

zing complicated H -plane structures by means of generalized scattering matrices. For triangular boundaries, a specific field representation is proposed. It is based on the domain-product technique and ensures a good convergence of the used series.

Numerical examples demonstrating reliability and efficiency of the approach are presented.

Key words: waveguide, H -plane structure, scattering, field representation, scattering matrix.

УДК 621.372.81

Логачева Л. М.¹, Куцак С. В.², Бондарев В. П.³

¹Старший преподаватель Запорожского национального технического университета

²Аспирант Запорожского национального технического университета

³Канд. физ.-мат. наук, доцент Запорожского национального технического университета

ДИФРАКЦИЯ ВОЛНЫ H_{10} В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ НА СКАЧКЕ ИМПЕДАНСА УЗКИХ СТЕНОК

На основе проекционного метода дается строгое решение задачи дифракции основной волны H_{10} на стыке регулярного и нерегулярного (узкие стенки образованы вторичными волноводами) прямоугольных волноводов. На основе численных результатов приводятся и анализируются зависимости дифракционных характеристик системы от ее параметров.

Ключевые слова: дифракция, импедансные стенки, проекционный метод, прямоугольный волновод.

ВВЕДЕНИЕ

Связь волноводов через отверстия различной формы широко используется при создании сложных волноводных узлов техники СВЧ. Примером такого соединения волноводов различного сечения через отверстия связи может быть поглощающий фильтр гармоник, описанный в [1, 2]. Расчет электрических характеристик такого фильтра весьма затруднен ввиду большого числа вспомогательных волноводов и отверстий связи. Это обстоятельство вызывает необходимость создания расчетной модели, которая позволила бы провести анализ факторов, влияющих на параметры такого рода структур. Известные до настоящего времени методы расчета поглощающих фильтров основаны на применении элементов теории цепей [2], а представленные результаты выполнены в одномодовом приближении.

В представленной работе приводится решение дисперсионного уравнения для нерегулярного волновода с импедансными узкими стенками, которое позволяет в многомодовом приближении решить задачу дифракции основной волны на скачке импеданса узких стенок. В качестве математического аппарата используется импедансный метод, развитый в работах [3, 4] и успешно применяемый для решения широкого класса задач дифракции и распространения радиоволн [5, 6]. Использование эквивалентных граничных условий импедансного типа дает возможность

заменить последовательность ответвляющихся по узкой стенке вторичных волноводов гладкой поверхностью, на которой задано граничное условие Щукина – Леонтовича, и при этом исключить из рассмотрения поле в боковых волноводах. В общем случае введенный поверхностный импеданс является комплексной величиной, что позволяет учесть потери в поглощающем фильтре.

Решение задачи дифракции проводится методом частичных областей с привлечением проекционного метода, который успешно применяется при решении самых разнообразных волноводных задач [7, 8]. Используемый нами вариант проекционного метода аналогичен развитому в работе [9], поскольку и в данном случае в качестве базисных функций, в отличие от других вариантов метода, используется полная система ортогональных функций, адекватных рассматриваемой задаче.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Рассмотрим прямоугольный волновод с идеально проводящими широкими стенками и узкими стенками, представляющими собой импеданс конечной длины l . Введем прямоугольную систему координат, начало которой совпадает с одной из вершин прямоугольника рис. 1.

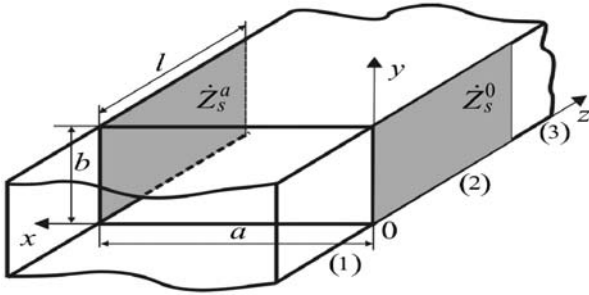


Рис. 1. Волновод с импедансными узкими стенками

Примем следующие обозначения: a – размер широкой стенки основного волновода, b – размер узкой стенки основного волновода. Считаем, что на вход волновода падает основной тип волны H_{10} .

Первоначально задача сводится к записи дисперсионного уравнения, которое позволит определить спектр возбуждаемых волн в прямоугольном волноводе с узкими импедансными стенками. Полученный набор собственных поперечных чисел и функций позволит решить дифракционную задачу и проанализировать значения коэффициентов отражения и прохождения.

Для определения постоянных распространения запишем решение уравнения Гельмгольца для данной системы (зависимость от времени в виде множителя $e^{j\omega t}$ опускается):

$$E_y = A \sin \gamma x + B \cos \gamma x, \quad (1)$$

$$H_z = \frac{j}{\omega \mu_0} (\gamma A \cos \gamma x - \gamma B \sin \gamma x), \quad (2)$$

где $\gamma = \sqrt{k^2 - \beta^2}$ – поперечное волновое число; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства; β – продольное волновое число; λ – длина волны в свободном пространстве; ω – частота волны в свободном пространстве; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума; A, B – постоянные коэффициенты.

Учитывая граничное условие Шукина – Леонтовича на узких импедансных стенках:

$$[\vec{n}, \vec{E}] = \dot{Z}_s [\vec{n}, \vec{H}], \quad (3)$$

где \vec{n} – нормаль, направленная вглубь импедансной стенки; \dot{Z}_s – в общем случае комплексный импеданс стенок, получим систему двух однородных уравнений:

$$\begin{cases} B = -j \dot{Z}_s^0 \frac{\gamma A}{\omega \mu_0}; \\ A \sin \gamma a + B \cos \gamma a = \frac{j \dot{Z}_s^a \gamma}{\omega \mu_0} (A \cos \gamma a - B \sin \gamma a), \end{cases} \quad (4)$$

где \dot{Z}_s^0, \dot{Z}_s^a – значения поверхностного импеданса при $x = 0$ и $x = a$, соответственно.

Исключив из системы (4) постоянные коэффициенты, приходим к дисперсионному уравнению вида

$$\tilde{\gamma} (\tilde{Z}_s^0 + \tilde{Z}_s^a) \cos \gamma a + j (1 + \tilde{\gamma}^2 \tilde{Z}_s^0 \tilde{Z}_s^a) \sin \gamma a = 0, \quad (5)$$

где используется следующая нормировка: $\tilde{\gamma} = \frac{\gamma}{k}$,

$\tilde{Z}_s^0 = \frac{\dot{Z}_s^0}{Z_0}, \tilde{Z}_s^a = \frac{\dot{Z}_s^a}{Z_0}; Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ – сопротивление свободного пространства.

Решение уравнения (5) позволяет определить набор поперечных собственных чисел γ_m в нерегулярном волноводе и соответствующие им продольные волновые числа

$$\beta_m = \sqrt{k^2 - \gamma_m^2},$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – номер корня.

Из системы (4) определяются собственные поперечные функции нерегулярного волновода, которые, с точностью до постоянного множителя, можно записать в виде

$$\Phi_m(x) = \sin \gamma x - j \tilde{Z}_s^0 \tilde{\gamma} \cos \gamma x. \quad (6)$$

2. СИСТЕМА ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ВОЛНОВОДА

Предположим, что на границу раздела ($Z = 0$) в положительном направлении оси Z со стороны регулярного волновода падает волна H_{10} с компонентой

$$E_y = E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-j\Gamma_1 z}, \quad (7)$$

где E_0 – амплитуда падающей волны; $\Gamma_1 = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}$ – продольное волновое число падающей волны.

Составляющие поля в различных областях волновода (рис. 1) можно записать в виде:

$$E_y^{(1)} = E_y + \sum_{m=1}^{\infty} R_m \sin \frac{m\pi x}{a} e^{j\Gamma_m z}, \quad (z \leq 0); \quad (8)$$

$$E_y^{(2)} = \sum_{m=1}^{\infty} (A_m^+ e^{-j\beta_m z} + A_m^- e^{j\beta_m(z-l)}) \Phi_m(x), \quad (0 \leq z \leq l); \quad (9)$$

$$E_y^{(3)} = \sum_{m=1}^{\infty} T_m \sin \frac{m\pi x}{a} e^{-j\Gamma_m(z-l)}, \quad (z \leq l); \quad (10)$$

где $\Gamma_m = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2}$ – продольное волновое число в регулярном волноводе; β_m – продольное волновое

число в нерегулярном волноводе; R_m, T_m, A_m^-, A_m^+ – постоянные коэффициенты.

Индексы (1), (2) и (3) обозначают соответствующие области волновода на рис. 1.

Для компоненты H_x имеем следующее представление поля:

$$H_x^{(1)} = H_x + \frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{m=1}^{\infty} \Gamma_m R_m \sin \frac{m\pi x}{a} e^{j\Gamma_m z}, \quad (z \leq 0); \quad (11)$$

$$H_x^{(2)} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_m}{\omega\mu_0} (A_m^- e^{j\beta_m(z-l)} - A_m^+ e^{-j\beta_m z}) \Phi_m(x), \quad (0 \leq z \leq l); \quad (12)$$

$$H_x^{(3)} = -\frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{m=1}^{\infty} \Gamma_m T_m \sin \frac{m\pi x}{a} e^{-j\Gamma_m(z-l)}, \quad (z \leq l). \quad (13)$$

Последовательность коэффициентов R_m и T_m подлжит определению.

Используя условие сшивания полей на границах раздела ($z = 0$ и $z = l$) регулярного и нерегулярного волноводов, приходим к следующим системам функциональных уравнений относительно искоемых коэффициентов R_m, T_m, A_m^-, A_m^+ :

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{\infty} \left(R_m \sin \frac{m\pi x}{a} - (A_m^+ + A_m^- e^{-j\beta_m l}) \Phi_m(x) \right) = -E_0 \sin \frac{\pi x}{a}; \\ \sum_{m=1}^{\infty} \left(R_m \Gamma_m \sin \frac{m\pi x}{a} + (A_m^+ + A_m^- e^{-j\beta_m l}) \beta_m \Phi_m(x) \right) = E_0 \Gamma_1 \sin \frac{\pi x}{a}, \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{\infty} \left((A_m^+ e^{-j\beta_m l} + A_m^-) \Phi_m(x) - T_m \sin \frac{m\pi x}{a} \right) = 0; \\ \sum_{m=1}^{\infty} \left((A_m^- + A_m^+ e^{-j\beta_m l}) \beta_m \Phi_m(x) + T_m \Gamma_m \sin \frac{m\pi x}{a} \right) = 0. \end{cases} \quad (15)$$

Заметим, что входящие в системы (14) и (15) координатные функции $\sin \frac{\pi m x}{a}$ образуют на интервале $[0, a]$ ортогональную систему, и для нее справедливо следующее соотношение:

$$\int_0^a \sin \frac{\pi m x}{a} \sin \frac{\pi n x}{a} dx = \frac{a}{2} \delta_{mn}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (16)$$

где δ_{mn} – символ Кронекера.

Условие (16) легко позволяет трансформировать системы функциональных уравнений (14)–(15) в бесконечную систему линейных неоднородных алгебраических уравнений второго рода:

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{\infty} (R_m \delta_{mn} - (A_m^+ + A_m^- e^{-j\beta_m l}) F_{nm}) = -E_0 \delta_{n1}; \\ \sum_{m=1}^{\infty} (R_m \Gamma_m \delta_{mn} + (A_m^+ - A_m^- e^{-j\beta_m l}) \beta_m F_{nm}) = E_0 \Gamma_1 \delta_{n1}; \\ \sum_{m=1}^{\infty} (T_m \delta_{mn} - (A_m^+ e^{-j\beta_m l} + A_m^-) F_{nm}) = 0; \\ \sum_{m=1}^{\infty} (T_m \Gamma_m \delta_{mn} + (A_m^- - A_m^+ e^{-j\beta_m l}) \beta_m F_{nm}) = 0, \end{cases} \quad (17)$$

где $F_{nm} = \frac{2}{a} \int_0^a \Phi_m(x) \sin \frac{\pi n x}{a} dx, n = 1, 2, 3, \dots$

Складывая поочередно второе уравнение с четвертым и первое с третьим в системе (17), получим:

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{\infty} ((R_m + T_m) \cdot \Gamma_m \cdot \delta_{mn} + (A_m^+ + A_m^-)(1 - e^{-j\beta_m l}) \beta_m F_{nm}) = E_0 \Gamma_1 \delta_{n1}; \\ \sum_{m=1}^{\infty} ((R_m + T_m) \cdot \delta_{mn} - (A_m^+ + A_m^-)(1 + e^{-j\beta_m l}) \cdot F_{nm}) = -E_0 \delta_{n1}. \end{cases} \quad (18)$$

Отнимая поочередно от первого уравнения третье и от второго уравнения четвертое в системе (17), получим:

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{\infty} ((R_m - T_m) \cdot \delta_{mn} + (A_m^- + A_m^+)(1 - e^{-j\beta_m l}) \cdot F_{nm}) = -E_0 \delta_{n1}; \\ \sum_{m=1}^{\infty} ((R_m - T_m) \cdot \Gamma_m \cdot \delta_{mn} - (A_m^- - A_m^+)(1 + e^{-j\beta_m l}) \beta_m F_{nm}) = E_0 \Gamma_1 \delta_{n1}. \end{cases} \quad (19)$$

Введя обозначения

$$\begin{cases} R_m + T_m = x_m; \\ R_m - T_m = y_m, \end{cases} \quad \begin{cases} A_m^+ + A_m^- = C_m; \\ A_m^- - A_m^+ = D_m, \end{cases} \quad \begin{cases} 1 - e^{-j\beta_m l} = t_m; \\ 1 + e^{-j\beta_m l} = g_m, \end{cases}$$

получим следующие системы:

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{\infty} (x_m \Gamma_m \delta_{mn} + C_m t_m \beta_m F_{nm}) = E_0 \Gamma_1 \delta_{n1}; \\ \sum_{m=1}^{\infty} (x_m \delta_{mn} - C_m g_m F_{nm}) = -E_0 \delta_{n1}, \end{cases} \quad (20)$$

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{\infty} (y_m \delta_{mn} + D_m t_m F_{nm}) = -E_0 \delta_{n1}; \\ \sum_{m=1}^{\infty} (y_m \Gamma_m \delta_{mn} - D_m g_m \beta_m F_{nm}) = E_0 \Gamma_1 \delta_{n1}, \end{cases} \quad (21)$$

которые, после исключения коэффициентов x_m и y_m , сводятся к системам уравнений относительно коэффициентов C_m и D_m :

$$\sum_{m=1}^{\infty} C_m [g_m \Gamma_n + t_m \beta_m] \cdot F_{nm} = 2E_0 \Gamma_n \delta_{n1}, \quad (n = 1, 2, 3 \dots), \quad (22)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} D_m [\Gamma_n t_m + \beta_m g_m] \cdot F_{nm} = -2E_0 \Gamma_n \delta_{n1}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (23)$$

Коэффициенты R_n и T_n определяются из следующих выражений:

$$R_n = \sum_{m=1}^{\infty} (A_m^+ + A_m^- e^{-j\beta_m l}) F_{nm} - E_0 \delta_{n1}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (24)$$

$$T_n = \sum_{m=1}^{\infty} (A_m^+ e^{-j\beta_m l} + A_m^-) F_{nm}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (25)$$

Очевидно, что матричные элементы и свободные члены систем уравнений (20) и (21) удовлетворяют условию квадратичной сходимости, так что решение последних может быть получено с любой степенью точности методом редукции [6], причем это решение единственно.

3. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Системы уравнений (20) и (21) исследовались при различных параметрах волновода: a/λ , l/a , \tilde{Z}_s^0 , \tilde{Z}_s^a . Устойчивость решения и сходимости алгоритма приводятся в табл. 1. Результаты приводятся для симметричной структуры при $\tilde{Z}_s^0 = j$, $\tilde{Z}_s^a = j$. Для оценки сходимости решения рассматриваются три значения порядка редукции $N = 3, 9, 12$.

Приведенные данные свидетельствуют о быстрой сходимости алгоритма для симметричной структуры. В случае несимметричной структуры сходимость ухудшается из-за появления четных типов волн. Некоторые результаты численного анализа исследуемой структуры изображены на рис. 2–5.

Ввиду того, что исследуемая система симметрична, в волноводе будут распространяться только нечетные моды.

Анализ численных результатов для модуля коэффициента прохождения $|T|$ основной волны H_{10} (рис. 2) показывает, что в случае индуктивного реактивного импеданса ($\tilde{Z}_s = 2j$) значение модуля коэффициента прохождения незначительно изменяется с ростом частоты. При емкостном импедансе ($\tilde{Z}_s = -2j$) с ростом

Таблица 1. Зависимость модуля коэффициента прохождения от порядка редукции

Параметры системы		Модуль коэффициента прохождения		
l/a	a/λ	$N = 3$	$N = 9$	$N = 12$
5	0,8	0,9999787	0,9997871	0,9997194
	1,2	0,9999977	0,9999955	0,9999906
10	0,8	0,9984375	0,999542	0,9996289
	1,2	0,9994745	0,9995616	0,9995853

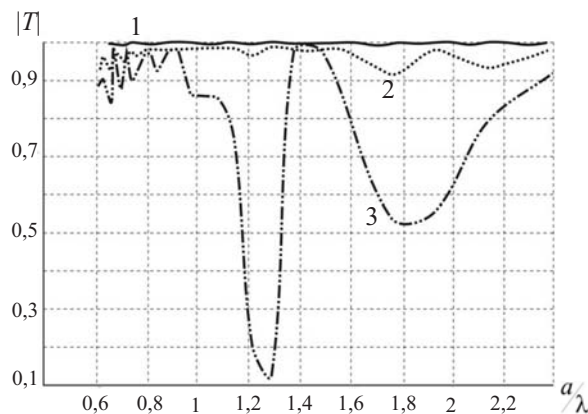


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента прохождения $|T|$ волны H_{10} от отношения a/λ

при параметрах $l/a = 10$ и $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = \tilde{Z}_s$:

кривая 1 для $\tilde{Z}_s = 0,05j$; 2 – для $\tilde{Z}_s = 2j$; 3 – для $\tilde{Z}_s = -2j$

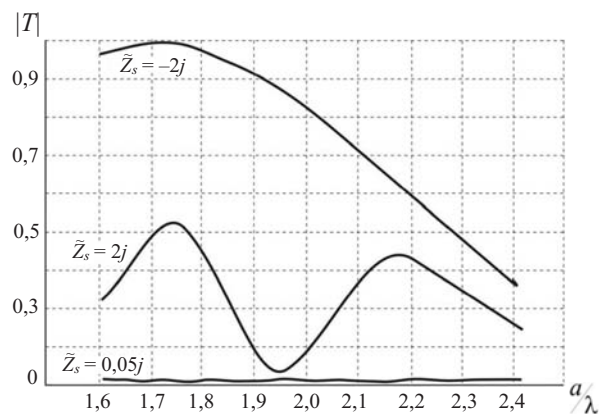


Рис. 3. Модуль коэффициента прохождения волны H_{30}

при параметрах $l/a = 10$ и $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = \tilde{Z}_s$

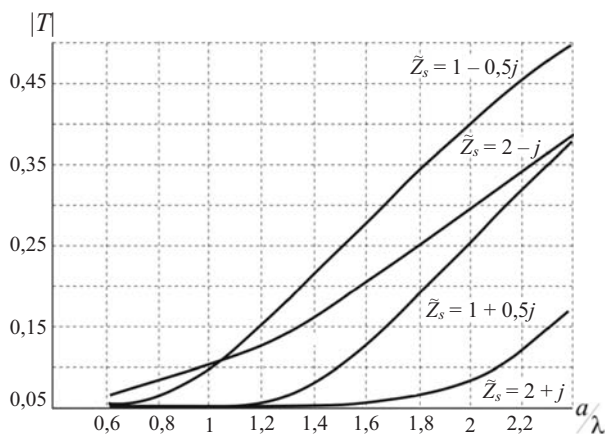


Рис. 4. Модуль коэффициента прохождения волны H_{10} при параметрах $l/a = 10$ и $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = \tilde{Z}_s$

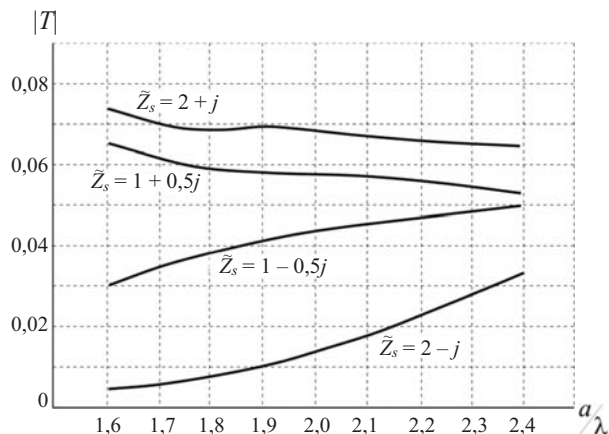


Рис. 5. Модуль коэффициента прохождения волны H_{30} при параметрах $l/a = 10$ и $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = \tilde{Z}_s$

частоты наблюдаются резонансные явления, которые связаны с перераспределением энергии между гармониками внутри нерегулярной части волновода. При импедансе $\tilde{Z}_s = 0,05j$ модуль коэффициента прохождения практически равен 1, что приближает данную структуру к регулярному волноводу (идеальные стенки) и подтверждает правильность математической модели.

На рис. 3 приводятся зависимости модуля коэффициента прохождения волны H_{30} от a/λ . Анализ зависимостей рис. 3 показывает, что при малых значениях поверхностного импеданса модуль коэффициента прохождения имеет относительно небольшие значения и практически не резонирует с ростом частоты. При $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = 2j$ наблюдаются резонансные явления, что при данном значении реактивности импеданса свидетельствует о влиянии высших типов волн. Максимальные значения модуля коэффициента прохождения волны H_{30} при $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = -2j$ свидетельствует об интенсивной трансформации волны H_{10} в волну H_{30} .

На рис. 4 представлены модули коэффициента прохождения $|T|$ основной волны H_{10} в случае, когда активная часть поверхностного импеданса не равняется нулю (узкие стенки с потерями). Анализ характеристик показывает, что с ростом частоты коэффициент прохождения также растет. Это связано со слабой трансформацией основной волны в высшие типы волн. Следует также отметить, что в случае индуктивной реактивности комплексного импеданса в диапазоне $a/\lambda = 0,6 \div 1,2$ модуль коэффициента прохождения имеет постоянное минимальное значение.

На рис. 5 представлена зависимость модуля коэффициента прохождения $|T|$ от a/λ для волны H_{30} . Из рисунка видно, что на величину коэффициента прохождения существенное влияние оказывает тип реактивности. При индуктивном характере \tilde{Z}_s модуль коэффициента прохождения $|T|$ с увеличением a/λ превышает модуль коэффициента прохождения $|T|$ при емкостной реактивности.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе методом шивания получено решение для задачи дифракции основной волны H_{10} на стыке регулярного и нерегулярного волновода. В рассмотренном варианте проекционного метода в качестве базисных функций использовались собственные функции регулярного и нерегулярного волноводов. Численное решение полученного дисперсионного уравнения позволило определить значения поперечных чисел и постоянных распространения нерегулярного волновода.

Приведенные характеристики коэффициента прохождения свидетельствуют о весомом вкладе высших типов волн в энергию поля системы, что подтверждает адекватность рассмотрения многомодового режима для такого рода структур.

В свою очередь, представленная импедансная модель поглощающего фильтра дает возможность анализировать различные апертуры вспомогательных волноводов и на основе моделирования провести оптимизацию характеристик фильтра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вольман В. И. Фильтр поглощающего типа на высоком уровне мощности / В. И. Вольман, Л. М. Логачева // Радиотехника. – 1979. – Т. 34, № 1. – С. 25–28.

2. Матей Д. Л. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи / Д. Л. Матей, Л. Янг, Е. М. Т. Джонс ; [пер. с англ. под ред. Л. В. Алексеева]. – М.: Связь, 1972. – Т. 2. – 495 с.
3. Марков Г. Т. Возбуждение электромагнитных волн / Г. Т. Марков, А. Ф. Чаплин. – М. ; Л. : Энергия, 1967. – 367 с.
4. Миллер М. А. Исследование понятия поверхностного импеданса в теории поверхностных волн (обзор) / М. А. Миллер, В. И. Таланов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1961. – Т. 4, № 5. – С. 795–830.
5. Арсеньев Е. М. Поверхностные волны над трапециевидно гофрированной поверхностью / Е. М. Арсеньев, В. А. Калошин // Журнал радиоэлектроники. – 2008. – № 4. – С. 127–135.
6. Горобец Н. Н. Приближенное решение дисперсионного уравнения для цилиндрического волновода с импедансными границами / Н. Н. Горобец, А. П. Удовенко // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, № 2. – С. 172–177.
7. Петрова Ю. Ю. Решение уравнения Гельмгольца в многосвязных волноводных областях: дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.01.03 / Петрова Юлия Юрьевна. – М., 2006. – 114 с.
8. Моденов В. П. Проекционные методы в теории волноводов / В. П. Моденов // Радиотехника и электроника (Россия). – 2005. – Т. 50, № 2. – С. 203–207.
9. Богданов Ф. Г. Дифракция волны H_{10} на симметричных диэлектрических стержнях конечной длины / Ф. Г. Богданов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1983. – Т. 26, № 2. – С. 246–250.

Надійшла 02.06.2009
Після доробки 03.09.2009

Логачова Л. М., Куцак С. В., Бондарев В. П.
ДИФРАКЦІЯ ХВИЛІ H_{10} В ПРЯМОКУТНОМУ ХВИЛЕВОДІ НА СТРИБКУ ІМПЕДАНСА ВУЗЬКИХ СТІНОК

На основі проєкційного методу дається строге рішення задачі дифракції основної хвилі H_{10} на стику регулярного і нерегулярного (вузькі стінки утворені вторинними хвилеводами) прямокутних хвилеводів. На основі чисельних результатів приводяться та аналізуються залежності дифракційних характеристик системи від її параметрів.

Ключові слова: дифракція, імпедансні стінки, проєкційний метод, прямокутний хвилевід.

Logacheva L. M., Kutsak S. V., Bondaryev V. P.
 H_{10} WAVE DIFFRACTION IN A RECTANGULAR WAVEGUIDE BY NARROW WALLS IMPEDANCE BUMP

Rigorous solution of the principal H_{10} wave diffraction problem at the joint of regular and non-regular (narrow walls are formed by secondary waveguides) rectangular waveguides has been obtained using the method of projection matching. On the basis of numerical results the dependence of the system diffraction characteristics on its parameters is determined and analyzed.

Key words: diffraction, impedance walls, method of projection matching, rectangular waveguide.

УДК 621.372.81

Самойлик С. С.¹, Бондарев В. П.²

¹Аспирант Запорозького національного технічного університета
²Канд. физ.-мат. наук, доцент Запорозького національного технічного університета

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОХОДНОГО РЕЗОНАТОРА НА ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ С ЧАСТИЧНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Расчет параметров проходного прямоугольного резонатора с частичным диэлектрическим заполнением при сильной связи выполнен методом частичных пересекающихся областей с использованием интегральных уравнений макроскопической электродинамики. Этот метод позволяет учитывать как параметры каждого из диэлектриков, такие как диэлектрическая проницаемость и тангенс угла потерь вещества, из которого изготовлена неоднородность, так и его геометрическую форму и место расположения в резонаторе. Проведенный численный анализ позволил вычислить мощности, поглощенные неоднородностями, амплитуды прошедшей через структуру и отраженной волн в зависимости от параметров сложного диэлектрического заполнения.

Ключевые слова: проходной резонатор, коэффициент отражения, коэффициент прохождения.

ВВЕДЕНИЕ

Моделированию процессов, происходящих в СВЧ резонаторах, заполненных диэлектрическим материалом, посвящены исследования [1, 2]. Обзор работ показывает, что для детального анализа наблюдаемых явлений недостаточно экспериментальных исследова-

ний, а необходимо математическое моделирование этих процессов. Одной из серьезных проблем при разработке таких устройств является трудность формирования заданных распределений поля в диэлектрическом материале, помещенном в резонатор. Наиболее предпочтительным является аналитическое решение