

Анализ дисперсионных характеристик открытых многоступенчатых замедляющих систем конечной ширины

Л. М. Бузик, О. Ф. Пишко, С. А. Чурилова, О. И. Шеремет

Радиоастрономический институт Национальной Академии наук Украины
310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 27 декабря 1997 г., после переработки 19 февраля 1998 г.

Решена задача возбуждения волноводом открытой многоступенчатой гребенчатой замедляющей системы с тонкими ламелями, ограниченной по ширине идеально проводящими металлическими стенками. Получены выражения для коэффициента отражения основной волны и спектральной плотности поля. На основе анализа картины рассеянного поля проведены исследования дисперсионных свойств замедляющих систем различной геометрии и сравнение результатов расчета и эксперимента.

Розв'язано задачу збудження хвилеводом відкритої багатоступеневої гребінчатої сповільнюючої системи з тонкими ламелями, обмеженої за шириною ідеально провідними металевими стінками. Одержано вирази для коефіцієнта відбиття основної хвилі та спектральної густини поля. На основі аналізу картини розсіяного поля проведено дослідження дисперсійних властивостей сповільнюючих систем різної геометрії та порівняння результатів розрахунків та експерименту.

Введение

Открытые многоступенчатые замедляющие системы (ЗС) широко используются в антенной технике, квазиоптических устройствах, линиях передачи, в качестве колебательных систем генераторов, в частности, клинотрона с квазиоптическим распределенным выводом энергии [1]. Однако наличие быстрых гармоник в спектре поля открытых многоступенчатых ЗС затрудняет теоретический анализ их электродинамических характеристик.

В работе [2] был предложен метод анализа дисперсионных свойств открытых ЗС на примере двухступенчатой ЗС типа "гребенка", основанный на решении задачи возбуждения волн в структуре локальным сторонним источником, который позволил описать режимы с излучением волн в свободное пространство. В работе [3] данный метод обобщен на случай произвольного числа ступенек на периоде. Получены выражения для коэффициента отражения основной волны, спектральной плотности поля, показана возможность исследования дисперсионных свойств ЗС в области быстрых волн на основе анализа спектра волн. Полученные в [3] результаты позволяют изучать свойства открытых ЗС с различной конфигурацией периода.

В настоящей работе решена задача возбуждения волноводом гребенчатой ЗС, ограниченной по ширине бесконечными идеально проводящими металлическими стенками, проведен анализ дисперсионных свойств систем, которые используются в клинотронах с распределенным квазиоптиче-

ским выводом энергии, и дано сравнение результатов расчета и эксперимента.

1. Постановка задачи

Рассмотрим возбуждение волноводом идеально проводящей открытой многоступенчатой гребенчатой ЗС с тонкими ламелями. Гребенка находится в пространстве, ограниченном по z бесконечными идеально проводящими металлическими стенками ($z = \pm p/2$, p — ширина гребенки), однородна вдоль оси x , $\epsilon = \mu = 1$ (рис. 1). Загораживающие металлические стенки на рисунке не показаны. Период такой ЗС содержит в общем случае

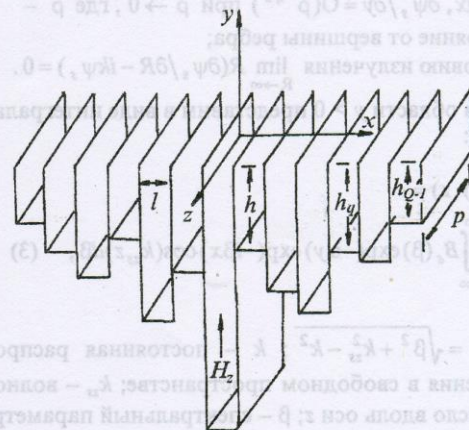


Рис. 1. Геометрия задачи

Q канавок различной глубины h_q , где q – номер соответствующей канавки в периоде ($q = 0, 1, 2, \dots, Q-1$). Ширина гребенки велика по сравнению с шириной канавки ЗС: $p \gg l$. Запитывающий волновод подключен к одной из канавок с $q = 0$ так, что стенки волновода непосредственно переходят в ламели канавки. Будем рассматривать возбуждение ЗС одной из волн H_{0s} прямоугольного волновода, z -компонента магнитного поля которой имеет вид:

$$H_z^{\text{пад}}(x, y, z) = \psi_s^{\text{пад}}(x, y, z) = \exp(ik_y y) \cos(k_{zs} z) \exp(-i\omega t) \quad (1)$$

$(y < 0, \quad |x| < l/2), \quad s = 1, 2, \dots,$

где $k_{zs} = s\pi/p$ – постоянная распространения вдоль оси z , $k_y = n\pi/l$ – постоянная распространения вдоль оси y . Зависимость $\exp(-i\omega t)$ далее опускается. Ширина канавки l выбрана таким образом, что в ней могут распространяться только волны типа H_{0s} . Требуется найти решение скалярного волнового уравнения для рассеянного поля $\psi_s(x, y, z)$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 - k_z^2 \right) \psi_s(x, y, z) = 0, \quad (2)$$

удовлетворяющее следующим граничным условиям [4]:

- 1) $\partial\psi_s/\partial x = 0$ на идеально проводящих стенках структуры;
- 2) $\partial\psi_s/\partial x = 0$ на закорачивающих боковых стенках;
- 3) условию поведения поля вблизи ребер ламелей $\partial\psi_s/\partial x, \partial\psi_s/\partial y = O(\rho^{-1/2})$ при $\rho \rightarrow 0$, где ρ – расстояние от вершины ребра;
- 4) условию излучения $\lim_{R \rightarrow \infty} R(\partial\psi_s/\partial R - ik\psi_s) = 0$.

Поле в области $y > 0$ представим в виде интеграла Фурье:

$$\psi_s(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B_s(\beta) \exp(-\alpha y) \exp(-i\beta x) \cos(k_{zs} z) d\beta, \quad (3)$$

где $\alpha = \sqrt{\beta^2 + k_{zs}^2 - k^2}$; k – постоянная распространения в свободном пространстве; k_{zs} – волновое число вдоль оси z ; β – спектральный параметр. Величина α выбирается таким образом, что $\text{Re}\alpha > 0$. Если $\text{Re}\alpha = 0$, то $\text{Im}\alpha < 0$. Незвестная

функция $B_s(\beta)$ – это амплитуда спектрального разложения искомого поля по плоским волнам. Поле при $y < 0$ представим в виде разложения по собственным волнам канавок, образующих гофрированную поверхность.

В нулевой канавке поле запишем в виде:

$$\psi_s^0(x, y, z) = [\exp(-\gamma_{0s} y) + C_{0s}^0 \exp(\gamma_{0s} y) + \sum_{n=1,3}^{\infty} C_{ns}^0 \sin(\pi n x/l) \exp(\gamma_{ns} y) + \sum_{n=2,4}^{\infty} C_{ns}^0 \cos(\pi n x/l) \exp(\gamma_{ns} y)] \cos(\pi s z/p), \quad (4)$$

где $\gamma_{ns} = \sqrt{(\pi n/l)^2 + (\pi s/p)^2 - k^2}$ – постоянная распространения, соответствующая высшим модам в канавках гребенки, а $\gamma_{0s} = \sqrt{(\pi s/p)^2 - k^2}$ – постоянная распространения основной волны в нулевой канавке. В остальных канавках ЗС поле представим в виде:

$$\psi_s^m(x, y, z) = [C_{0s}^m \text{ch} \gamma_{0s} (y + h_q) + \sum_{n=1,3}^{\infty} 2C_{ns}^m \sin(\pi n x/l) \exp(-\gamma_{ns} h_q) \text{ch} \gamma_{ns} (y + h_q) + \sum_{n=2,4}^{\infty} 2C_{ns}^m \cos(\pi n x/l) \exp(-\gamma_{ns} h_q) \text{ch} \gamma_{ns} (y + h_q)] \times \cos(\pi s z/p), \quad (5)$$

$m = q + jQ, \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Ширина l каждой канавки такова, что в ней может распространяться только волна основного типа, а все высшие типы экспоненциально затухают. Ограничим рассмотрение не очень малыми значениями глубины канавок, при которых будут выполняться соотношения:

$$\exp(-2\gamma_{ns} h_q) \ll 1, \quad n > 0. \quad (6)$$

2. Метод решения

Неизвестные амплитуды в представлении рассеянного поля (3), (4), (5) найдем, сшивая поля $\psi_s(x, y, z)$ в пространстве преобразования Фурье. Для удобства дальнейших преобразований введем следующие обозначения:

$$D(\beta) = 2 \sin(\beta l/2),$$

$$E_s(\beta) = 2 \sin(\beta l/2) C_{0s}^0,$$

$$F_{qs}(\beta) = 2 \sin(\beta l / 2) \sum_{j=-\infty}^{\infty} C_{0s}^{q+jQ} \exp[ij\beta(q+jQ)], \quad (7)$$

$$G_{ns}(\beta) = \begin{cases} 2i \cos(\beta l / 2) \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^{(2m+n+1)/2} C_{ns}^m \exp(im\beta), & n = 2j+1, \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ 2 \sin(\beta l / 2) \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^{n/2} C_{ns}^m \exp(im\beta), & n = 2j, \quad j = \pm 1, \pm 2, \dots \end{cases}$$

В результате сшивания для ψ_s и производной $\partial\psi_s/\partial y$ при $y = 0$, с учетом обозначений (7), после несложных преобразований получаем уравнения:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{X_{ns}(\beta)}{\gamma_{ns} - \alpha} = \frac{K_s(\beta)}{\gamma_{0s} + \alpha}, \quad (8)$$

$$\frac{2\alpha B_s(\beta)}{\beta} = -\frac{K_s(\beta)}{\gamma_{0s} - \alpha} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{X_{ns}(\beta)}{\gamma_{ns} + \alpha}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} K_s(\beta) &= D(\beta) + \frac{1}{2} \sum_{q=0}^{Q-1} F_{qs}(\beta) \exp(-\gamma_{0s} h_q), \\ X_{0s}(\beta) &= E_s(\beta) + \frac{1}{2} \sum_{q=0}^{Q-1} F_{qs}(\beta) \exp(\gamma_{0s} h_q), \end{aligned} \quad (10)$$

$$X_{ns}(\beta) = G_{ns}(\beta).$$

Структура, изображенная на рис. 1, является периодической с периодом Ql (если исключить запытающийся волновод). Из выражений (7) для всех n следует:

$$\begin{aligned} D(\beta + 2\pi n/l) &= (-1)^n D(\beta), \\ E_s(\beta + 2\pi n/l) &= (-1)^n E_s(\beta), \\ F_{qs}(\beta + 2\pi n/l) &= (-1)^n F_{qs}(\beta), \\ G_{ns}(\beta + 2\pi n/l) &= (-1)^n G_{ns}(\beta), \end{aligned} \quad (11)$$

и

$$\begin{aligned} D(\beta + 2\pi r/Ql) &= E_r D(\beta), \\ E_s(\beta + 2\pi r/Ql) &= E_r E_s(\beta), \\ F_{qs}(\beta + 2\pi r/Ql) &= E_r \exp(iqr2\pi/Q) F_{qs}(\beta), \end{aligned}$$

где $E_r = \frac{\sin(\beta l/2 + r\pi/Q)}{\sin(\beta l/2)}$, $r = 0, 1, 2, \dots, Q-1$.

Учитывая (11), уравнение (8) можно свести к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных $X_{ns}(\beta)$ [3].

Введем переменные

$$\begin{aligned} \beta_n^r &= \beta + 2\pi n/l + 2\pi r/Ql, \\ \alpha_n^r &= [(\beta_n^r)^2 - k^2]^{1/2}, \quad \alpha_n^0 = \alpha_n, \quad \alpha_0^r = \alpha^r \end{aligned}$$

так, что $\text{Re}(\alpha_n^r) > 0$. Уравнения (8) и (9) справедливы при всех действительных значениях β . Заменим в них β на $\beta + 2\pi m/l$. Тогда уравнения (8) и (9) можно записать в виде:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{X_{ns}(\beta)}{\gamma_{ns} - \alpha_m} = \frac{K_s(\beta)}{\gamma_{0s} + \alpha_m}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (12)$$

$$\frac{2(-1)^m \alpha_m B_s(\beta + 2\pi m/l)}{\beta + 2\pi m/l} = -\frac{K_s(\beta)}{\gamma_{0s} - \alpha_m} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{X_{ns}(\beta)}{\gamma_{ns} + \alpha_m}. \quad (13)$$

Определенные из системы уравнений (12) коэффициенты $X_{ns}(\beta)$ после подстановки в (13) позволяют найти $B_s(\beta)$ и, таким образом, решить поставленную задачу. Решение подобной системы методами теории вычетов было получено в [4] и имеет вид:

$$\begin{aligned} X_{ns}(\beta) &= \Delta_{ns}(\beta) K_s(\beta), \quad n = 0, 1, 2, \dots; \\ B_s(\beta) &= \Delta_s(\beta) K_s(\beta), \quad s = 1, 2, \dots; \end{aligned} \quad (14)$$

где функции $\Delta_{ns}(\beta)$ и $\Delta_s(\beta)$ выражаются через контурные интегралы аналитической функции комплексного переменного

$$\begin{aligned} f(\omega) &= \frac{2}{\omega + \gamma_{0s}} \exp[(\omega + \gamma_{0s})l/\pi \ln 2] \times \frac{1 - \omega/\alpha}{(1 + \gamma_{0s}/\alpha)(1 - \omega/\gamma_{0s})} \times \\ &\times \prod_{r=1}^{\infty} \frac{(1 + \gamma_{0s}/\gamma_r) \exp(-\gamma_{0s}l/r\pi)(1 - \omega/\alpha_r) \exp(\omega l/2r\pi)}{(1 + \gamma_{0s}/\alpha_r) \exp(-\gamma_{0s}l/2r\pi)(1 - \omega/\gamma_r)(1 + \gamma_{0s}/\alpha_{-r})} \times \\ &\times \prod_{r=1}^{\infty} \frac{\exp(\omega l/2r\pi)(1 - \omega/\alpha_{-r})}{\exp(\omega l/r\pi) \exp(-\gamma_{0s}l/2r\pi)} \end{aligned} \quad (15)$$

следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta_s(\beta) &= f(-\alpha), \\ \Delta_{ns}(\beta) &= \text{res}_{\omega=\gamma_{ns}} f(\omega). \end{aligned} \quad (16)$$

Для определения спектральной плотности поля выразим $E_s(\beta)$ и $F_{qs}(\beta)$ через $D(\beta)$ – известную функцию, связанную с падающим полем в возбуждающем волноводе. Из уравнения (14) при $n = 0$, используя соотношения (10) и учитывая периодичность функций, входящих в (7), получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов $F_{qs}(\beta)$ [3]:

$$-E_s(\beta) + \Delta'_{0s} D(\beta) = \frac{1}{2} \sum_{q=0}^{Q-1} F_{qs}(\beta) \exp(2\pi i r q / Q) M'_{qs}, \quad (17)$$

$r = 0, 1, 2, \dots, Q-1,$

где $M'_{qs} = 1 - \Delta'_{0s}(\beta) \exp(-2\gamma_{0s} h_q),$
 $\Delta'_{0s}(\beta) = \Delta_{0s}(\beta + 2\pi r / l Q).$

Из соотношений (14), учитывая (10), получаем:

$$X_{ns}(\beta) = \Delta_{ns}(\beta) [D(\beta) + \frac{1}{2} \sum_{q=0}^{Q-1} F_{qs}(\beta) \exp(-\gamma_{0s} h_q)], \quad (18)$$

$$B_s(\beta) = \Delta_s(\beta) [D(\beta) + \frac{1}{2} \sum_{q=0}^{Q-1} F_{qs}(\beta) \exp(-\gamma_{0s} h_q)]. \quad (19)$$

Выражения (17)-(19) полностью определяют решение задачи. Формула (19) вместе с интегралом (3) определяют поле излучения в области $y > 0$.

Выражение для коэффициента отражения Γ можно записать следующим образом [3]:

$$\Gamma = -C_{0s}^0 = \frac{-\int_0^{2\pi/l} \frac{N_s(\beta)}{L_s(\beta)} d\beta}{\frac{2\pi}{l} + \int_0^{2\pi/l} \frac{N_s(\beta)}{L_s(\beta)} \exp(-2\gamma_{0s} h_0) d\beta}, \quad (20)$$

где

$$L_s(\beta) = \det[M'_{qs} \exp(2\pi i r q / Q)]_{r,q=0}^{Q-1}, \quad s = 1, 2, \dots \quad (21)$$

– определитель системы уравнений (17), а $N_s(\beta)$ – определитель, который получается из $L_s(\beta)$ путем замены нулевого столбца на столбец $\{\Delta'_{0s}(\beta)\}_{r=0}^{Q-1}$.

Для удобства дальнейшего изложения перейдем к безразмерным параметрам

$$\kappa = kl/2\pi, \quad b = \beta l/2\pi, \quad P_q = h_q/l, \quad a = \alpha l/2\pi, \\ b'_n = b + r/Q + n, \quad \tau = l/2p$$

и запишем выражения для коэффициента отражения (20) и спектральной амплитуды поля (19) в удобном для расчета виде:

$$\Gamma = \frac{-Y}{\exp(2\pi i P_0 \kappa) / 2Q + Y \exp(4\pi i P_0 \kappa)}, \quad (22)$$

где

$$Y = 2 \int_0^{1/2Q} N_s(b) / L_s(b) db; \\ B_s(b'_n) = \Delta_s(b'_n) D(b) \times \\ \times \left[1 + 1 / L_s(b) \sum_{q=0}^{Q-1} V_{qs}(b) \exp(4\pi i P_q \kappa) \right], \quad (23)$$

где

$$V_{qs}(b) = L_{qs}(b) / D(b),$$

$L_{qs}(b)$ – определитель, который получается из $L_s(b)$ путем замены q -столбца на столбец $\{\Delta'_{0s}(b) + \Gamma\}_{r=0}^{Q-1}$.

В открытых ЗС поле в области $y > 0$ представляет собой суперпозицию медленных поверхностных волн ЗС, быстрых пространственных гармоник и непрерывного спектра. Вклад поверхностных волн в поле излучения определяется действительными корнями дисперсионного уравнения $L_s(b) = 0$. В общем случае функция $L_s(b)$ комплексная, но на интервале $\kappa < b < 1/2Q$ она принимает значения либо чисто мнимые ($Q = 1, 2, 5, 6, \dots$), либо чисто действительные ($Q = 3, 4, 7, 8, \dots$). Учитывая свойства периодичности функции $L_s(b)$, которые следуют из (15)-(17) [4], достаточно определить расположение ее нулей в интервале $0 < b < 1/2Q$. Поэтому процедура отыскания действительных корней существенно упрощается. В области быстрых волн дисперсионные свойства изучаются на основе анализа спектра волн. В работе [3] подробно рассмотрена возможность такого подхода к описанию дисперсионных свойств открытых многоступенчатых ЗС.

3. Обсуждение результатов

Наличие быстрых гармоник в спектре волн открытой многоступенчатой ЗС приводит к тому, что в пространстве над системой формируется диаграмма направленности (ДН) излучения. Вид ДН и направление главного лепестка изменяются при изменении частоты и геометрических пара-

метров гребенки. При использовании таких систем в клинотронах с квазиоптическим распределенным выводом энергии необходимо, чтобы максимум мощности генерации соответствовал углу излучения по нормали к поверхности замедляющей системы. Анализ характеристик клинотронов коротковолновой части миллиметрового диапазона с одноступенчатыми системами показывает, что максимальная мощность соответствует $b \approx 0,2$, такому же значению b соответствует угол излучения близкий к 90° для пятиступенчатой ЗС [1]. Поэтому в данной работе рассматриваются направляющие свойства бесконечно широкой и ограниченной по ширине пятиступенчатой ЗС, которая используется в качестве колебательной системы клинотронов 3 мм диапазона длин волн. Исследуемая система представляет собой гребенку, у которой четыре канавки в периоде имеют одинаковую глубину, а глубина каждой нулевой изменяется так, что может быть как больше, так и меньше остальных (т. е. $P_1 = P_2 = P_3 = P_4 = f$, $P_0 = g$, $g > f$ или $g < f$). В области медленных волн дисперсионная характеристика рассчитывается при решении дисперсионного уравнения (21), а в области быстрых волн – по максимумам спектральных амплитуд.

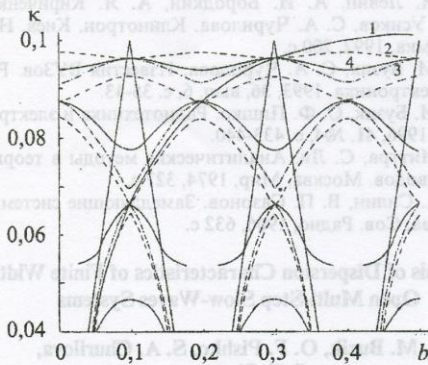


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма бесконечно широкой пятиступенчатой гребенки для различных глубин нулевой канавки g :

1 – $g=f$ (одноступенчатая система); ----- $g=1,1f$; - · - · - $g=0,7f$; — $g=2f$; $f=2,2321$

На рис. 2 приведена дисперсионная диаграмма бесконечно широкой ($\tau = 0$) пятиступенчатой гребенки с $f = 2,2321$ для различных глубин нулевой канавки: $g = 0,7f$ – штрих-пунктир; $g = 1,1f$ – пунктир; $g = 2f$ – сплошная линия; содержащая ветви дополнительных составляющих поля, которые появляются в многоступенчатой системе. Здесь же приведена дисперсионная характеристика одноступенчатой гребенки $g = f$ – кривая 1. Как уже

отмечалось ранее [5], полоса пропускания многоступенчатой гребенки разбивается на ряд полос (по числу канавок на периоде). Точки $b = n/2Q$ ($n = 1, 2, \dots, Q$) являются узловыми для полос пропускания многоступенчатой системы. В этих точках дисперсионная характеристика любой многоступенчатой гребенки пересекается с дисперсионной кривой одноступенчатой системы. В данном случае для пятиступенчатой гребенки полоса пропускания разбивается на пять полос. В зависимости от глубины нулевой канавки ($g > f$ или $g < f$) дисперсионные кривые лежат по разные стороны от дисперсионной характеристики одноступенчатой гребенки (кривые 2 и 3), а точки с одинаковыми значениями b являются узловыми для разных полос пропускания этих систем. Так, например, точка $b = 0,1$ является узловой для первой полосы пропускания системы с $g = 0,7f$ и для второй полосы системы с $g = 1,1f$. То же самое наблюдается для всех значений $b = n/2Q$. При изменении глубины канавки происходит перераспределение ширины полос пропускания и непропускания, может измениться знак дисперсии. Так, во второй полосе пропускания системы с $g = 1,1f$ и $g = 2f$ имеют дисперсии с противоположными знаками (кривая 2 и 4). Экспериментальные исследования показали, что многоступенчатые гребенки хорошо возбуждаются и устойчиво работают при таких значениях k и b , при которых ветви их дисперсионных характеристик расположены вблизи дисперсионной характеристики одноступенчатой системы. Поэтому предварительный расчет дисперсии позволяет прогнозировать, в каком частотном диапазоне возможно получение генерации и какая при этом должна быть геометрия гребенки.

Практический интерес представляет исследование дисперсионных характеристик в зависимости от ширины гребенки, так как реальные ЗС в приборах имеют ограниченную ширину. В данной теоретической модели поперечный размер гребенки определяется шириной возбуждающего волновода. Расчеты проводились для минимально возможной ширины гребенки ($\tau = 0,054$), соответствующей основному волноводу того диапазона длин волн, в котором работает прибор, и для ширины, приблизительно в три раза превышающей минимальную ($\tau = 0,015$).

Результаты расчета дисперсионных характеристик бесконечно широкой и ограниченной по ширине пятиступенчатых гребенок для двух значений глубины нулевой канавки приведены на рис. 3. Кривые 1, 2, 3 относятся к системе с глубиной $g = 1,1f$, кривые 4, 5, 6 – $g = 2f$. Для кривых 1, 4 – $\tau = 0$; 2, 5 – $\tau = 0,015$; 3, 6 – $\tau = 0,054$. Анализ дисперсионных свойств данных систем показал, что их характер, т. е. количество полос пропускания, прямая или обратная дисперсии в полосах, определяется только геометрией гребенок и не зависит от их ширины. Гребенки конечной шири-

ны в отличие от бесконечно широких могут поддерживать упорядоченные волны в области быстрых волн первой полосы пропускания. При этом существует нижняя граница диапазона частот (отсечки). Она зависит от ширины гребенки и определяется выражением $\kappa_0 = l/2p$, т.е. чем уже гребенка, тем выше частота отсечки. При уменьшении ширины гребенки дисперсионные характеристики также смещаются в область более высоких значений κ .

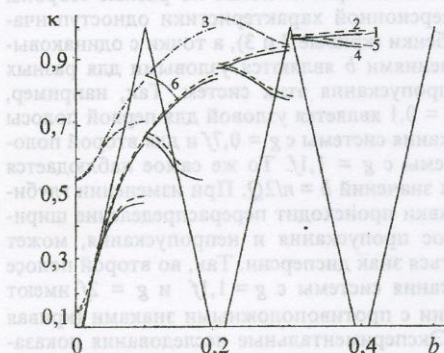


Рис. 3. Дисперсионная диаграмма пятиступенчатой гребенки в зависимости от ширины гребенки τ и глубины нулевой канавки g :

— $\tau=0$; $\tau=0,015$; - - - - $\tau=0,054$;
1, 2, 3 — $g=1, 1f$; 4, 5, 6 — $g=2f$; $f=2,2321$

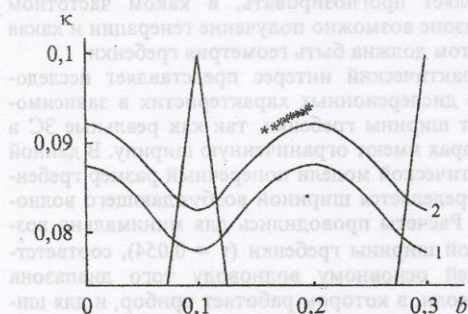


Рис. 4. Дисперсионная диаграмма для бесконечно широкой ($\tau=0$) и ограниченной по ширине ($\tau=0,028$) пятиступенчатой гребенки:

1 — $\tau=0$; 2 — $\tau=0,028$; * — экспериментальные точки; $f=2,2321$; $g=2f$

Сравнение результатов теоретических и экспериментальных исследований показали, что учет ширины ЗС дает лучшее соответствие расчетных и экспериментальных данных. На рис. 4 приведена

часть дисперсионной диаграммы для ЗС с параметрами $f = 2,2321$, $g = 2f$: кривая 1 — для бесконечно широкой гребенки ($\tau = 0$), кривая 2 — для гребенки шириной 5 мм ($\tau = 0,028$). Крестиками на диаграмме нанесена экспериментально снятая дисперсионная зависимость для гребенки шириной 5 мм той же геометрии. Экспериментальные данные подтверждают правильность принятой теоретической модели и алгоритма расчета для описания дисперсионных свойств открытых многоступенчатых ЗС.

Заключение

В данной работе впервые решена задача возбуждения локальным сторонним источником ограниченной по ширине многоступенчатой ЗС. Анализ полученных результатов и сравнение их с экспериментальными данными позволили сделать вывод о том, что учет ширины системы дает возможность более точно определить дисперсию и выбрать геометрию системы для обеспечения требуемой частотной полосы при использовании таких систем в СВЧ генераторах.

Литература

1. Г. Я. Левин, А. И. Бородкин, А. Я. Кириченко, А. Я. Усиков, С. А. Чурилова. Клинофотон. Киев, Наук. думка, 1992, 200 с.
2. Л. М. Бузик, С. А. Чурилова. Известия ВУЗов. Радиоэлектроника. 1993, 36, вып. 6, с. 35-43.
3. Л. М. Бузик, О. Ф. Пишко. Радиотехника и электроника. 1996, 41, №4, с. 433-440.
4. Р. Миттра, С. Ли. Аналитические методы в теории волноводов. Москва, Мир, 1974, 327 с.
5. Р. А. Силин, В. П. Сазонов. Замедляющие системы. Москва, Сов. Радио, 1966, 632 с.

Analysis of Dispersion Characteristics of Finite Width Open Multi-Step Slow-Waves Systems

L. M. Buzik, O. F. Pishko, S. A. Churilova,
O. I. Sheremet

The problem of excitation the finite width open multi-step comb-type slow-wave system with the thin bar by the waveguide was solved. The ideal conducting metallic sides bound the width of the slow-wave system. The expressions for the reflection coefficient of the fundamental wave and the spectrum density of the field were obtained. On the basis of the analysis of the scattered field pattern examination of the dispersion characteristics the slow-wave systems different configuration was performed. Comparison of calculated and experimental results was performed too.