

УДК 621.372.85

## КОАКСИАЛЬНО-ВОЛНОВОДНЫЙ ПЕРЕХОД ПУГОВИЧНОГО ТИПА

В. М. Буторин

Методом парциальных задач решена трехмерная векторная краевая задача о коаксиально-волноводном переходе пуговичного типа. Получены системы уравнений для вычисления коэффициентов трансформации цилиндрических гармоник на сочленении коаксиальной и радиальной линий. Исследована численная устойчивость этих систем в зависимости от закона распределения узлов коллокаций. Построена шестиполосная эквивалентная схема и изучено поведение ее параметров в зависимости от геометрических размеров и длины волны.

Коаксиально-волноводный переход пуговичного типа используется в широкополосных детекторных секциях, боллометрах, в элементах связи волновода и интегральных линий передачи и т.п. [1, 2]. Несмотря на широкое применение данного СВЧ узла до настоящего времени отсутствует электродинамический метод его расчета. Это приводит к необходимости проведения большого числа трудоемких экспериментальных исследований в процессе оптимизации устройств на основе рассматриваемого перехода.

Для решения трехмерной векторной краевой задачи о коаксиально-волноводном переходе пуговичного типа используем метод парциальных задач, развитый для расчета цилиндрических неоднородностей в прямоугольном волноводе [3, 4]. Вначале решим двумерные векторные задачи и определим коэффициенты трансформации цилиндрических волн на  $T$ -сочленении коаксиальной линии, имеющей скачкообразное расширение центрального проводника, и радиальной линии той же высоты, что и прямоугольный волновод. Затем эти коэффициенты используем в качестве констант при решении волноводной задачи.

# 1. Т-сочленение коаксиальной и радиальной линий пуговичного типа.

## Основные соотношения

Пусть имеется электродинамическая система в виде Т-сочленения коаксиальной линии, имеющей радиус внешнего проводника  $a$  и внутреннего проводника  $b$ , с прямоугольным волноводом шириной  $c$  и высотой  $d$ . Внутренний проводник коаксиальной линии имеет на конце скачкообразное расширение его радиуса  $e$ , длиной  $h$  (рис. 1). Уберем боковые стенки волновода, а нижнюю и верхнюю стенки продлим до бесконечности. В результате получим Т-сочленение коаксиальной и радиальной линий пуговичного типа (рис. 2).

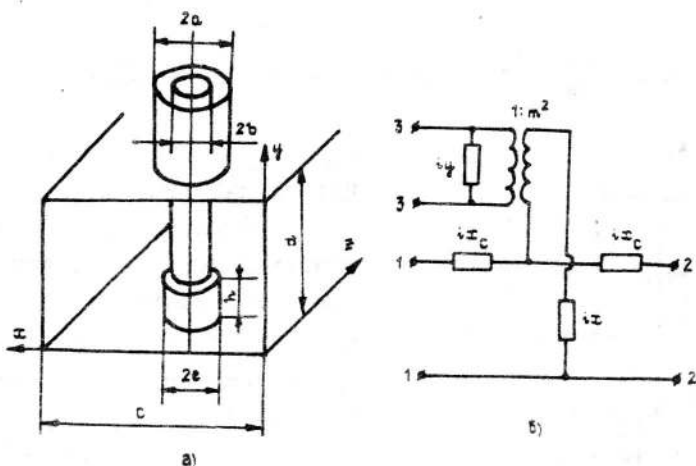


Рис. 1.

Коаксиально-волноводный переход пуговичного типа (а) и его эквивалентная схема (б).

Всю область пространства, в которой необходимо найти решение граничной задачи, разделим на три области: область регулярной радиальной линии (область I), область в окрестности металлического проводника радиуса  $b$ , включая область регулярной коаксиальной линии (область II) и область в окрестности металлического проводника радиуса  $e$  (область III). Металлические поверхности будем считать идеально проводящими, диссипативные потери электромагнитной энергии можно учесть методом возмущений. С учетом осевой симметрии системы при ее возбуждении полем с зависимостью от времени в виде  $\exp(-i\omega t)$  и угла  $\varphi$  в виде  $\exp(im\varphi)$  возбуждаемые поля будут иметь ту же зависимость.

В области I можно записать следующие выражения для вертикальных составляющих электромагнитного поля:

$$E_y^i = X_{ms} \alpha_m(k_s r) \cos \frac{s\pi}{d} y + \sum_{n=0}^{\infty} X_{mns} \zeta_m(k_n r) \cos \frac{n\pi}{d} y, \quad (1)$$

$$H_y^i = \frac{\partial^2 / \partial y^2 + k_0^2}{k_0^2 Z_0} \left[ Y_{ms} \alpha_m(k_s r) \sin \frac{s\pi}{d} y + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{mns} \zeta_m(k_n r) \sin \frac{n\pi}{d} y \right],$$

где

$$\alpha_m(k_s r) = \begin{cases} \frac{J_m(k_0 r)}{J_m(k_0 a)}, & s = 0 \\ \frac{I_m(k_s r)}{I_m(k_s a)}, & s \neq 0 \end{cases}, \quad \zeta_m(k_n r) = \begin{cases} \frac{N_m(k_n r)}{N_m(k_n a)}, & n = 0 \\ \frac{K_m(k_n r)}{K_m(k_n a)}, & n \neq 0 \end{cases}, \quad (2)$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}, \quad k_s^2 = (s\pi/d)^2 - k_0^2, \quad Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0},$$

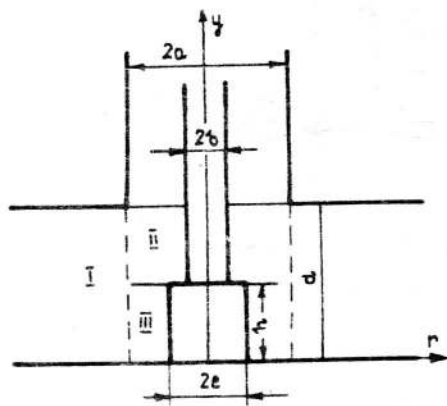


Рис. 2.

Сочленение пуговичного типа радиальной и коаксиальной линий.

$X_{ms}$ ,  $Y_{ms}$  - амплитуды возбуждающих цилиндрических волн,  $X_{mns}$  и  $Y_{mns}$  - неизвестные амплитуды возбужденных цилиндрических волн,  $\omega$  - круговая частота,  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  - диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства,  $J_m$ ,  $N_m$ ,  $I_m$ ,  $K_m$  - цилиндрические функции. Наличие оператора  $(\partial^2 / \partial y^2 + k_0^2)$  в выражении для магнитной составляющей электромагнитного поля (1) обусловлено тем, что в итоге будет получена и решена система интегродифференциальных уравнений (см., например, [3]).

Выразим неизвестные коэффициенты  $X_{mns}$  и  $Y_{mns}$  через  $E_y = f(y)$  и  $E_\varphi = i\xi(y)$  составляющие электромагнитного поля на цилиндрической поверхности ( $r = a$ ,  $0 \leq y \leq d$ ) с помощью следующих соотношений:

$$X_{mns} = \frac{2}{(1 + \delta_n^0) d} \int_0^d f(\zeta) \cos \frac{n\pi}{d} \zeta d\zeta - \delta_n^s X_{mns},$$

$$Y_{mns} = - \frac{k_n^2}{k_0^2 \zeta_m'(k_n r)} \left\{ \frac{2}{d} \int_0^d \xi(\zeta) \sin \frac{n\pi}{d} \zeta d\zeta + \right. \quad (3)$$

$$+ \frac{2m\pi}{k_n^2 a d} \int_0^d f(\zeta) \cos \frac{n\pi}{d} \zeta d\zeta \} - \delta_n^s \frac{k_0^2}{k_n^2} \alpha'_m(k_s r) Y_{ms},$$

где  $\delta_n^s$  - символ Кронекера.

В областях II и III будем использовать представление полей в виде интегралов Фурье, так как в этих областях неизвестна полная система функций, по которой возможно разложение полей в ряды. Для вертикальных компонент электромагнитного поля имеем

$$E_y^{II, III} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A^{(2,3)}(\alpha) \frac{\vartheta^2}{\epsilon_0} \varphi_m^{(2,3)}(\alpha, r) e^{i\alpha y} d\alpha,$$

$$H_y^{II, III} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \right) \int_{-\infty}^{\infty} B^{(2,3)}(\alpha) \frac{\psi_m^{(2,3)}(\alpha, r)}{\mu_0} e^{i\alpha y} d\alpha, \quad (4)$$

$$\vartheta = (k_0^2 - \alpha^2)^{1/2},$$

где

$$\varphi_m^{(2)}(\alpha, r) = \frac{J_m(\vartheta r) N_m(\vartheta b) - J_m(\vartheta b) N_m(\vartheta r)}{J_m(\vartheta a) N_m(\vartheta b) - J_m(\vartheta b) N_m(\vartheta a)}, \quad (5)$$

$$\psi_m^{(2)}(\alpha, r) = \frac{J_m(\vartheta r) N'_m(\vartheta b) - J'_m(\vartheta b) N_m(\vartheta r)}{\vartheta [J'_m(\vartheta a) N'_m(\vartheta b) - J'_m(\vartheta b) N'_m(\vartheta a)]},$$

$A^{(2,3)}(\alpha)$ ,  $B^{(2,3)}(\alpha)$  - неизвестные плотности амплитуд, которые определяются через функции  $f(\zeta)$  и  $\xi(\zeta)$  следующим образом:

$$A^{(2,3)}(\alpha) = \frac{\epsilon_0^{(d,h)}}{\vartheta^{(h,0)}} \int f(\zeta) e^{-i\alpha\zeta} d\zeta, \quad (6)$$

$$- \frac{\alpha m}{\epsilon_0 a} A^{(2,3)}(\alpha) - i\omega B^{(2,3)}(\alpha) = i \int \xi(\zeta) e^{-i\alpha\zeta} d\zeta.$$

Выражения для функций  $\varphi_m^{(3)}(\alpha, r)$  и  $\psi_m^{(3)}(\alpha, r)$  получаются из (5) заменой радиуса  $b$  на радиус  $e$ . Для остальных компонент электромагнитных полей в областях II и III записываются аналогичным образом. После подстановки (6) в (4) с помощью теории вычетов получаем разложение электромагнитных полей в области II по

собственным волнам коаксиальной линии с внешним проводником радиуса  $a$  и внутренним проводником радиуса  $b$ , а в области III - по собственным волнам коаксиальной линии с внешним проводником радиуса  $a$  и внутренним проводником радиуса  $e$ , например

$$E_{\varphi}^{II} = i \int_h^d f(\zeta) \sum_{s=1}^{\infty} \left( \frac{m}{\vartheta_s^E r} \tilde{\varphi}_s^{(2)} - \frac{m}{\vartheta_s^H r} \tilde{\psi}_s^{(2)} \right) \operatorname{sgn}(y - \zeta) d\zeta - \quad (7)$$

$$- i \int_h^d \xi(\zeta) \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\vartheta_s^H}{g_s^H} \tilde{\psi}_s^{(2)} d\zeta,$$

где

$$\tilde{\varphi}_s^{(2)} = [J_m(\vartheta_s^E r) N_m(\vartheta_s^E b) - J_m(\vartheta_s^E b) N_m(\vartheta_s^E r)] \frac{\exp(-g_s^E |y - \zeta|)}{t_s},$$

$$t_s = a [J'_m(\vartheta_s^E a) N_m(\vartheta_s^E b) - J_m(\vartheta_s^E b) N'_m(\vartheta_s^E a)] -$$

$$- b [J'_m(\vartheta_s^E b) N_m(\vartheta_s^E a) - J_m(\vartheta_s^E a) N'_m(\vartheta_s^E b)], \quad (8)$$

$$\tilde{\psi}_s^{(2)} = [J'_m(\vartheta_s^H r) N'_m(\vartheta_s^H b) - J'_m(\vartheta_s^H b) N'_m(\vartheta_s^H r)] \frac{\exp(-g_s^H |y - \zeta|)}{p_s},$$

$$p_s = a \left[ \frac{m^2}{(\vartheta_s^H a)^2} - 1 \right] [J_m(\vartheta_s^H a) N'_m(\vartheta_s^H b) - J'_m(\vartheta_s^H b) N_m(\vartheta_s^H a)] -$$

$$- b \left[ \frac{m^2}{(\vartheta_s^H b)^2} - 1 \right] [J_m(\vartheta_s^H b) N'_m(\vartheta_s^H a) - J'_m(\vartheta_s^H a) N_m(\vartheta_s^H b)],$$

$$g_s^E = \sqrt{(\vartheta_s^E)^2 - k_0^2}, \quad g_s^H = \sqrt{(\vartheta_s^H)^2 - k_0^2},$$

$\vartheta_s^{E, H}$  - корни дисперсионных уравнений

$$J_m(\vartheta_s^E a) N_m(\vartheta_s^E b) - J_m(\vartheta_s^E b) N_m(\vartheta_s^E a) = 0, \quad (9)$$

$$J'_m(\vartheta_s^H a) N'_m(\vartheta_s^H b) - J'_m(\vartheta_s^H b) N'_m(\vartheta_s^H a) = 0.$$

При получении формул (7), (8) предполагалось, что волновой вектор  $k_0$  имеет небольшую положительную мнимую часть, которая затем была

приравнена нулю.

Выражения вида (7) записываются для всех остальных компонент электромагнитных полей в областях II и III. Данные соотношения описывают волны, возбужденные источниками на цилиндрической поверхности ( $r = a$ ,  $0 \leq y \leq d$ ). Эти волны расходятся в противоположные от источников стороны и их амплитуды зависят от координаты  $y$ .

Из-за ограниченности областей II и III по координате  $y$  помимо описанных выше волн в этих областях будут существовать волны, обусловленные отражениями от границы раздела областей II и III, а также от металлической поверхности при  $y = 0$  в области III. Амплитуды всех отраженных волн не зависят от координаты  $y$ . Поэтому для описания отраженных волн применим разложение по собственным волнам двух коаксиальных линий. В области II используем собственные волны коаксиальной линии с радиусом внешнего проводника  $a$  и внутреннего проводника  $b$ , а в области III - с радиусом внешнего проводника  $a$  и внутреннего проводника  $e$ . Например, для области II отраженная вертикальная компонента электрического поля записывается в виде

$$E_y^{II} = \sum_{s=1}^{\infty} A_{ms}^{(2)} \frac{\varphi_m^{(2)}(\vartheta_s^E r)}{K_0} \exp(-g_s^E |y - h|), \quad (10)$$

где  $A_{ms}^{(2)}$  - неизвестные амплитуды отраженных  $E$ -волн в области II.

Так же как и в [3], в коаксиальной линии при  $y = l$ ,  $l \rightarrow \infty$  введем металлическую закоротку. Этот прием дает возможность получить вместо комплексной системы уравнений действительную систему уравнений, так как в этом случае при  $y > d$  в области II будет существовать стоячая ТЕМ-волна вместо бегущей ТЕМ-волны.

## 2. Численное решение системы уравнений

Используя граничные условия на цилиндрической поверхности ( $r = a$ ,  $0 \leq y \leq d$ ), а также на плоскости ( $b \leq r \leq a$ ,  $y = h$ ), приходим к системе интегродифференциальных уравнений относительно неизвестных функций  $f(\zeta)$ ,  $\xi(\zeta)$  и амплитуд отраженных волн  $A_{ms}^{(2,3)}$ ,  $B_{ms}^{(2,3)}$  в областях II и III. Представляя функции  $f(\zeta)$  и  $\xi(\zeta)$  в виде рядов Фурье на интервале  $0 \leq \zeta \leq d$ ,

$$f(\zeta) = \sum_{1=0}^{\infty} A_1 \cos \frac{1\pi}{d} \zeta, \quad \xi(\zeta) = \sum_{1=1}^{\infty} B_1 \sin \frac{1\pi}{d} \zeta, \quad (11)$$

и используя граничные условия

$$H_r^{II}(\alpha, d) = 0, \quad H_r^{III}(\alpha, 0) = 0, \quad (12)$$

а также непрерывность электромагнитного поля в точке ( $r = \alpha$ ,  $y = h$ ), переходим от системы интегродифференциальных уравнений к системе функциональных уравнений. Последнюю систему решим методом коллокаций. В этом случае нет необходимости в численном вычислении интегралов от осциллирующих функций с медленно меняющейся амплитудой, что пришлось бы делать при использовании метода моментов.

В итоге получим следующее матричное уравнение относительно величин  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $A_{ms}^{(2,3)}$ ,  $B_{ms}^{(2,3)}$ :

$$\sum_{l=0}^{I_1} [A_1 a_{lk}^{(r)} + B_1 b_{lk}^{(r)}] + \sum_{s=1}^{I_2} [A_{ms}^{(2)} p_{sk}^{(r)} + B_{ms}^{(2)} r_{sk}^{(r)}] + \sum_{s=1}^{I_3} [A_{ms}^{(3)} t_{sk}^{(r)} + B_{ms}^{(3)} s_{sk}^{(r)}] = c_k^{(r)}; \quad (13)$$

$$r = 1, 2, 3; \quad k = 1, \dots, 2(I_1 + I_2 + I_3),$$

где  $I_1$  - количество учитываемых гармоник в области I,  $I_2$  - количество учитываемых волн в области II,  $I_3$  - в области III.

Матричные коэффициенты  $a_{lk}^{(r)}, \dots, c_k^{(r)}$  легко определяются из уравнений Максвелла с помощью соотношений (1)-(11). Индекс указывает, какие уравнения получены на интервале  $0 \leq y \leq d$  ( $r = 1$ ), на интервале  $b \leq r \leq \alpha$  ( $r = 2$ ) и на интервале  $e \leq r \leq \alpha$  ( $r = 3$ );  $I_1, I_2, I_3$  - количество коллокационных точек на соответствующих интервалах.

В [5] показано, что метод коллокаций обеспечивает такую же сходимость численных результатов, как и другие проекционные методы решения двумерного волнового уравнения, если в качестве узлов использовать корни ортогональных многочленов, по которым произведено разложение искоемых функций. Поэтому в качестве узлов будем использовать корни функций  $\cos(l\pi y/d)$  и  $\sin(l\pi y/d)$  на интервале  $0 \leq y \leq d$ , а также корни функций  $\varphi_m^{(2)}(\vartheta_s^H r)$  и  $\psi_m^{(2)}(\vartheta_s^H r)$  на интервале  $b \leq r \leq \alpha$ . Так как корни последних из перечисленных функций распределены примерно равномерно на интервале  $r_x \leq r \leq \alpha$ , где  $r_x$  - координата первого корня, то при небольших порядках матричного уравнения (13) равномерное распределение узлов по интервалам  $0 \leq y \leq d$  и  $r_x \leq r \leq \alpha$  обеспечивает устойчивое и относительно быстро сходящееся решение. Например, если при  $I_1 = 10$

и  $I_1 = 12$  результаты отличаются во втором-третьем знаке, то при  $I_1 = 18$  и  $I_1 = 20$  уже в третьем-четвертом знаках. При  $I_2 = 10$  и  $I_2 = 12$  результаты отличаются во втором знаке, а при  $I_2 = 18$  и  $I_2 = 20$  - во втором-третьем знаках. Соответственно  $I_3 \approx I_2(a - e) / (a - b)$ . Численный эксперимент показал, что улучшить начальную сходимость при небольших значениях  $I_2$  можно путем сгущения двух соседних точек в окрестности острого края ( $r = b$ ,  $y = h$ ). В этом случае при  $I_2 = 10$  и  $I_2 = 12$  результаты отличаются во втором-третьем знаках, а при  $I_2 = 18$  и  $I_2 = 20$  - в третьем-четвертом знаках. Естественно, что при достаточно больших значениях  $I_2$  сходимость будет такой же, как и при равномерном распределении узлов.

Из решения системы (13) с помощью формул (3) определяются неизвестные коэффициенты  $X_{mns}$  и  $Y_{mns}$ , которые позволяют вычислить коэффициенты трансформации цилиндрических волн на  $T$ -сочленении пуговичного типа коаксиальной и радиальной линий с помощью следующих соотношений:

$$X_{mns} = \begin{cases} XE_s^{mn} \\ XH_s^{mn} \end{cases}, \quad Y_{mns} = \begin{cases} YE_s^{mn}, & X_{ms} = 1, & Y_{ms} = 0 \\ YH_s^{mn}, & X_{ms} = 0, & Y_{ms} = 1. \end{cases} \quad (14)$$

### 3. Эквивалентная схема перехода. Численные результаты

В соответствии с методом парциальных задач коэффициенты трансформации, вычисленные в предыдущем разделе, подставим в систему (6) из [4], которая служит для вычисления коэффициентов матрицы рассеяния волны  $H_{10}$  прямоугольного волновода на цилиндрической неоднородности, а также параметров  $x_1$  и  $x_2$  четырех-полюсной  $T$ -образной эквивалентной схемы, описывающей эту неоднородность [6]. Исследование внутренней сходимости системы (6) из [4] для задачи о коаксиально-волноводном переходе пуговичного типа показало относительно быструю сходимость численных результатов расчета величин  $x_1$  и  $x_2$ . Отличие этих величин, рассчитанных при учете 15 и 17 азимутальных гармоник в области, где поле представлено в виде разложения по цилиндрическим волнам, наблюдается в третьей значащей цифре. Такое же отличие наблюдается при учете второй и третьей вертикальных гармоник.

В табл. 1 приведены теоретические и экспериментальные данные для модуля коэффициента прохождения  $K$  волны  $H_{10}$  прямоугольного волновода, когда коаксиал закорочен на расстоянии  $l$  от верхней



стенки волновода при  $c/d = 2,1$ ;  $a/d = 0,44$ ;  $a/b = 3$ ;  $a/e = 1,5$ ;  $h/d = 0,59$ ;  $l/d = 0,74$  для различных значений  $\lambda/2c$ , где  $\lambda$  - длина волны в свободном пространстве.

Таблица 1

		$\lambda/2c$					Примечание	
		0,56	0,59	0,66	0,7	0,73		0,76
K		0,379	0,376	0,414	0,443	0,480	0,524	Теория
		0,42	0,42	0,44	0,46	0,49	0,55	Эксперимент

Эквивалентная схема коаксиально-волноводного перехода петличного типа представляет собой шестипольсник, у которого клеммы 1-1 и 2-2 соответствуют прямоугольному волноводу, а клеммы 3-3 - коаксиальной линии (рис. 1б). Клеммы 1-1 и 2-2 приведены к плоскости  $z = 0$ , а клеммы 3-3 - к плоскости  $y = d$ . Для вычисления неизвестных параметров  $x_c$ ,  $x$ ,  $y$ ,  $m$  необходимо решить три задачи возбуждения прямоугольного волновода и вычислить одно значение величины  $x_1$  и три значения величины  $x_2$  при трех значениях величины  $l^{(i)}$  (три различных значения расстояния от плоскости  $y = d$  до металлической закоротки в коаксиале). Тогда из системы уравнений

$$x_1 = x_c, \quad (15)$$

$$x_2^{(i)} = x + x_H^{(i)} y m^2 / (x_H^{(i)} + y), \quad i = 1, 2, 3,$$

где  $x_H^{(i)}$  - нормированное на волновое сопротивление прямоугольного волновода  $Z_H = Z_0 / [1 - (\lambda/2c)^2]^{1/2}$  сопротивление линии

$$x_H^{(i)} = \frac{Z_0}{Z_H} \frac{\ln(a/b)}{2\pi} \operatorname{tg} k_0 l^{(i)}, \quad (16)$$

определим искомые параметры эквивалентной схемы, нормированные на то же сопротивление  $Z_H$ . Здесь перешли к традиционной в радиотехнике зависимости от времени в виде  $\exp(+i\omega t)$ .

На рис. 3 приведены результаты расчета зависимостей параметров эквивалентной схемы от относительной длины волны для различных значений  $h$  при  $c/d = 2$ ;  $a/d = 0,5$ ;  $a/b = 2,5$ ;  $a/e = 1,25$ ;  $h/d = 0,2$  (сплошная линия),  $h/d = 0,4$  (пунктирная линия),  $h/d = 0,6$  (штрихпунктирная линия),  $h/d = 0,8$  (штрих-штрихпунктирная линия).

За исключением области высоких частот вблизи критической длины волны  $H_{11}$  коаксиальной линии все параметры эквивалентной схемы

имеют слабую частотную зависимость. Например, если величина последовательного сопротивления  $x_c$  вблизи критической частоты имеет индуктивный характер, то в области низких частот имеет емкостный характер и примерно равно последовательному сопротивлению металлического штыря в волноводе. С ростом отношения  $h/d$  сопротивление  $x_c$  при  $\lambda/2c > 0,7$  растет по абсолютной величине.

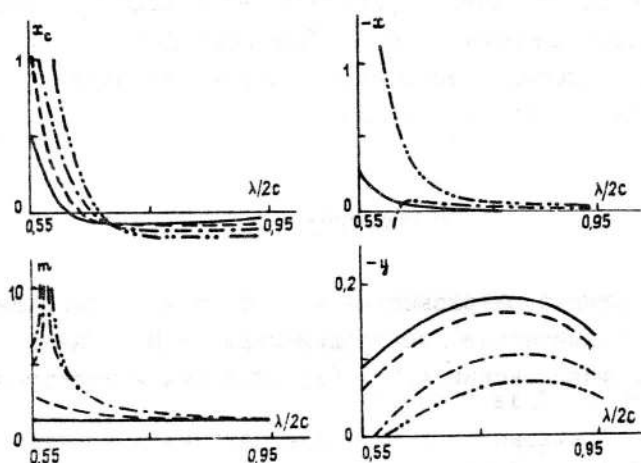


Рис. 3.

Зависимость параметров эквивалентной схемы от относительной длины волны.

Сопротивление  $x$  приблизительно равно параллельному сопротивлению металлического штыря в волноводе, когда  $\lambda/2c > 0,7$ . При  $\lambda/2c < 0,7$  величина  $x$  имеет сложную частотную зависимость. Так, при небольших значениях  $h/d$  эта зависимость имеет явно выраженный резонансный характер. Когда же  $h \approx \lambda/4$ , то на частотной зависимости наблюдаются два резонанса. Второй резонанс обусловлен взаимодействием волн в объеме между проводником радиуса  $e$  и внешним диаметром коаксиала.

Коэффициент трансформации  $m$  при  $\lambda/2c > 0,7$  практически не зависит как от высоты  $h$ , так и от длины волны. В окрестности критической частоты волны  $H_{11}$  коаксиала  $m$  стремятся к бесконечности. Сопротивление  $y$  имеет емкостный характер и уменьшается по абсолютной величине с ростом  $h$ . С увеличением длины волны  $y$  возрастает, а затем, достигнув максимума, уменьшается. В отличие от остальных параметров эквивалентной схемы величина  $y$  не имеет резонанса в области высоких частот.

В строгой электродинамической постановке методом парциальных задач решена трехмерная векторная краевая задача о коаксиально-вол-

новодном переходе пуговичного типа. Вначале получено матричное уравнение для вычисления коэффициентов трансформации цилиндрических волн на коаксиальном зонде пуговичного типа в радиальной линии. Затем решена волноводная задача и вычислены параметры шестипольной эквивалентной схемы. Исследованы резонансные и трансформирующие свойства рассмотренного электродинамического узла. Полученные результаты могут быть использованы при теоретических и экспериментальных исследованиях устройств на основе коаксиально-волноводного перехода данного типа. Предложенный способ решения двумерных задач со сложной геометрией поверхности окажется полезным при решении других аналогичных задач.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот. - М.: Сов. радио, 1965.
2. Семенов Н. А. Техническая электродинамика. - М.: Связь, 1973.
3. Буторин В. М., Фиалковский А. Т. //Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. N 10. С. 1897.
4. Буторин В. М., Фиалковский А. Т. //Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. N 11. С. 2148.
5. Карпиловская Э. В. //Сиб. матем. журн. 1963. Т. 4. N 3. С. 632.
6. Швингер Ю. //Зарубежная радиоэлектроника. 1970. N 3. С. 3.

Научно-исследовательский институт  
"Орион"

Поступила в редакцию  
19 марта 1991 г.

#### THE DOORKNOB TRANSFORMER

*V. M. Butorin*

Three-dimensional vector boundary problem about the doorknob transformer has been solved by the partial method. The systems of equations for the coefficient transformation determination of the cylindrical waves on the coaxial-radial junction have been received. Convergence of digital results of these systems in terms of the coordinate of the collocate points was investigated. Six-pole equivalent circuit was built and the behavior of its parameters for different wavelength and geometrical sizes was studied.