

Логачева Л. М.¹, Куцак С. В.², Бондарев В. П.³, Копылева Н. Ю.⁴¹Старший преподаватель Запорожского национального университета²Ассистент Запорожского национального университета³Канд. физ.-мат. наук, доцент Запорожского национального университета

ДИФРАКЦИЯ ВОЛНЫ H_{10} НА СТЫКЕ РЕГУЛЯРНОГО И НЕРЕГУЛЯРНОГО ВОЛНОВОДОВ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНОЙ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

На основе проекционного метода дается строгое решение задачи дифракции основной волны H_{10} на стыке регулярного и нерегулярного прямоугольных волноводов с диэлектрической пластиной, расположенной параллельно узким импедансным стенкам. Приводятся и анализируются зависимости дифракционных характеристик стыка волноводов от его параметров.

Ключевые слова: дифракция, диэлектрическая пластина, импедансные стенки.

ВВЕДЕНИЕ

Сочленение волноводов с различным диэлектрическим наполнением [1] является элементом ряда волноводных устройств. Представляет интерес случай, когда сочленяются регулярный и частично заполненный диэлектриком нерегулярный волновод, узкие стенки которого являются импедансными, например, образованы вторичными боковыми волноводами. Причем, в общем случае, импеданс является комплексным, что позволяет учитывать потери в стенках.

Волна H_{10} является основным типом волн, которые могут распространяться в областях по обе стороны от сочленения. Рассматриваемая дифракционная задача состоит в определении физических характеристик системы при падении на стык волны H_{10} со стороны регулярного волновода.

В настоящей работе методом сшивания [2] получено решение для задачи дифракции волны H_{10} на стыке регулярного и нерегулярного волновода, частично заполненного диэлектриком.

В настоящее время различные варианты проекционных методов успешно применяются для решения самых разнообразных волноводных задач. Предложенный вариант проекционного метода является аналогичным тому, который развит в работе [3], поскольку и в данном случае в качестве базисных функций, в отличие от других вариантов метода, используются собственные функции регулярного и нерегулярного волноводов, которые сшиваются на стыке этих волноводов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Рассмотрим прямоугольный волновод с диэлектрической пластиной толщиной h с относительными проницаемостями $\epsilon_r > 1$ и $\mu_r = 1$. Пластина расположена параллельно узким импедансным стенкам и полностью заполняет высоту волновода вдоль оси y (рис. 1). Отметим, что длина импедансных стенок и диэлектрической пластины совпадает и имеет конечную длину l . Введем

прямоугольную систему координат, начало которой совпадает с одной из вершин прямоугольника. Примем следующие обозначения: a – размер широкой стенки основного волновода, d – расстояние от начала координат до диэлектрической пластины. Полагаем, что на пластину со стороны генератора падает волна H_{10} .

Здесь и в дальнейшем предполагается зависимость от времени в виде множителя $e^{j\omega t}$, который в дальнейшем опускается. Решая уравнение Гельмгольца [4] для данной системы относительно E_y компоненты, определяем составляющие поля в различных областях волновода.

В области $x \leq d$ (справа от диэлектрической пластины)

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

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

где $\gamma = \sqrt{k^2 - \beta^2}$ – поперечное волновое число для областей справа и слева от диэлектрической пластины; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число свободного пространства; β – продольное волновое число; λ – длина волны в свободном пространстве.

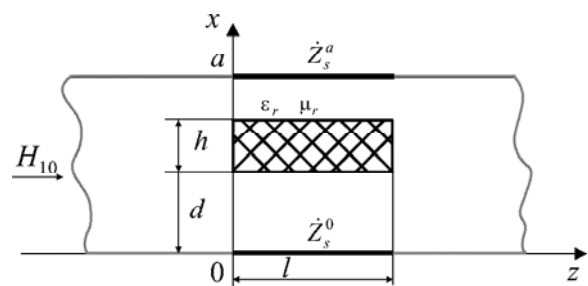


Рис. 1. Сечение волновода в плоскости $y = 0$

В области $d < x < d + h$ (внутри диэлектрической пластины)

$$E_y = C \sin \alpha(x-d) + D \cos \alpha(x-d), \quad (3)$$

$$H_z = \frac{j\alpha}{\omega\mu_0} (C \cos \alpha(x-d) - D \sin \alpha(x-d)), \quad (4)$$

где $\alpha = \sqrt{\epsilon k^2 - \beta^2}$ – поперечное волновое число для областей справа и слева от диэлектрической пластины.

В области $d + h < x < a$ (слева от диэлектрической пластины)

$$E_y = E \sin \gamma(a-x) + F \cos \gamma(a-x), \quad (5)$$

$$H_z = \frac{j\gamma}{\omega\mu_0} (-E \cos \gamma(a-x) + F \sin \gamma(a-x)). \quad (6)$$

В выражениях (1)–(6) A, B, C, D, E, F – постоянные коэффициенты.

Приравниваем тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей на границах раздела сред из выражений (1)–(6) и учитываем граничное условие Леонтовича [5] на узких импедансных стенках:

$$[\vec{n}, \vec{E}] = \dot{Z}_s [\vec{n}, \vec{H}], \quad (7)$$

где \vec{n} – нормаль, направленная вглубь импедансной стенки; \dot{Z}_s – в общем случае комплексный импеданс стенок. В итоге получаем систему шести однородных уравнений. Исключая из этой системы постоянные коэффициенты, приходим к дисперсионному уравнению, из которого вычисляется продольное волновое число:

$$\begin{aligned} & \tilde{\gamma} (\cos \gamma L + j \tilde{Z}_s^a \gamma \sin \gamma L) (\tilde{\alpha} (j \tilde{Z}_s^0 \tilde{\gamma} \cos \gamma d - \sin \gamma d) \cos \alpha h - \\ & - \tilde{\gamma} (\cos \gamma d + j \tilde{Z}_s^0 \tilde{\gamma} \sin \gamma d) \sin \alpha h) - \tilde{\alpha} (\sin \gamma L - j \tilde{Z}_s^a \tilde{\gamma} \cos \gamma L) \times \\ & \times (\tilde{\gamma} (\cos \gamma d + j \tilde{Z}_s^0 \tilde{\gamma} \sin \gamma d) \cos \alpha h + \tilde{\alpha} (j \tilde{Z}_s^0 \tilde{\gamma} \cos \gamma d - \sin \gamma d) \sin \alpha h) = 0, \quad (8) \end{aligned}$$

где $\tilde{\gamma} = \frac{\gamma}{k}$, $\tilde{\alpha} = \frac{\alpha}{k}$, $\tilde{Z}_s^0 = \frac{\dot{Z}_s^0}{Z_0}$, $\tilde{Z}_s^a = \frac{\dot{Z}_s^a}{Z_0}$, $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ – сопротивление свободного пространства; $L = a - d - h$; \dot{Z}_s^0, \dot{Z}_s^a – поверхностные импедансы при $x = 0$ и $x = a$ соответственно.

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:

$$E_y = E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-j\Gamma_1 z}. \quad (9)$$

Составляющие поля в различных областях волновода можно записать в виде:

$$E_y^{(1)} = E_y + \sum_{m=1}^{\infty} R_m \sin \frac{m\pi x}{a} e^{j\Gamma_m z} \quad (z \leq 0); \quad (10)$$

$$E_y^{(2)} = \sum_{m=1}^{\infty} (A_m^+ e^{-j\beta_m z} + A_m^- e^{j\beta_m(z-l)}) \Phi_m(x) \quad (0 \leq z \leq l); \quad (11)$$

$$E_y^{(3)} = \sum_{m=1}^{\infty} T_m \sin \frac{m\pi x}{a} e^{-j\Gamma_m(z-l)} \quad (z \geq l); \quad (12)$$

$$(\text{Im} \Gamma_m < 0, \text{Im} \beta_m < 0).$$

Для компоненты H_x имеем следующее представление поля:

$$H_x = -\frac{\Gamma_1}{\omega\mu_0} E_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\Gamma_1 z}; \quad (13)$$

$$H_x^{(1)} = H_x + \frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{m=1}^{\infty} \Gamma_m R_m \sin \frac{m\pi x}{a} e^{j\Gamma_m z} \quad (z \leq 0); \quad (14)$$

$$H_x^{(2)} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\beta_m}{\omega\mu_0} (A_m^- e^{j\beta_m(z-l)} - A_m^+ e^{-j\beta_m z}) \Phi_m(x) \quad (0 \leq z \leq l); \quad (15)$$

$$H_x^{(3)} = -\frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{m=1}^{\infty} \Gamma_m T_m \sin \frac{m\pi x}{a} e^{-j\Gamma_m(z-l)} \quad (z \geq l); \quad (16)$$

$$(\text{Im} \Gamma_m < 0, \text{Im} \beta_m < 0),$$

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, являющееся решением уравнения (8); E_0 – амплитуда падающей волны; Φ_m – собственные функции нерегулярного волновода.

Собственную функцию нерегулярного волновода, используя уравнения (1)–(6), можно представить в виде:

$$\Phi_m(x) = \begin{cases} \sin \gamma_m x - j \tilde{Z}_s^0 \tilde{\gamma}_m \cos \gamma_m x & 0 \leq x \leq d, \\ K_m' \sin \alpha_m(x-d) + K_m'' \cos \alpha_m(x-d) & d \leq x \leq d+h, \\ \frac{K_m' \sin \alpha_m h + K_m'' \cos \alpha_m h}{\sin \gamma_m L - j \tilde{\gamma}_m \tilde{Z}_s^a \cos \gamma_m L} \sin \gamma_m(a-x) - \\ - \frac{j \tilde{\gamma}_m \tilde{Z}_s^a}{\sin \gamma_m L - j \tilde{\gamma}_m \tilde{Z}_s^a \cos \gamma_m L} \frac{K_m' \sin \alpha_m h + K_m'' \cos \alpha_m h}{\sin \gamma_m(a-x)} \cos \gamma_m(a-x) & d+h \leq x \leq a. \end{cases} \quad (17)$$

где $K_m' = \frac{\tilde{\gamma}_m}{\tilde{\alpha}_m} \cos \gamma_m d + j \frac{\tilde{\gamma}_m}{\tilde{\alpha}_m} \tilde{Z}_s^0 \sin \gamma_m d$, $K_m'' = \sin \gamma_m d - j \tilde{Z}_s^0 \tilde{\gamma}_m \cos \gamma_m d$,

$$\gamma_m = \sqrt{k^2 - \beta_m^2}, \quad \alpha_m = \sqrt{\epsilon k^2 - \beta_m^2}, \quad \tilde{\gamma}_m = \frac{\gamma_m}{k}, \quad \tilde{\alpha}_m = \frac{\alpha_m}{k}.$$

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{m=1}^{\infty} \left(R_m \sin \frac{m\pi}{a} x - (A_m^+ + A_m^- e^{-j\beta_m l}) \times \right. \\ \left. \times \Phi_m(x) \right) = -E_0 \sin \frac{\pi x}{a}, \\ \sum_{m=1}^{\infty} \left(R_m \Gamma_m \sin \frac{m\pi}{a} x + (A_m^+ - A_m^- e^{-j\beta_m l}) \times \right. \\ \left. \times \beta_m \Phi_m(x) \right) = E_0 \Gamma_1 \sin \frac{\pi x}{a}, \end{array} \right. \quad (18)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{m=1}^{\infty} \left((A_m^+ e^{-j\beta_m l} + A_m^-) \Phi_m(x) - \right. \\ \left. - T_m \sin \frac{m\pi}{a} x \right) = 0, \\ \sum_{m=1}^{\infty} \left((A_m^- - A_m^+ e^{-j\beta_m l}) \cdot \beta_m \Phi_m(x) + \right. \\ \left. + T_m \Gamma_m \sin \frac{m\pi}{a} x \right) = 0. \end{array} \right. \quad (19)$$

Заметим, что входящие в системы (18) и (19) координатные функции $\sin \frac{\pi m x}{a}$ образует на интервале $[0, a]$ ортогональную систему, и для нее справедливо следующее соотношение:

$$\int_0^a \sin \frac{\pi m x}{a} \sin \frac{\pi n x}{a} dx = \frac{a}{2} \delta_{mn}, \quad (20)$$

где δ_{mn} – символ Кронекера.

Условие (20) легко позволяет трансформировать системы функциональных уравнений (18)–(19) в бесконечную систему линейных неоднородных алгебраических уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{m=1}^{\infty} \left(R_m \delta_{mn} - (A_m^+ + A_m^- e^{-j\beta_m l}) F_{nm} \right) = -E_0 \delta_{n1}, \\ \sum_{m=1}^{\infty} \left(R_m \Gamma_m \delta_{mn} + (A_m^+ - A_m^- e^{-j\beta_m l}) \beta_m F_{nm} \right) = \\ = E_0 \Gamma_1 \delta_{n1}, \\ \sum_{m=1}^{\infty} \left(T_m \delta_{mn} - (A_m^+ e^{-j\beta_m l} + A_m^-) F_{nm} \right) = 0, \\ \sum_{m=1}^{\infty} \left(T_m \Gamma_m \delta_{mn} + (A_m^- - A_m^+ e^{-j\beta_m l}) \beta_m F_{nm} \right) = 0, \end{array} \right. \quad (21)$$

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

Складывая поочередно второе уравнение с четвертым и первое с третьим в системе (21), получим:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{m=1}^{\infty} \left((R_m + T_m) \cdot \Gamma_m \cdot \delta_{mn} + \right. \\ \left. + (A_m^+ + A_m^-) (1 - e^{-j\beta_m l}) \beta_m F_{nm} \right) = E_0 \Gamma_1 \delta_{1n}, \\ \sum_{m=1}^{\infty} \left((R_m + T_m) \cdot \delta_{mn} - \right. \\ \left. - (A_m^+ + A_m^-) (1 + e^{-j\beta_m l}) \cdot F_{nm} \right) = -E_0 \delta_{1n}. \end{array} \right. \quad (22)$$

Отнимая поочередно от первого уравнения третье и от второго уравнения четвертое в системе (21), получим:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{m=1}^{\infty} \left((R_m - T_m) \cdot \delta_{mn} + \right. \\ \left. + (A_m^- - A_m^+) (1 - e^{-j\beta_m l}) \cdot F_{nm} \right) = -E_0 \delta_{1n}, \\ \sum_{m=1}^{\infty} \left((R_m - T_m) \cdot \Gamma_m \cdot \delta_{mn} - \right. \\ \left. - (A_m^- - A_m^+) (1 + e^{-j\beta_m l}) \beta_m F_{nm} \right) = E_0 \Gamma_1 \delta_{1n}. \end{array} \right. \quad (23)$$

Полагая, что:

$$\left\{ \begin{array}{l} R_m + T_m = x_m, \\ R_m - T_m = y_m, \end{array} \right. \quad (24)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_m^+ + A_m^- = C_m, \\ A_m^- - A_m^+ = D_m, \end{array} \right. \quad (25)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 - e^{-j\beta_m l} = t_m, \\ 1 + e^{-j\beta_m l} = g_m, \end{array} \right. \quad (26)$$

получим следующие системы:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{m=1}^{\infty} (x_m \Gamma_m \delta_{mn} + C_m t_m \beta_m F_{nm}) = E_0 \Gamma_1 \delta_{1n}, \\ \sum_{m=1}^{\infty} (x_m \delta_{mn} - C_m g_m F_{nm}) = -E_0 \delta_{1n}, \end{array} \right. \quad (27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{m=1}^{\infty} (y_m \delta_{mn} + D_m t_m F_{nm}) = -E_0 \delta_{1n}, \\ \sum_{m=1}^{\infty} (y_m \Gamma_m \delta_{mn} - D_m g_m \beta_m F_{nm}) = E_0 \Gamma_1 \delta_{1n}, \end{array} \right. \quad (28)$$

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

$$\sum_{m=1}^{\infty} C_m [g_m \Gamma_n + t_m \beta_m] \cdot F_{nm} = 2E_0 \Gamma_n \delta_{1n}, (n = 1, 2, 3, \dots); \quad (29)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} D_m [\Gamma_n t_m + \beta_m g_m] \cdot F_{nm} = -2E_0 \Gamma_n \delta_{1n}, (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (30)$$

Коэффициенты R_n и T_n определяются из следующих выражений:

$$R_n = \sum_{m=1}^{\infty} (A_m^+ + A_m^- e^{-j\beta_m l}) F_{nm} - E_0 \delta_{n1}, (n = 1, 2, 3, \dots); \quad (31)$$

$$T_n = \sum_{m=1}^{\infty} (A_m^+ e^{-j\beta_m l} + A_m^-) F_{nm}, (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (32)$$

3. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Системы уравнений (29) и (30) исследовались на ЭВМ в среде Turbo Pascal [7] при различных параметрах волновода: $s = h/a, q = a/\lambda, l/a, \epsilon_r, \tilde{Z}_s^0, \tilde{Z}_s^a$. Устойчивость решения и сходимости алгоритма приводятся в табл. 1. Результаты приводятся для симметричной структуры при: $s = 0,5, d/a = 0,25, \tilde{Z}_s^0 = 2j, \tilde{Z}_s^a = 2j, \epsilon_r = 2,1$ (тефлон) и $\epsilon_r = 4$ (стекло). Для оценки сходимости решения рассматриваются три значения порядка редукции $N = 3, 5, 7$.

Приведенные данные свидетельствуют о быстрой сходимости алгоритма для симметричной структуры. В случае несимметричной структуры сходимость ухудшается из-за появления четных типов волн, при этом удовлетворительная сходимость достигается при порядке редукции $N = 9-13$. Некоторые результаты численного анализа исследуемой структуры изображены на рис. 2-7.

Анализ численных результатов для модуля коэффициента прохождения основной волны $|T_1|$ показывает, что в случае реактивного импеданса (рис. 2, 3) с ростом коэффициента заполнения наблюдаются резонансные явления в волноводе, которые вызваны перераспределением энергии между волнами внутри волновода с диэ-

лектриком. Следует также отметить, что с увеличением толщины диэлектрической пластины глубина резонансов уменьшается. Число резонансов возрастает с ростом параметров $\epsilon_r, q, l/a$. Это связано с возбуждением в нерегулярной части волновода высших типов волн и с увеличением размеров резонансной части диэлектрической пластины. Следует также отметить, что возникновение высших типов волн приводит к ухудшению сходимости результатов.

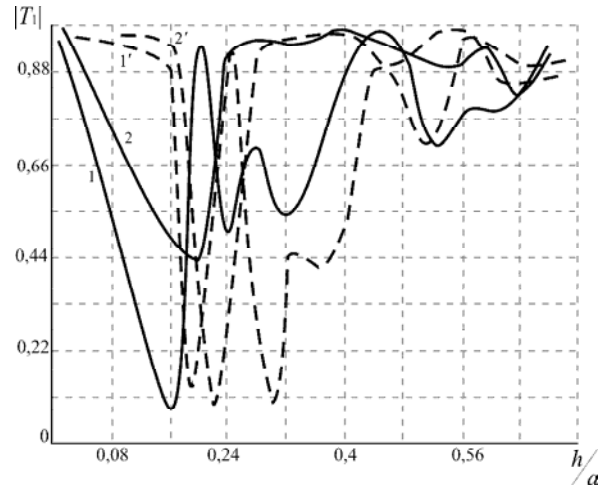


Рис. 2. Модуль коэффициента прохождения волны H_{10} при параметрах $\epsilon_r = 2,1$ и $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = 2j: 1 - a/l = 0,8, l/a = 5; 2 - a/\lambda = 1,2, l/a = 5; 1' - a/\lambda = 0,8, l/a = 10; 2' - a/\lambda = 1,2, l/a = 10$

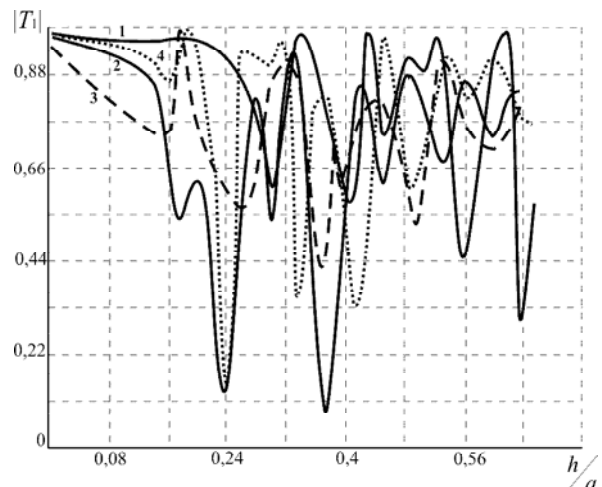


Рис. 3. Модуль коэффициента прохождения волны H_{10} при параметрах $\epsilon_r = 4$ и $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = 2j: 1 - a/\lambda = 0,8, l/a = 5; 2 - a/\lambda = 1,2, l/a = 5; 3 - a/\lambda = 0,8, l/a = 10; 4 - a/\lambda = 1,2, l/a = 10$

Таблица 1. Зависимость модуля коэффициента прохождения от порядка редукции

Параметры системы			Модуль коэффициента прохождения		
l/a	ϵ_r	q	$N=3$	$N=5$	$N=7$
0,5	2,1	1,2	0,9252647	0,9151299	0,9151103
		1,6	0,8975327	0,8834627	0,8834479
	4	1,2	0,9524912	0,9423818	0,9423265
		1,6	0,7843912	0,7772802	0,7772375
1,0	2,1	1,2	0,9123826	0,9092834	0,9091192
		1,6	0,8012354	0,7913456	0,7912562
	4	1,2	0,9011234	0,8907234	0,8905412
		1,6	0,7144923	0,7094896	0,7095659

На рис. 4, 5 представлены зависимости модуля коэффициента прохождения основной волны $|T_1|$ от коэффициента заполнения h/d в случае, когда активная часть поверхностного импеданса не равняется нулю (узкие стенки с потерями).

Анализ результатов для стенок с потерями показывает, что в такой структуре слабо выражены резонансные явления (рис. 4). Резонансные явления усиливаются с ростом параметров $\epsilon_r, q, l/a$ (рис. 5).

Следует также отметить, что с увеличением коэффициента заполнения наблюдается увеличение модуля коэффициента прохождения, что связано со слабой трансформацией основной волны H_{10} в волны высших типов.

Зависимость модуля коэффициента прохождения от параметра q (рис. 6) показывает, что в случае реактив-

ных импедансов наблюдаются резонансные явления характерные для такой структуры. С ростом параметра q (до определенного значения) число резонансов увеличивается, а их глубина уменьшается. Это связано с возбуждением высших типов.

На рис. 7 приведена зависимость модуля коэффициента прохождения $|T|$ волн H_{10} и H_{20} от параметра q в случае, когда активная часть поверхностного импеданса не равняется нулю (узкие стенки с потерями).

Зависимости на рис. 7 показывают, что для стенок с потерями слабо выражены резонансные явления. Следует также отметить, что с ростом параметра q наблюдается увеличение модуля коэффициента прохождения. Это связано со слабой трансформацией основной волны H_{10} в волны высших типов.

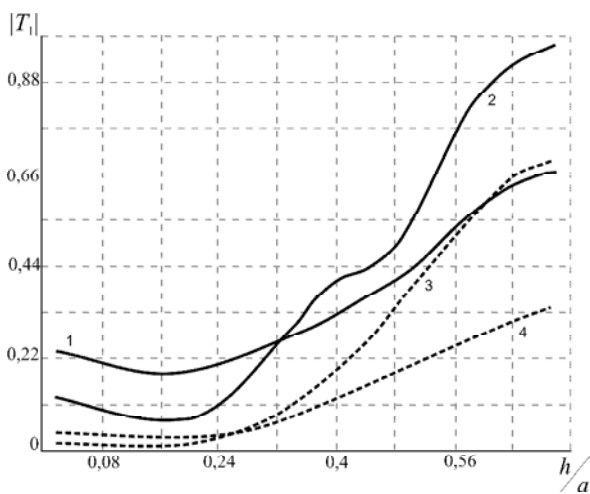


Рис. 4. Модуль коэффициента прохождения волны H_{10} при параметрах $\epsilon_r = 2,1$ и $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = 2 - 2j$: 1 - $a/\lambda = 0,8, l/a = 5$; 2 - $a/\lambda = 1,2, l/a = 5$; 3 - $a/\lambda = 0,8, l/a = 10$; 4 - $a/\lambda = 1,2, l/a = 10$

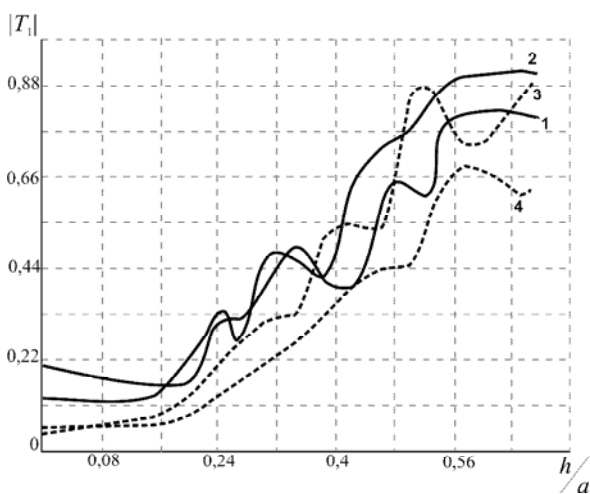


Рис. 5. Модуль коэффициента прохождения волны H_{10} при параметрах $\epsilon_r = 4$ и $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = 2 - 2j$: 1 - $q = 0,8, l/a = 5$; 2 - $q = 1,2, l/a = 5$; 3 - $q = 0,8, l/a = 10$; 4 - $q = 1,2, l/a = 10$

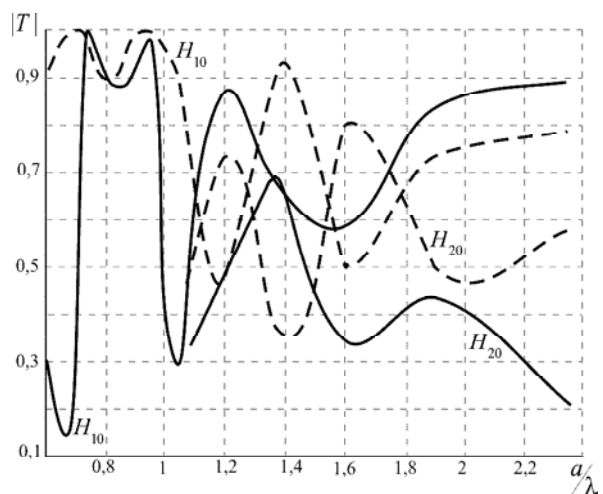


Рис. 6. Модуль коэффициента прохождения волн H_{10} и H_{20} при параметрах $\epsilon_r = 2,1, l/a = 10, s = 0,1, L = 0$: сплошная линия $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = -2j$; штриховая линия - $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = 2j$

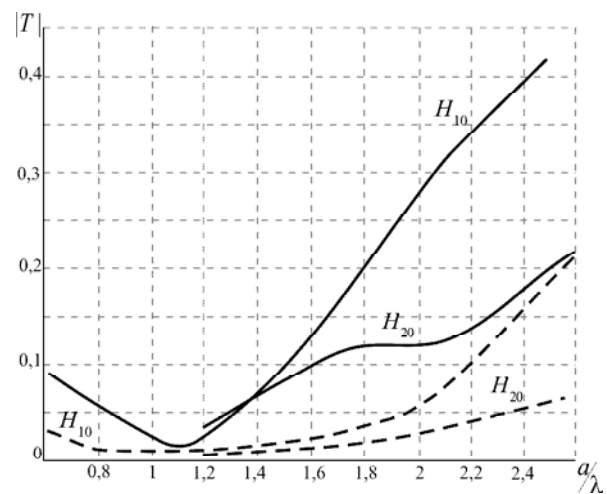


Рис. 7. Модуль коэффициента прохождения волн H_{10} и H_{20} при параметрах $\epsilon_r = 2,1, l/a = 10, s = 0,1, L = 0$: сплошная линия $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = 2 + 2j$; штриховая линия - $\tilde{Z}_s^0 = \tilde{Z}_s^a = 2 - 2j$

ВЫВОДЫ

В настоящей работе методом сшивания получено решение задачи о дифракции основной волны H_{10} на стыке регулярного и нерегулярного волновода, частично заполненного диэлектриком.

В результате численного решения получены значения поперечных чисел и постоянных распространения нерегулярного волновода, частично заполненного диэлектриком, которые при комплексном импедансе являются также комплексными, что позволяет учитывать потери в стенках. Численные результаты показали, что в данной структуре могут распространяться как объемные, так и поверхностные диэлектрические волны.

Решение системы алгебраических уравнений позволило вычислить коэффициенты отражения и прохождение, и установить их особенности при изменении величины и реактивности импеданса стенок, а также параметров диэлектрической пластины (диэлектрической проницаемости и коэффициента заполнения). Анализ численных результатов показал, что наличие диэлектрической пластины в волноводе приводит к смещению поля волны в область диэлектрика, что в случае расположения пластины возле узкой импедансной станики приводит к увеличению затухания волны в десятки раз по сравнению с другими вариантами размещения пластины. Также интересной особенностью рассмотренной структуры есть то, что с увеличением параметра q при небольших значениях ε_r наблюдается трансформация объемных диэлектрических волн в поверхностные диэлектрические волны, что в свою очередь отмечается практически отсутствием резонансных явлений в волноводе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бергер, М. Н. Прямоугольные волноводы с диэлектриком [Текст] / М. Н. Бергер, Б. Ю. Капилевич. – М. : Сов. радио, 1973. – 256 с.
2. Богданов, Ф. Г. Дифракция волны H_{10} на диэлектрической ступеньке [Текст] / Ф. Г. Богданов, Г. Ш. Кеванишвили // Изв. вузов. Радиофизика. – 1980. – Т. 23, № 2. – С. 213–218.
3. Богданов, Ф. Г. Дифракция волны H_{10} на симметричных диэлектрических стержнях конечной длины [Текст] / Ф. Г. Богданов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1983. – Т. 26, № 2. – С. 246–250.
4. Кисунько, Г. В. Электродинамика полых систем [Текст] / Г. В. Кисунько. – Л. : Изд-во ВКАС, 1949. – 426 с.
5. Леонтович, М. А. О приближенных граничных условиях для электромагнитного поля на поверхности хорошо проводящих тел [Текст] / М. А. Леонтович // Исследования по распространению радиоволн. – М.-Л. : АН СССР. – 1948. – С. 5–12.
6. Шестопалов, В. П. Дифракция волн на решетках [Текст] / В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко, С. М. Масалов, В. Г. Сологуб. – Харьков : Изд-во ХГУ, 1973. – 245 с.
7. Немнюгин, С. А. Turbo Pascal. Программирование на языке высокого уровня [Текст] / С. А. Немнюгин. – С. Пб. : Питер, 2004. – 544 с.

Стаття надійшла до редакції 20.08.2012.

Після доробки 29.08.2012.

Логачова Л. М., Куцак С. В., Бондарев В. П., Копильова Н. Ю. ДИФРАКЦИЯ ХВИЛИ H_{10} НА СТИКУ РЕГУЛЯРНОГО І НЕРЕГУЛЯРНОГО ХВИЛЕВОДІВ З ДІЕЛЕКТРИЧНОЮ ПЛАСТИНОЮ СКИНЧЕННОЇ ДОВЖИНИ

На основі проєкційного методу дається строгий розв'язок задачі дифракції основної хвилі H_{10} на стику регулярного і нерегулярного прямокутних хвилеводів з діелектричною пластиною, розташованою паралельно вузьким імпедансним стінкам. Приводяться та аналізуються залежності дифракційних характеристик стику хвилеводів від його параметрів.

Ключові слова: дифракція, діелектрична пластина, імпедансні стінки.

Logachova L. M., Kutsak S. V., Bondaryev V. P., Kopyleva N. Y. H_{10} WAVE DIFFRACTION ON A JOINT OF REGULAR AND NON-REGULAR WAVEGUIDES WITH DIELECTRIC PLATE OF FINITE LENGTH

On the basis of the projection method the rigorous solution of the basic wave H_{10} diffraction problem on a joint of a regular and non-regular waveguides with a dielectric plate placed parallel to narrow impedance walls is presented. The problem is solved by the method of partial areas. For each of three dedicated areas subject to boundary conditions on the waveguide walls solution of Helmholtz equation is put down in the form of cross-section eigenfunction. For a non-regular area including impedance walls and a dielectric plate the solution of Helmholtz equation leads to a dispersion equation from which the propagation constants in the area under investigation is determined. Meanwhile, the influence of the impedance walls is considered by means of the Leontovich boundary conditions.

The matching of tangential components of the electromagnetic field on the partition boundary of the considered areas allowed obtaining the system of functional equations. The orthogonality of eigenfunctions in the waveguides cross-section enabled to transform the system of functional equations into the infinite system of linear inhomogeneous algebraic equations in regard to the fields' unknown amplitudes.

The received algebraic equations system is solved numerically. The dependences of diffraction performances of the waveguide joints in the wide range of its parameters' variations are given and analyzed.

Key words: diffraction, dielectric plate, impedance walls, rectangular waveguide.

REFERENCES

1. Berger M. N., Kapilevich B. Yu. Pryamougol'ny'e volnovody' s die'lektrikom. Moscow, Sovetskoe Radio, 1973, 256 p.
2. Bogdanov F. G., Kevanishvili G. Sh. Difrakziya volny' H_{10} na die'lektricheskoy stupen'ke. *Izvestiya vuzov, Radiofizika*, 1980, Vol. 23, No. 2, pp. 213–218.
3. Bogdanov F. G. Difrakziya volny' H_{10} na simmetrichny'x die'lektricheskix sterzhnyax konechnoy dliny'. *Izvestiya vuzov, Radiofizika*, 1983, Vol. 26, No. 2, pp. 246–250.
4. Kisun'ko G. V. E'lektrodinamika poly'x system. Leningrad, Izdatel'stvo VKAS, 1949, 426 p.
5. Leontovich M. A. O priblizhyonny'x granichny'x usloviyax dlya e'lektromagnitnogo polya na poverxnosti xorosho provodimy'x tel. *Issledovaniya po rasprostraneniyu radiovoln*. Moscow – Leningrad, Academy of Sciences USSR, 1948, pp. 5–12.
6. Shestopalov V. P., Litvinenko L. N., Masalov S. M., Sologub V. G. Difrakziya voln na reshyotkax. Kharkov, Izdatel'stvo Kharkov State University, 1973, 245 p.
7. Nemnyugin S. A. Turbo Pascal. Programmirovanie na yazy'ke vy'sokogo urovnya. St. Petersburg, Piter, 2004, 544 p.