделение ЛБВ на две или три секции, не связанных по ЭМ-волне, уменьшает склонность прибора к самовозбуждению и позволяет значительно увеличить коэффициент усиления. Проведены расчеты двух- и трехсекционных ЛБВ с большим коэффициентом усиления на длине волны  $l_0=0,01$  см. Параметры луча и размеры трубок дрейфа и волновода такие же, как и в варианте А1: ускоряющее напряжение  $U_0=12$  кВ, ток электронного луча  $I_0=0,15$  А, число зазоров в секциях одинаково, по  $N=42$ . Для первой секции выбран коэффициент фазы четырехполосника  $K_j = 2,615$  рад, для второй и третьей секций — коэффициенты фаз  $K_j = 1,3$  рад. Это позволяет разнести по частоте "полосы генераций" в каждой секции.

На рис. 4 приведены ЧХ двухсекционной ЛБВ, кривая 2 — входная мощность  $P_{in}=0,0027 \cdot 10^{-5}$  Вт. На относительной частоте  $w=0,94$  (рис. 4, кривая 2) коэффициент усиления по мощности  $K_p$  этого варианта двухсекционной ЛБВ равен 38 дБ, электронный КПД  $h_e=0,0134$ , выходная мощность ЛБВ  $P_{out}=17$  Вт при входной мощности  $P_{in}=0,0027$  Вт. Полоса частот усиления составляет  $\approx 10\%$ . В полосе относительных частот 1,08–1,1 наблюдалось самовозбуждение прибора. Однако при уменьшении входной мощности до  $0,0027 \cdot 10^{-5}$  Вт амплитуда сигнала на этих частотах отсутствует, рис. 4, кривая 2. Следовательно, прибор работает в режиме регенеративного усиления.

На рис. 4 (кривые 3, 4) приведены частотные характеристики трехсекционной ЛБВ. На относительной частоте  $\omega=0,934$  коэффициент усиления по мощности  $K_p$  трехсекционной ЛБВ (вариант В1, рис. 4, кривая 3) равен 62 дБ, электронный КПД  $h_e=0,0071$ , выходная мощность ЛБВ  $P_{out}=4,1$  Вт при входной мощности  $P_{in}=0,0000027$  Вт. Полоса частот усиления составляет  $\approx 15\%$ .

В полосе относительных частот 1,08–1,11 наблюдается самовозбуждение прибора, рис. 4, кривая 3. Анализ режима работы ЛБВ на этих частотах показал, что самовозбуждение возникает в 1-й секции. При уменьшении входной мощности до  $0,27 \cdot 10^{-7}$  Вт амплитуда сигнала на этих частотах отсутствует (рис. 4, кривая 4) следовательно, прибор работает в режиме регенеративного усиления.

Расчеты показали, что ЛБВ с длинными трубками дрейфа (в трубке дрейфа угол пролета электронов более 10 рад) имеют более узкую полосу усиления, чем с короткими (угол пролета электронов менее 6 рад).

На рис. 5 (кривая 1) приведена ЧХ трехсекционной ЛБВ (вариант В2) с короткими длинами труб дрейфа (угол пролета электронов 4,8 рад), рассчитанной для работы на длине волны  $l_0=0,05$  см. Ускоряющее напряжение  $U_0=12$  кВ, ток электронного луча  $I_0=0,1$  А. Оптимальная длина трубки дрейфа между смежными зазорами короткая (угол пролета электронов менее 6 рад).

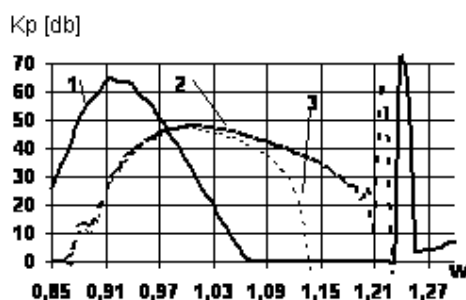


Рис. 5. Зависимость  $K_p$  от относительной частоты  $\omega$ :  
 кривая 1 — вариант В2 длина волны  $l_0=0,05$  см,  $U_0=12$  кВ, входная мощность  $P_{in}=0,27 \cdot 10^{-5}$  Вт;  
 кривая 2 —  $U_0=10,4$  кВ,  $P_{in}=0,27 \cdot 10^{-5}$  Вт; кривая 3 —  $U_0=10,4$  кВ,  $P_{in}=0,27 \cdot 10^{-7}$  Вт

Для устранения самовозбуждения на частотах 1,23...1,25 согласно методике работы [4], уменьшив оптимальную длину трубок дрейфа на 10% (ЧХ сдвигается влево по оси частот) и уменьшение  $U_0$  до 10,4 кВ (ЧХ сдвигается вправо по оси частот) устраняет генерацию. ЧХ этого варианта приведена на рис. 5, кривая 2. На частотах 1,2...1,23 есть полоса регенеративного усиления, так как уменьшение входной мощности в 100 раз устраняет сигнал на этих частотах, (рис. 5, кривая 3). Полоса частот усиления этого варианта более 15–20%.

На рис. 6 приведена ЧХ варианта двухсекционной ЛБВ с длинными трубками дрейфа (угол пролета электронов 11,8 рад) с ускоряющим напряжением  $U_0=12$  кВ (кривая 2). Полоса частот усиления составляет  $\approx 6\%$ . Рис. 6 демонстрирует влияние изменения ускоряющего напряжения на сдвиг ЧХ этого варианта. Отметим, что при изменении  $U_0$  от 11,8 кВ до 12,8 кВ частотная характеристика ЛБВ сдвигается вправо по оси частот в значительных пределах — почти на 10%. Такую ЛБВ можно использовать в селекторах частоты с электронной перестройкой частоты.

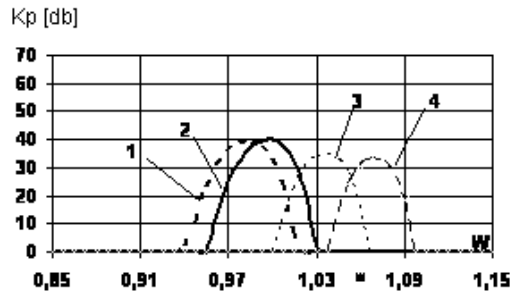


Рис. 6. Зависимость  $K_p$  от относительной частоты  $w$ , двухсекционная ЛБВ,  $l_0 = 0,05$  см:  
 кривая 1 —  $U_0 = 11,8$  кВ; кривая 2 —  $U_0 = 12$  кВ; кривая 3 —  $U_0 = 12,4$  кВ; кривая 4 —  $U_0 = 12,8$  кВ;

### Заключение

Проведена оптимизация и рассчитаны частотные характеристики многосекционных ЛБВ. Получены варианты приборов с большим коэффициентом усиления — 30–62 дБ, выходной мощностью 5–18 Вт в диапазоне частот 600–3000 ГГц. Проведен анализ физических процессов, в частности процесса самовозбуждения. Одним из методов подавления самовозбуждения является разделение прибора с большим усилением на две, три секции и применением секций в таком гибридном приборе с разными значениями коэффициентов фаз четырехполосников. Показана и эффективность применения других методов устранения самовозбуждения, предложенных в [4]. В многосекционных ЛБВ самовозбуждение чаще возникает в первой секции.

Установлено, что при больших длинах труб дрейфа (угол пролета электронов  $>10$  рад) полоса частот усиления ЛБВ достаточно узкая  $\approx 6\%$ , и такую ЛБВ можно использовать как эффективный селектор частоты с электронной перестройкой частоты. При меньших длинах труб дрейфа (угол пролета электронов менее 6 рад) полоса частот усиления увеличивается в 3 раза.

## MULTISECTION TWT ON WAVY BENT RECTANGULAR WAVEGUIDES OF THE SUBMILLIMETER RANGE OF LENGTHS OF WAVES

A.V. AKSENCHYK, I.F. KIRINOVICH

### Abstract

Methods of calculation of fields of a space charge and fields in gaps of waveguides are described. Results of optimization one, two and three section TWT on wavy bent rectangular waveguides in a range of frequencies of 600–3000 GHz are resulted. It is shown, that the gain multisection TWT can reach 30–60 dB. The analysis of physical processes in such a TWT is carried out, the mechanism of a mode of self-excitation is defined. It is noticed, that the band of frequencies of gain depends on length of tubes of drift. Possibility of electron tuning of the band gain is shown.

### Литература

1. *Seong-Tae Han, Jung-II Kim, Gun-Sik Park* // 3<sup>rd</sup> IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. 2002. DoubleTree Hotel Monterey, California. April 23–25. 2002. P. 94–95.
2. *Aksenchyk A.V., Kurayev A.A.* // 6<sup>th</sup> International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'07) / Kharkov, Ukraine. June 25–30. 2007. P. 266–268.
3. *Аксенчик А.В., Кураев А.А., Киринович И.Ф.* // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2009. № 3. С. 113–124.
4. *Аксенчик А.В., Кураев А.А., Киринович И.Ф.* // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2009. № 4. С. 102–110.
5. *Солнцев В.А.* // Лекции по электронике СВЧ. Саратов. 1972. Кн. 1. С. 46–89.
6. *Ильин В.П.* Численные методы решения задач электрооптики. М., 1974.