

УДК.621.372.855.4

Т.В. Кожевникова

РАСЧЕТ ВОЛНОВОДНОЙ НАГРУЗКИ НА БАЗЕ ОТРЕЗКА КОРОТКОЗАМКНУТОГО ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА С ОБЪЕМНОЙ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ВСТАВКОЙ

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева

Изложена методика составления расчетного алгоритма с использованием метода коллокаций. Решена задача дифракции волн на стыке полого прямоугольного волновода и частично заполненного волновода с потерями. Исследована сходимость решений, полученных с помощью разработанного алгоритма. Приведены частотные зависимости коэффициента отражения основной волны от волноводной нагрузки при различных параметрах структуры.

Цель: Расчет коэффициента отражения от волноводной нагрузки с объемной поглощающей вставкой.

Дизайн/методология/подход: Использование метода коллокаций для решения задачи дифракции волн на стыке полого прямоугольного волновода и частично заполненного волновода с потерями.

Выводы: Изложена методика составления расчетного алгоритма. Исследована сходимость решений, полученных с помощью разработанного алгоритма. Приведены частотные зависимости коэффициента отражения основной волны от волноводной нагрузки при различных параметрах структуры.

Ограничения исследования/развитие исследований: Настоящие результаты являются основой для развития методики расчета продольно неоднородных систем с потерями методом коллокаций.

Оригинальность/значение: Предложена методика расчета согласования системы без потерь и продольно неоднородной системы с потерями.

Ключевые слова: волноводная нагрузка, объемные потери, коэффициент отражения, LM-волны, комплексные решения, метод коллокаций.

Волноводные нагрузки выполняют в виде поглощающих вставок переменного профиля в отрезке короткозамкнутого волновода. В маломощных нагрузках вставки имеют вид тонких диэлектрических пластин, покрытых графитовыми или металлическими пленками [1-3]. Объемные поглощающие вставки с большой мощностью рассеяния выполняют из композитных материалов на основе порошков графита, карбонильного железа или карбида кремния. Для уменьшения отражений поглощающим вставкам придают вид клиньев или пирамид.

В работе электродинамический расчет волноводной нагрузки производится на основе метода коллокаций. Поля в стыкуемых волноводах представляются в виде сумм собственных волн. Запись граничных условий (условий непрерывности касательных составляющих электромагнитного поля на границе раздела сред) приводит к системе функциональных уравнений. Граничные условия записываются в нескольких определенным образом выбранных точках, называемых узлами коллокаций. В результате получается система линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитудных коэффициентов в представлениях полей. Количество выбранных узлов коллокаций определяет номер приближения, в котором решается задача.

Как показывает практика, при использовании метода коллокаций существенное влияние на решение краевой задачи оказывает выбор точек, в которых записываются граничные условия (узлов коллокаций). Главной сложностью, возникающей при анализе направляющих структур с помощью метода коллокаций, является отсутствие правила, строго определяющего выбор распределения точек, в которых записываются граничные условия (узлов коллокаций) [4, 5]. Метод коллокаций является достаточно удобным методом расчета электродинамических структур со сложными границами между частичными областями, позволяет быстро и с необходимой точностью получить результаты.

Рассмотрим процедуру составления алгоритма расчета волноводной нагрузки с объемными потерями.

Полый прямоугольный волновод стыкуется с неоднородно заполненным короткозамкнутым прямоугольным волноводом. В поперечном сечении неоднородность представлена диэлектрическим заполнением вдоль широкой стенки волновода. В продольном сечении диэлектрическое заполнение плавно увеличивается вплоть до полного заполнения волновода. Произведем аппроксимацию плавного склоа набором последовательно соединенных отрезков волновода с различной степенью заполнения диэлектриком (рис. 1).

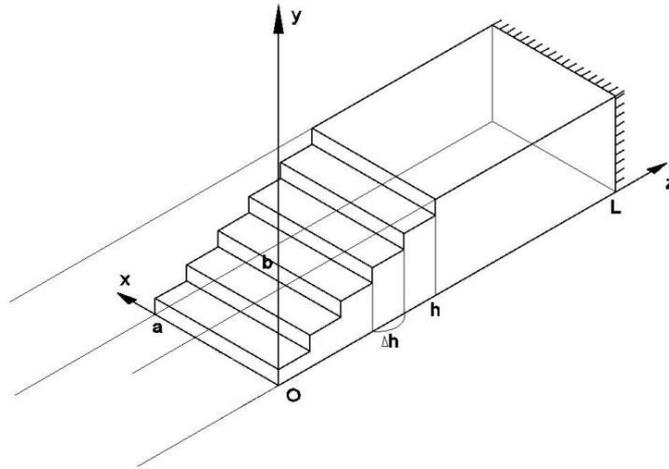


Рис. 1

Каждая ступень имеет длину Δh , при $z=L$ волновод коротко замкнут. Поскольку в полом волноводе I (рис. 2) распространяется основная волна H_{10} , на стыке возбуждаются собственные волны волновода LM_{1n} , где $n=0, 1, 2, \dots$. Поле в волноводе I представлено прямой волной H_{10} и суммой отраженных волн H_{1n} ($n=0, 1, 2, \dots$), в каждой ступени - суммами прямых LM_{1n} волн неоднородно заполненного волновода, и волн, отраженных от последующей ступени. В последней N -области поле представлено суммами прямых H_{1n} -волн однородно заполненного прямоугольного волновода, и волн, отраженных от закорачивающей поверхности.

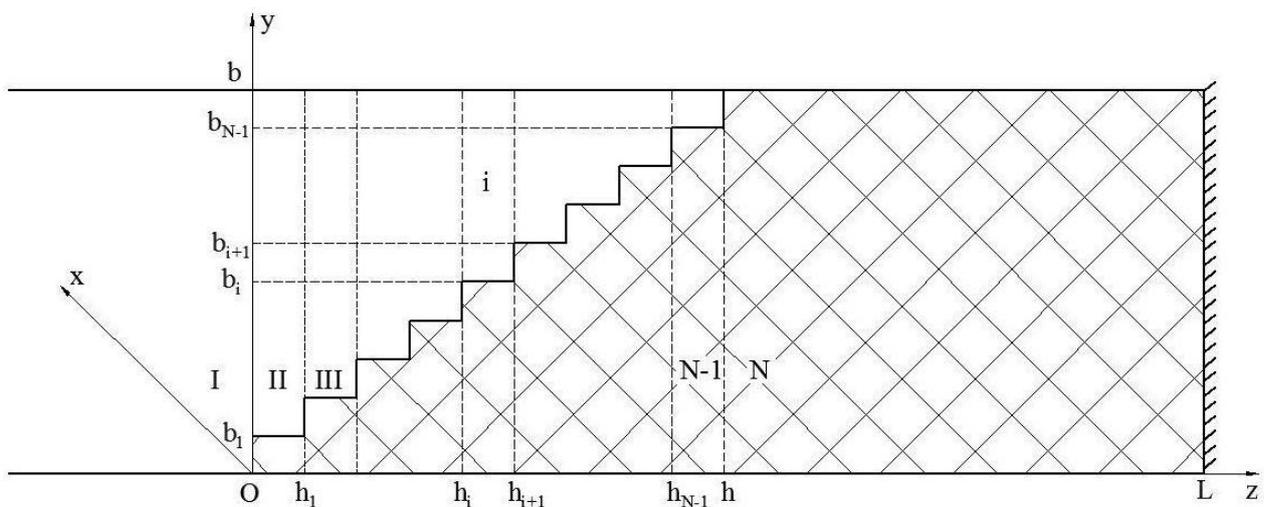


Рис. 2

Продольные компоненты магнитного и электрического векторов Герца для каждой области записываются в виде
- для области I:

$$P_z^{m(i)} = A \cos \frac{\pi}{a} x e^{-i\beta_{10}z} + \sum_m R_{1m} \cos \frac{\pi}{a} x \cos \frac{\pi m}{b} y e^{i\beta_{1m}^{(i)}z},$$

- для i -й области при $y < b_i$

$$P_{z_1}^{m(i)} = \sum_n A_{11n}^{(i)} \cos \frac{\pi}{a} x \cos \chi_{y_{11n}}^{(i)} y e^{-i\beta_{1n}^{(i)}(z-h_i)} + \sum_n \bar{A}_{11n}^{(i)} \cos \frac{\pi}{a} x \cos \chi_{y_{11n}}^{(i)} y e^{i\beta_{1n}^{(i)}(z-h_{i+1})},$$

$$P_{z_1}^{e(i)} = \sum_n B_{11n}^{(i)} \sin \frac{\pi}{a} x \sin \chi_{y_{11n}}^{(i)} y e^{-i\beta_{1n}^{(i)}(z-h_i)} + \sum_n \bar{B}_{11n}^{(i)} \sin \frac{\pi}{a} x \sin \chi_{y_{11n}}^{(i)} y e^{i\beta_{1n}^{(i)}(z-h_{i+1})},$$

- для i -й области при $y > b_i$

$$P_{z_2}^{m(i)} = \sum_n A_{21n}^{(i)} \cos \frac{\pi}{a} x \cos [\chi_{y_{21n}}^{(i)} (y-b_i)] e^{-i\beta_{1n}^{(i)}(z-h_i)} + \sum_n \bar{A}_{21n}^{(i)} \cos \frac{\pi}{a} x \cos [\chi_{y_{21n}}^{(i)} (y-b_i)] e^{i\beta_{1n}^{(i)}(z-h_{i+1})},$$

$$P_{z_2}^{e(i)} = \sum_n B_{21n}^{(i)} \sin \frac{\pi}{a} x \sin [\chi_{y_{21n}}^{(i)} (y-b_i)] e^{-i\beta_{1n}^{(i)}(z-h_i)} + \sum_n \bar{B}_{21n}^{(i)} \sin \frac{\pi}{a} x \sin [\chi_{y_{21n}}^{(i)} (y-b_i)] e^{i\beta_{1n}^{(i)}(z-h_{i+1})},$$

- для N -й области

$$P_z^{m(N)} = \sum_n A_{11n}^{(N)} \cos \frac{\pi}{a} x \cos \frac{\pi n}{b} y e^{-i\beta_{1n}^{(N)}[z-(N-2)\Delta h]} + \sum_n \bar{A}_{11n}^{(N)} \cos \frac{\pi}{a} x \cos \frac{\pi n}{b} y e^{i\beta_{1n}^{(N)}[z-L]},$$

где $A_{1,21n}^{(i)}$, $B_{1,21n}^{(i)}$ - неизвестные амплитудные коэффициенты волн LM_{1n} , распространяющихся вдоль оси z ; $\bar{A}_{1,21n}^{(i)}$, $\bar{B}_{1,21n}^{(i)}$ - неизвестные амплитудные коэффициенты волн LM_{1n} , распространяющихся против оси z ;

$\chi_{1,21n}^{(i)}$, $\beta_{1n}^{(i)}$ - нормированные поперечные и продольные волновые числа этих волн.

Дисперсионные характеристики волн LM_{1n} рассчитывались на основе решения дисперсионного уравнения [6]

$$-\chi_{y_2} \tilde{\varepsilon}_1 \sin[\chi_{y_2} (\tilde{b}_i - 1)] \cos \chi_{y_1} \tilde{b}_i + \chi_{y_1} \cos[\chi_{y_2} (\tilde{b}_i - 1)] \sin \chi_{y_1} \tilde{b}_i = 0,$$

где $\tilde{b}_i = b_i/b$ - нормированная толщина диэлектрической вставки,

$$\chi_{y_2} = \sqrt{k^2(1-\tilde{\varepsilon}_1) + \chi_{y_1}^2}.$$

Поскольку рассматриваемый волновод является диссипативной системой, продольные и поперечные волновые числа будут комплексными:

$$\beta = \beta_1 + i\beta_2, \quad \chi_{y_1} = \gamma_{y_1} + i\delta_{y_1}, \quad \chi_{y_2} = \gamma_{y_2} + i\delta_{y_2}.$$

Дисперсионные характеристики волн LM_{mn} двухслойного волновода с потерями приведены на рис. 3, 4. На этих рисунках представлены зависимости нормированной фазовой постоянной $\text{Re} \tilde{\beta}_{mn} = \beta_1 a$ и нормированного коэффициента затухания $\text{Im} \tilde{\beta}_{mn} = \beta_2 a$ от длины волны и от нормированной толщины диэлектрической вставки:

$$\tilde{k} = \frac{2\pi a}{\lambda}; \quad \tilde{\varepsilon} = 4(1-i), \quad \tilde{b}_i = 0.4444, \quad \tilde{k} = 1.9.$$

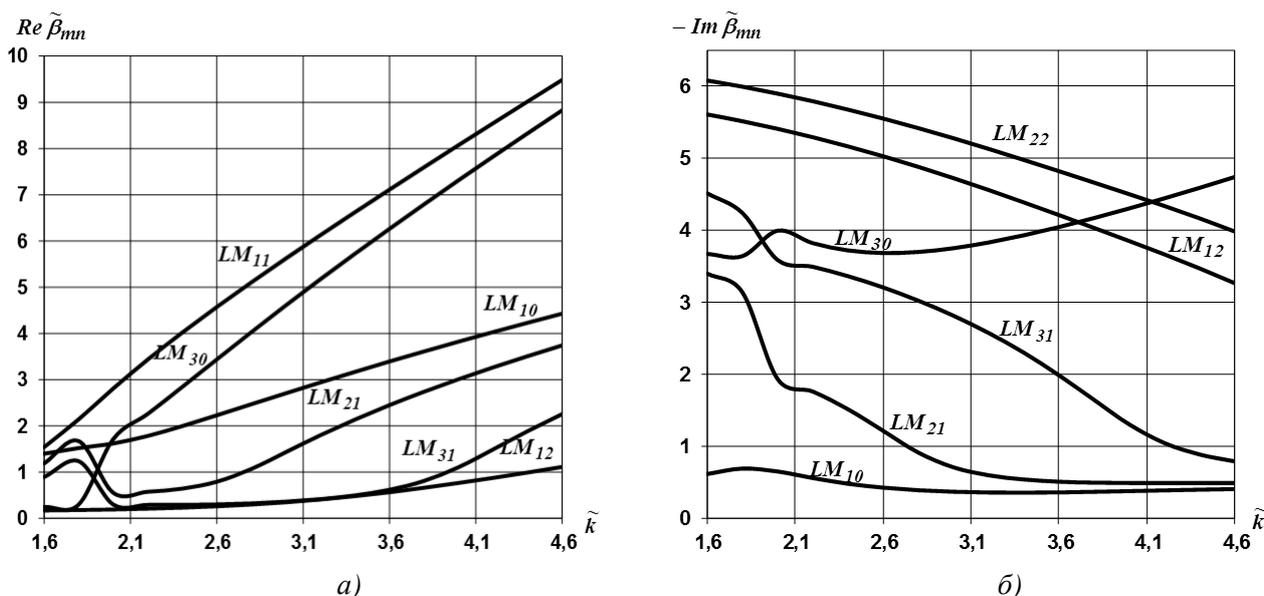


Рис. 3

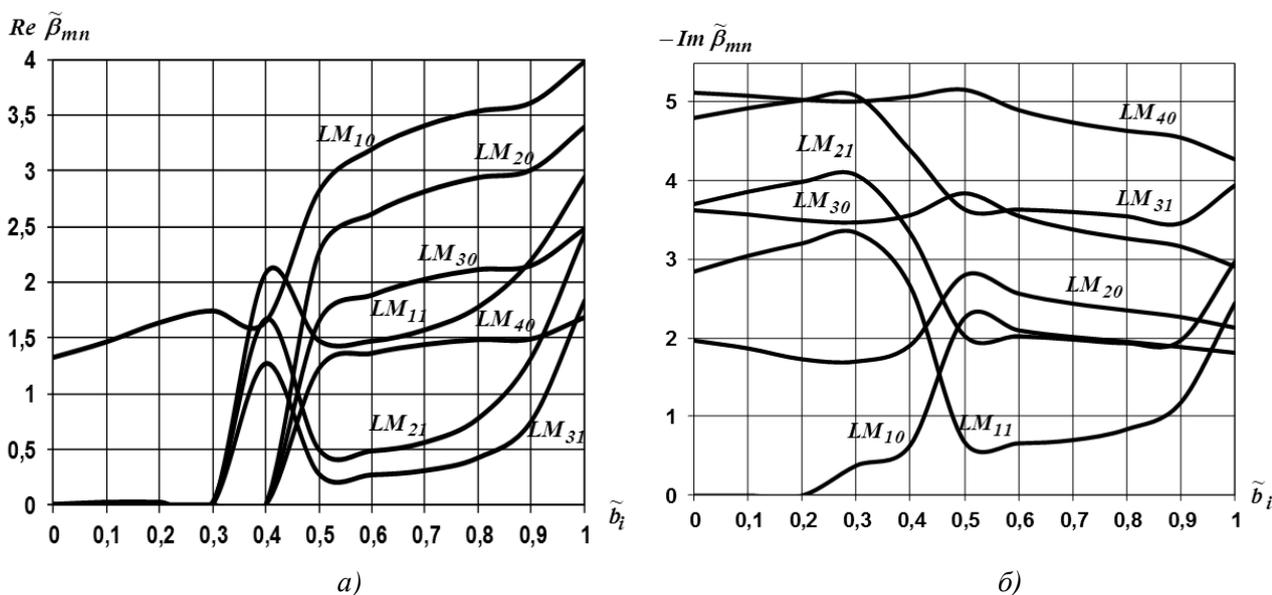


Рис. 4

При составлении алгоритма расчета волноводной нагрузки касательные составляющие электрического и магнитного полей на стыке i -го и $(i+1)$ -го ($i \in 1..N-1$) волноводов полагаются непрерывными:

$$E_x^{(i)} \Big|_{z=h_{i+1}} = E_x^{(i+1)} \Big|_{z=h_{i+1}}, \quad E_y^{(i)} \Big|_{z=h_{i+1}} = E_y^{(i+1)} \Big|_{z=h_{i+1}}, \quad H_x^{(i)} \Big|_{z=h_{i+1}} = H_x^{(i+1)} \Big|_{z=h_{i+1}}.$$

Выразив компоненты электрического и магнитного полей через векторы Герца и подставив компоненты полей в граничные условия, получаем систему функциональных уравнений. Исходя из условия равенства нулю касательных составляющих электрического поля на закорачивающей поверхности при $z=L$, получаем связь между амплитудными коэффициентами N -й области: $\bar{A}_{1n}^{(N)} = -A_{1n}^{(N)} e^{-i\beta_{1n}^{(N)}[L-(N-2)\Delta h]}$.

Для перехода от системы функциональных уравнений к системе линейных алгебраических уравнений граничные условия записываются в нескольких определенных образом выбранных точках, называемых узлами коллокаций. Амплитудные коэффициенты $R_{1m}, A_{1n}^{(I)}, \bar{A}_{1n}^{(I)}, A_{1n}^{(i)}, \bar{A}_{1n}^{(i)}, A_{1n}^{(N-1)}, \bar{A}_{1n}^{(N-1)}, A_{1n}^{(N)}$, число которых определяется количеством ступе-

ней разбиения и числом учитываемых в каждой структуре собственных волн, нормируются на коэффициент A . В результате получается система линейных неоднородных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных амплитудных коэффициентов в представлениях полей. В общем случае, данная система имеет бесконечную размерность. Однако при ее численном решении методом редукции учитывается лишь ограниченное число членов в каждой из сумм. Количество выбранных узлов коллокаций определяет номер приближения.

При использовании метода коллокаций существенное влияние на решение дифракционной задачи оказывает выбор точек, в которых записываются граничные условия. В ходе получения СЛАУ на каждом стыке берется одинаковое число равномерно выбранных по координате y точек «сшивания». Для каждого узла на каждом стыке записывается три граничных условия, число волн в стыкуемых отрезках волноводов выбирается таким образом, чтобы во всех областях кроме первой и последней число учитываемых волн было одинаковым. Формула, по которой определяется размерность квадратной матрицы, записывается следующим образом

$$3(N-1)c = m_1 + 2(N-2)m + m_N,$$

где N – число стыкуемых областей; c – число узлов коллокации,

m_1, m_N – число учитываемых волн в I -ой и N -ой областях,

m – число учитываемых волн в промежуточных областях.

В результате решения СЛАУ находятся амплитудные коэффициенты $R_{1n}, A_{1n}^{(I)}, \bar{A}_{1n}^{(I)}, \dots, A_{1n}^{(i)}, \bar{A}_{1n}^{(i)}, \dots, A_{1n}^{(N-1)}, \bar{A}_{1n}^{(N-1)}, A_{1n}^{(N)}$ для каждой фиксированной длины волны.

Выбор набора волн, который достоверно описывал бы в конечном приближении электромагнитное поле в такой структуре, является достаточно сложной задачей. Количество волн типа LM_{1n} , учитываемых в стыкуемых областях, является ограниченным вследствие большого уровня затухания волн высших типов. Волны типа LE_{1n} , которые могут существовать в двухслойных волноводах, имеют структуру поля, не соответствующую структуре поля волны H_{10} , распространяющейся в тракте, где находится нагрузка: у волн LE_{1n} отсутствует компонента электрического поля, нормальная к диэлектрическому слою и к широкой стенке волновода. Задача была решена в следующих приближениях: на каждом стыке учитывается либо две точки «сшивания», либо четыре. По числу стыков рассматривалось десять приближений.

Исследование достоверности полученных результатов производилось в несколько этапов. На первом этапе исследовалась сходимость по значению коэффициента отражения основной волны H_{10} полого прямоугольного волновода от нагрузки. Кроме того, сходимость была проверена по всем амплитудным коэффициентам.

На следующем этапе проводилась проверка точности «сшивания» тангенциальных компонент поля на границах стыкуемых областей $z = h_i$ ($i \in 1, 2, \dots, N-1$). В узлах коллокаций граничные условия выполняются точно. Погрешность «сшивания» компонент H_x вне узлов не превышает 30%, E_x – порядка 10%, компонента E_y имеет разрыв по координате y и граничные условия выполняются несколько хуже – погрешность около 40%.

При расчете коэффициента отражения необходимо брать равное количество членов в суммах, описывающих сшиваемые поля, так как равное количество волн, учитываемых в стыкуемых структурах, значительно улучшает качество «сшивания» полей.

Результаты численной реализации алгоритма расчета волноводной нагрузки на базе двухслойного прямоугольного волновода с объемными потерями приведены на рис. 5, 6. При расчетах амплитудный коэффициент $A=1$, поэтому коэффициент R_{10} является искомым ко-

эффицентом отражения волны H_{10} от волноводной нагрузки. На рисунках $b/a=0,5$; нормированная частота $\tilde{k} = \frac{2\pi a}{\lambda}$, нормированная длина нагрузки $\tilde{L} = \frac{L}{a}$.

Результаты исследования влияния параметров структуры на коэффициент отражения основной волны H_{10} от волноводной нагрузки, выполненной на базе двухслойного прямоугольного волновода с объемными потерями, позволяют подобрать такие параметры системы, при которых нагрузку можно считать согласованной.

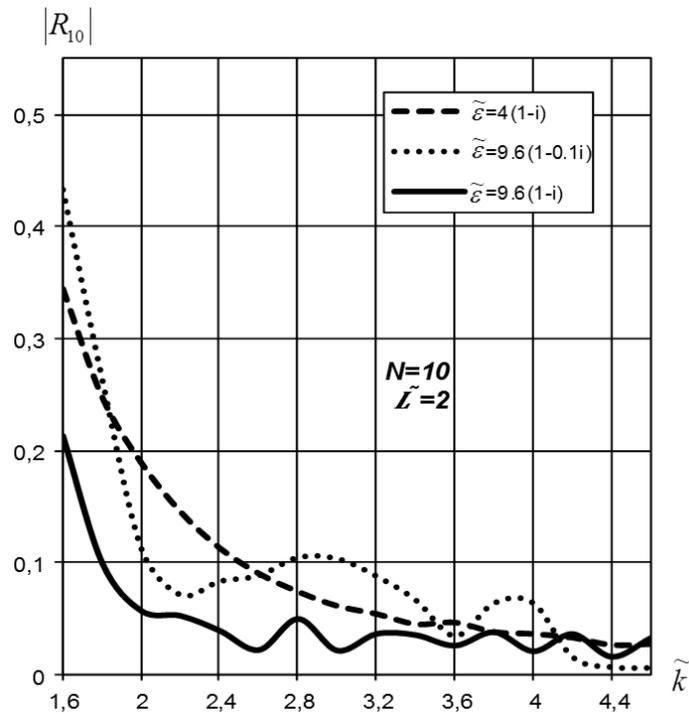


Рис. 5

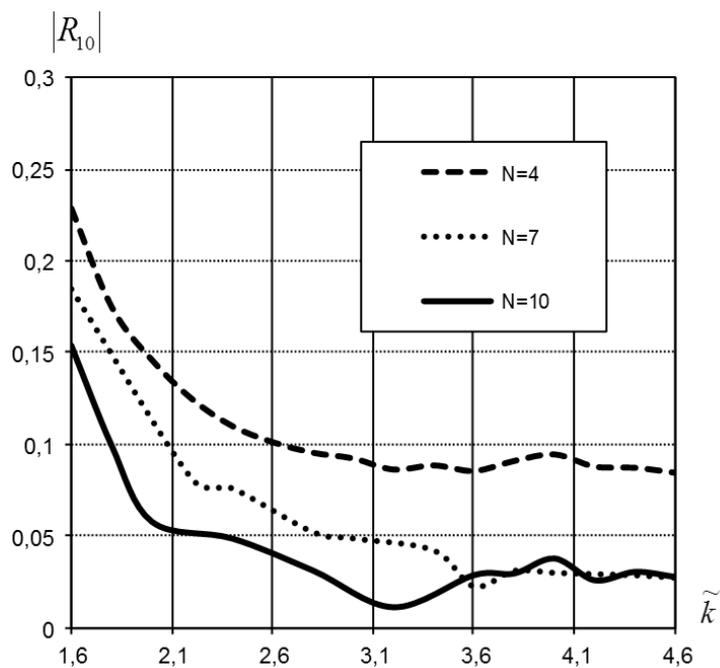


Рис. 6

Библиографический список

1. **Веселов, Г.И.** Слоистые металлодиэлектрические волноводы / Г.И. Веселов, С.Б. Раевский. – М.: Радио и связь, 1998.
2. **Иванов, А.Е.** Расчет волноводной нагрузки на базе отрезка волновода с резистивной пленкой / А.Е. Иванов, В.А. Калмык, Т.В. Кожевникова // Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. – 1982. – Т.25. №11. – С. 62–65.
3. **Харитонов, А.А.** Волноводная нагрузка с диагональным расположением резистивной пленки / Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. – 1977. – Т. 20. №2.
4. **Ермошин, В.В.** К вопросу о выборе узлов коллокаций при исследовании открытого прямоугольного диэлектрического волновода / В.В. Ермошин, А.В. Назаров // Радиотехника и электроника – 2007. – Т. 52. – Вып. 10. – С. 1189–1193.
5. **Ермошин, В.В.** Расчет коэффициента отражения от волноводной нагрузки методом коллокаций / В.В. Ермошин, Т.В. Кожевникова, А.В. Назаров, И.Д. Слестникова // Труды Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева.– 2010. – №3(82). – С. 124–133.
6. **Егоров, Ю.В.** Частично заполненные прямоугольные волноводы / Ю.В. Егоров. – М.: Советское радио, 1967.

*Дата поступления
в редакцию 06.05.2016*

T.V. Kozhevnikova

WAVEGUIDE LOAD COMPUTATION ON THE BASIS OF SHORT CIRCUITED RECTANGULAR VOLUME ABSORBING LOADED WAVEGUIDE SEGMENT

Nizhny Novgorod state technical university n.a. R.E. Alexeyev

Purpose: It is to compute the volume absorbing waveguide load reflection coefficient.

Design/methodology/approach: The collocation method has been used to solve the problem of wave diffraction at the junction of a hollow rectangular waveguide and a lossy partially filled waveguide.

Findings: Algorithm computing techniques have been stated. Precision of solutions with the help of the developed algorithm has been researched. The paper shows frequency dependence of the dominant wave reflection coefficient on the waveguide load in different conditions.

Research limitations/implications: This research is the basis to develop the computation of longitudinally inhomogeneous lossy systems by the collocation method.

Originality/value: Computation methods have been proposed to coordinate a lossless system and a longitudinally inhomogeneous lossy system.

Key words: waveguide, volume losses, reflection coefficient, LM- waves, complex solutions, collocation method.