

УДК 53.082.74

## РЕЗОНАНСНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ НАПРАВЛЕННОГО ОТВЕТВИТЕЛЯ

Пономаренко В.И., Попов В.В.<sup>1</sup>

### ВВЕДЕНИЕ

Для обеспечения высокой точности волноводных измерений комплексного коэффициента отражения (КО) объектов как с использованием векторных анализаторов цепей [1], так и многорезонансным методом [2, 3, 4], необходим учет влияния на процесс измерений системы отверстий связи направленного ответвителя. Количественными характеристиками этого влияния являются собственный коэффициент отражения  $r = r' + ir''$  и коэффициент прохождения  $T = |T|e^{i\chi}$  волны основного типа, зависящие от частоты. В [2] модуль  $|T|$  и фаза  $\chi$  коэффициента прохождения учитываются путем измерения ширины резонансных пиков и сдвига резонансных частот реального квазирезонатора по отношению к их теоретическим значениям при  $\chi = 0$ , тогда как параметр  $r'$  учитывается косвенно путем компенсации его влияния [3]. При калибровке векторных анализаторов цепей величины  $r$  и  $T$  учитываются в процессе калибровки через так называемый «блок ошибок», устанавливаемый на основе измерений КО эталонных нагрузок [5, 6]. В настоящей работе предложен резонансный метод измерения параметров  $r$ ,  $T$ .

### ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ ДЛЯ КОРОТКОЗАМКНУТОГО ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА С НАПРАВЛЕННЫМ ОТВЕТВИТЕЛЕМ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ЧЕРЕЗ ИНДУКТИВНУЮ ДИАФРАГМУ

На рис. 1 изображены две одинаковые волноводные секции 1 и 2 с направленными ответвителями, разделенные симметричной индуктивной диафрагмой малой толщины  $\tau$ . Секция 1 соединена с волноводом, в котором распространяется от генератора волна типа  $H_{10}$  с временной зависимостью  $\exp(-i\omega t)$ . Секция 3 длиной  $\Delta$  расположена либо так, как показано на рисунке (положение А), либо между диафрагмой и секцией 2 (положение В). Плоскость  $z = l$  является передней плоскостью короткозамыкающего поршня. Значения электрического поля в разных частях волноводного тракта введены на рис. 1.

Множитель  $\sin \frac{\pi x}{a}$ , описывающий распределение поля по сечению волновода, где  $a$  – размер широкой стенки, опущен.

<sup>1</sup> e-mail: slavapop@gmail.com

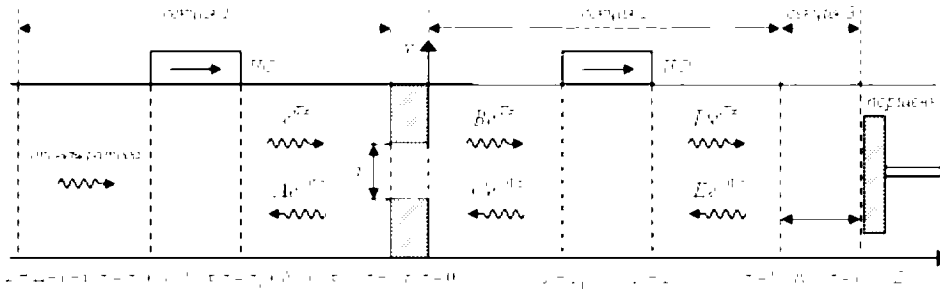


Рис. 1 Установка для измерения параметров ответвителя.

В предположении квадратичности диодных детекторов, формирующих сигналы от направленных ответвителей, отношение сигналов равно:

$$\Psi_{\text{д}} = \left| \frac{De^{\Gamma z_2}}{e^{\Gamma(z_2 + \Delta l - \tau)}} \right|^2 = |De^{\Gamma l}|^2 e^{-2\tilde{\gamma}(\Delta - \tau)} \quad (1)$$

где  $\Gamma = k + i\tilde{\gamma}$ ,  $\tilde{\gamma}$  – показатель затухания, обусловленный потерями энергии в

стенках волновода,  $k = \left( k_0^2 - \frac{\pi^2}{a^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ ,  $k_0 = \frac{\omega}{c}$ ,  $c$  – скорость света в вакууме. С учетом

предполагаемой симметричности матрицы рассеяния области связи  $z_1 < z < z_2$  имеют место соотношения:

$$(2) A = CT_0 + R_0 e^{-2\Gamma\tau}, \quad B = T_0 + CR_0,$$

$$C = ET + Bre^{-2\Gamma z_1}, \quad D = BT + Ere^{-2\Gamma z_2},$$

где  $R_0$ ,  $T_0$  – соответственно коэффициент отражения и коэффициент прохождения для предельно тонкой диафрагмы [7]:

$$R_0 = \frac{ib}{2 - ib}, \quad T_0 = 1 + R_0, \quad (3)$$

$$b = \frac{-\lambda_c}{a} \left\{ \frac{1}{s^2} - 1 - \frac{(1-s^2)^2}{1-\delta_3 s^6} \left[ 3\delta_3 + 5\delta_5 \frac{[2s^2 - 1 + \delta_3 s^6 (s^2 - 2)]^2}{(1-\delta_3 s^6)(1-\delta_5 s^{10}) - 15s^6(1-s^2)^2 \delta_5} \right] \right\},$$

$$s = \sin \frac{\pi d}{2a}, \quad \delta_m = 1 - \left( 1 - \frac{k_0^2 a^2}{m^2 \pi^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \lambda_c - \text{длина волны в волноводе.}$$

Как показано в [2], конечность толщины диафрагмы можно учесть, произведя в (3) замену  $d \rightarrow d - \tau$ .

Имеем:

$$E = RDe^{2\Gamma l}, \quad (4)$$

где  $R$  – коэффициент отражения от поршня в плоскости  $z = l$ . Полагая  $\exp[2\tilde{\gamma}(\Delta - \tau)] = 1$ , получим из (1)-(4):

$$\Psi_A(\omega) = \left| \frac{\tilde{T}}{\alpha_0 + \alpha_1 r + \alpha_2 r^2} \right|^2, \quad (5)$$

$$\alpha_0 = 1 - \frac{ib}{2}(1 + R\tilde{T}^2),$$

$$\alpha_1 = C_0 C_2 \left( \frac{ib}{2} - 1 \right) R - \frac{ib}{2} C_1,$$

$$\alpha_2 = \frac{ib}{2} C_0 C_1 C_2 R,$$

$$C_0 = e^{2\pi l}, C_1 = e^{2\pi z_1}, C_2 = e^{-2\pi z_2}, \tilde{T} = T e^{i\pi l}. \quad (6)$$

Величину  $\tilde{T}$  можно записать в виде:

$$\tilde{T} = e^{-\gamma l} e^{i(kl + \chi)}, \quad \gamma = \tilde{\gamma} - \frac{\ln|T|}{l}. \quad (7)$$

Для построения функции  $\Psi_B(\omega)$ , соответствующей положению секции 3 между диафрагмой и секцией 2, следует произвести в (5) замену  $\Psi_A(\omega) \rightarrow \Psi_B(\omega)$  и положить вместо (6):

$$C_1 = e^{2\pi(z_1 + \Delta)}, C_2 = e^{-2\pi(z_2 + \Delta)}. \quad (8)$$

Зависимости  $\Psi_A(\omega)$ ,  $\Psi_B(\omega)$  имеют многорезонансный характер, причем число резонансов зависит от длины  $l$ . На рис. 2 изображены два теоретических резонансных пика, соответствующие А и В – положениям секции 3, при следующих значениях параметров:

$$a = 0.023 \text{ м}, l = 0.435 \text{ м}, \Delta = 0.01 \text{ м}, \tilde{\gamma} = 0.015 \text{ м}^{-1}, \chi = 0.5 \text{ рад}, |T| = 0.95, d = 9 \text{ мм}, \tau = 0.01 \text{ мм}, z_1 = 0.15 \text{ м}, z_2 = 0.30 \text{ м}, r = 0.01 - 0.015i. \quad (9)$$

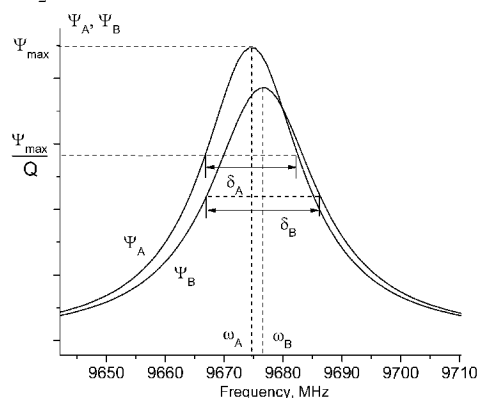


Рис. 2 Резонансные пики при положениях А и В секции 3.

На рисунке обозначены резонансные частоты  $\{\omega_A\}$ ,  $\{\omega_B\}$  и соответствующие ширины пиков  $\delta_A$ ,  $\delta_B$  на уровне ослабления сигнала в  $Q = 1.6$  раз. Далее пару пиков типа А и В будем называть сопряженными. Ниже показано, что по значениям резонансных частот  $\{\omega_{nA}\}$ ,  $\{\omega_{nB}\}$  и ширин  $\{\delta_{nA}\}$ ,  $\{\delta_{nB}\}$  пиков ( $n = 1, 2, \dots, N$ ,  $N$  – число резонансов) можно, применяя численные методы, найти значения  $r$ ,  $\gamma$ ,  $\chi$  на резонансных частотах. Зная  $\tilde{\gamma}$ , можно из (7) вычислить  $|T|$  на резонансных частотах.

Поскольку реально  $\tilde{\gamma} \ll k$ , то можно положить в (6), (8)

$$\begin{aligned} C_0 &= e^{2ikl}, C_1 = e^{2ikz_1}, C_1 = e^{-2ikz_2} \quad (\text{А-положение}), \\ C_0 &= e^{2ikl}, C_1 = e^{2ik(z_1+\Delta)}, C_1 = e^{-2ik(z_2+\Delta)} \quad (\text{В-положение}). \end{aligned} \quad (10)$$

Если учесть, что  $|\alpha_0| \sim |\alpha_1| \sim |\alpha_2| \sim \frac{b}{2} \sim 1$ , то очевидно, что малая погрешность, которую приближение (10) вносит в вычисление величин  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ , практически не влияет на функции  $\Psi_A(\omega)$ ,  $\Psi_B(\omega)$ , поскольку при реальных  $|r| \sim 0.01$  величины  $\alpha_1 r$ ,  $\alpha_2 r^2$  являются малыми добавками к  $\alpha_0$  в знаменателе дроби (5). При использовании в (5) величин (10) параметр  $\tilde{\gamma}$  входит в функции  $\Psi_A(\omega)$ ,  $\Psi_B(\omega)$  лишь через посредство (7) как составляющая параметра общих потерь  $\gamma$ , включающего как поглощение энергии стенками волновода, так и ее уход через отверстия связи волновода с ответвителем.

#### ПРИБЛИЖЕННОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОТВЕТВИТЕЛЯ

Пусть функции  $r'(\omega)$ ,  $r''(\omega)$ ,  $\gamma(\omega)$ ,  $\chi(\omega)$  неизвестны, но известны сопряженные резонансные частоты и соответствующие значения ширины пиков на уровне ослабления  $Q$ . При реальных значениях  $|r| \sim 0.01$  сопряженные частоты близки,  $|\omega_A - \omega_B|/\omega_A \sim 10^{-4}$ , поэтому в интервале частот  $\omega \in [\omega_A, \omega_B]$  можно считать величины  $r'$ ,  $r''$ ,  $\gamma$ ,  $\chi$  не зависящими от частоты. Пренебрежем вначале также их частотной зависимостью в пределах резонансного пика. Тогда задача определения этих величин сводится к нахождению таких их значений, при которых функция  $\Psi_A(\omega)$  имеет резонансную частоту  $\omega_A$  и ширину пика  $\delta_A$ , а функция  $\Psi_B(\omega)$  имеет резонансную частоту  $\omega_B$  и ширину пика  $\delta_B$ .

Учитывая то обстоятельство, что при фиксированном  $r = r_0 = r'_0 + ir''_0$  изменение параметра  $\chi$  влияет лишь на резонансную частоту функции (5)  $\Psi_A(\omega)$  и практически не влияет на ширину пика, можно, варьируя параметр  $\chi$  и используя «метод вилки», найти такое его значение  $\chi_A^{(0)}$ , при котором резонансная частота равна  $\omega_A$ . Аналогично

вычисляется значение  $\chi_B^{(0)}$ , при котором функция  $\Psi_B(\omega)$  имеет резонансную частоту  $\omega_B$ .

Учитывая то обстоятельство, что при фиксированном  $r = r_0$  изменение параметра  $\gamma$  влияет лишь на ширину резонансного пика и практически не влияет на резонансную частоту функции вида (5), можно, варьируя параметр  $\gamma$ , найти такое его значение  $\gamma_A^{(0)}$ , при котором ширина пика функции  $\Psi_A(\omega)$  равна  $\delta_A$ , и такое значение  $\gamma_B^{(0)}$ , при котором ширина пика функции  $\Psi_B(\omega)$  равна  $\delta_B$ .

Положив затем собственный КО ответвителя равным  $r = \bar{r} = (r'_0 + \Delta r') + ir''_0$ , где  $\Delta r'$  – малое приращение, можно вычислить тем же способом соответствующие величины  $\bar{\chi}_A^{(0)}, \bar{\chi}_B^{(0)}, \bar{\gamma}_A^{(0)}, \bar{\gamma}_B^{(0)}$  и построить частные производные

$$P_{\chi_{A,B}}^{(r',0)} = \frac{\bar{\chi}_{A,B}^{(0)} - \chi_{A,B}^{(0)}}{\Delta r'}, \quad P_{\gamma_{A,B}}^{(r',0)} = \frac{\bar{\gamma}_{A,B}^{(0)} - \gamma_{A,B}^{(0)}}{\Delta r'}, \quad (11)$$

где индекс «ноль» в обозначении производных отмечает то, что они вычислены при  $r = r_0$ . Аналогично, придав малое приращение величине  $r''_0$ , можно вычислить частные производные  $P_{\chi_A}^{(r'',0)}, P_{\chi_B}^{(r'',0)}, P_{\gamma_A}^{(r'',0)}, P_{\gamma_B}^{(r'',0)}$ .

Рассматривая величины  $\chi, \gamma$  как функции от  $r', r''$ , применим дифференциальные формулы:

$$\begin{aligned} \chi_{A,B}(r) &= \chi_{A,B}^{(0)} + P_{\chi_{A,B}}^{(r',0)}(r' - r'_0) + P_{\chi_{A,B}}^{(r'',0)}(r'' - r''_0), \\ \gamma_{A,B}(r) &= \gamma_{A,B}^{(0)} + P_{\gamma_{A,B}}^{(r',0)}(r' - r'_0) + P_{\gamma_{A,B}}^{(r'',0)}(r'' - r''_0), \end{aligned} \quad (12)$$

где  $r = r' + ir''$  – некоторое близкое к  $r_0$  значение параметра собственного КО ответвителя. Его истинным значением является то, при котором

$$\chi_A = \chi_B, \quad \gamma_A = \gamma_B. \quad (13)$$

Из системы уравнений (12), (13), вычислив неизвестные  $r', r''$ , получим значения  $r = r' + ir''$  компонент собственного КО ответвителя, которое, однако, не является точным ввиду приближенного характера равенств (12). Поэтому, подставив  $r', r''$  в (12), получим приближенные же значения величин  $\chi = \chi_A = \chi_B, \gamma = \gamma_A = \gamma_B$ . Используя  $r = r' + ir''$  в качестве начального приближения  $r_0$ , можно уточнить значения  $r, \gamma, \chi$ . При каждой итерации по вычисленному  $r$  величины  $\chi_{A,B}, \gamma_{A,B}$  определяются из анализа функций  $\Psi_A(\omega), \Psi_B(\omega)$  так, как описано выше. При достижении неравенств:

$$\left| r^{(i+1)} - r^{(i)} \right| < \varepsilon_r, \quad \left| \chi^{(i+1)} - \chi^{(i)} \right| < \varepsilon_\chi, \quad \left| \gamma^{(i+1)} - \gamma^{(i)} \right| < \varepsilon_\gamma \quad (14)$$

где  $\varepsilon_r, \varepsilon_\chi, \varepsilon_\gamma$  – задаваемые малые числа,  $r^{(i)}, \chi^{(i)}, \gamma^{(i)}$  – результат итерации с номером  $i$ , итерационный процесс прекращается. Реально, как показало компьютерное моделирование, для достижения критерия  $\varepsilon_r = 0.001, \varepsilon_\chi = 0.01$  рад,  $\varepsilon_\gamma = 0.1\tilde{\gamma}$

достаточно выполнить 3–4 итерации. Полученные величины  $r$ ,  $\chi$ ,  $\gamma$  следует соотносить с частотой  $\omega = (\omega_{A} + \omega_{B})/2$ , поскольку в диапазоне частот  $[\omega_{A}, \omega_{B}]$  не учитывалась частотная зависимость этих величин.

Изложенный алгоритм позволяет построить множества  $\{r_n\}$ ,  $\{\chi_n\}$ ,  $\{\gamma_n\}$ ,  $n = 1, 2, \dots, N$ , отвечающие совокупности  $\{\omega_n = (\omega_{nA} + \omega_{nB})/2\}$  резонансных частот. Тем самым будут построены дискретные частотные зависимости величин  $r(\omega)$ ,  $\gamma(\omega)$ ,  $\chi(\omega)$ . Изменяя длину  $l$  с помощью поршня, можно получить количество резонансных частот, достаточное для дискретного описания частотных зависимостей  $r$ ,  $\chi$  и  $\gamma$ .

### УЧЕТ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ

Как показало компьютерное моделирование, изложенный алгоритм определения параметров ответвителя на резонансных частотах обеспечивает точность  $\Delta r' = \Delta r'' \approx 0.001$ ,  $\Delta \chi \approx 0.002$ ,  $\Delta \gamma \approx 0.002 \text{ м}^{-1}$ , где символ  $\Delta$  обозначает абсолютную погрешность соответствующей величины, лишь при условии, что в пределах резонансного пика, ширина которого реально составляет порядка 0.001 от средней рабочей частоты волновода, эти величины слабо зависят от частоты, изменяясь не более чем на 10-15 %. В связи с этим алгоритм был дополнен с тем, чтобы учесть частотные зависимости параметров ответвителя.

По совокупности частот  $\{\omega_n\}$  и значениям КО ответвителя  $\{r_n\}$ , полученным без учета зависимости  $r(\omega)$  внутри пиков, используя эти совокупности в качестве узловых значений, вычислялась путем интерполяции кубическими сплайнами частотная зависимость  $r(\omega)$ . Аналогично методом интерполяции вычислялись функции  $\chi(\omega)$ ,  $\gamma(\omega)$ . Повторно применялся алгоритм, изложенный в предыдущем разделе, причем величины

$$\{r_n\}, \{\chi_n\}, \{\gamma_n\}, n = 1, 2, \dots, N, \quad (15)$$

использовались в качестве начальных, но при анализе резонансных характеристик зависимостей  $\Psi_A(\omega)$ ,  $\Psi_B(\omega)$  в них подставлялись функции

$$r(\omega), \gamma(\omega), \chi(\omega). \quad (16)$$

Из полученных уточненных совокупностей (15) путем интерполяции строились уточненные зависимости (16), и т.д. Итерационный процесс повторяется до тех пор, пока не прекратится изменение совокупностей (15), которые и принимаются за значения искоемых параметров ответвителя на резонансных частотах.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Были проведены измерения параметров направленного ответвителя длиной 0.425 м и сечением  $0.023 \times 0.01 \text{ м}^2$ , являющегося частью панорамного измерителя КСВн типа Р2-54/3. Для изменения положения отверстий связи использовалась волноводная вставка длиной  $\Delta = 0.01 \text{ м}$ . Для изменения параметра  $l$  в диапазоне от 0.435 до 0.455 м с шагом

1 мм использовался стандартный волноводный поршень, коэффициент отражения  $R(f)$  которого был измерен многорезонансным методом [2]. Точность  $\Delta_f$  измерения резонансных частот частотомером ЧЗ-54 с преобразователем частоты ЯЗЧ-87 составила порядка 0.5 МГц. Точность  $\Delta_{AB} \sim 0.1-0.2$  МГц измерения разности сопряженных частот была достигнута путем пересчета в частотную шкалу напряжения, являющегося аналогом частоты, поступающего с генератора качающейся частоты ГЧ-61. Точность  $\Delta_s \sim 0.1-0.2$  МГц определения ширины пиков обеспечивалась применением для обработки данных «частота-сигнал» методики, аналогичной [10].

На рисунках 3, 4, 5 представлены результаты измерений соответственно зависимостей  $\chi(f)$ ,  $r(f) = r'(f) + ir''(f)$  и  $|T(f)|$ . При вычислении  $|T|$  по результатам измерения параметра общих потерь  $\gamma$  в (7) полагалось  $\tilde{\gamma} = 0.015 \text{ м}^{-1}$ , что соответствует потерям в стенках волновода WR-90 [8].

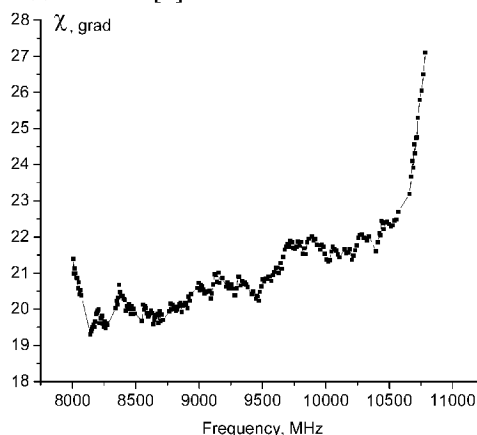


Рис. 3 Частотная зависимость фазы коэффициента прохождения.

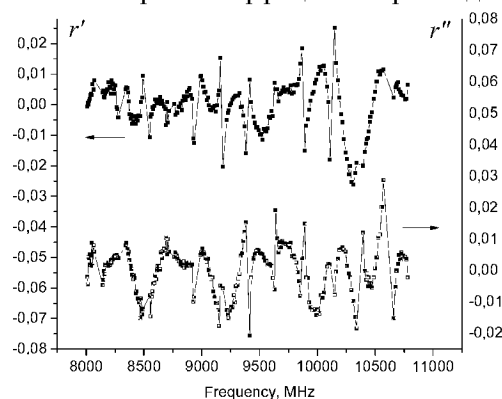


Рис. 4 Частотная зависимость действительной и мнимой частей коэффициента отражения.

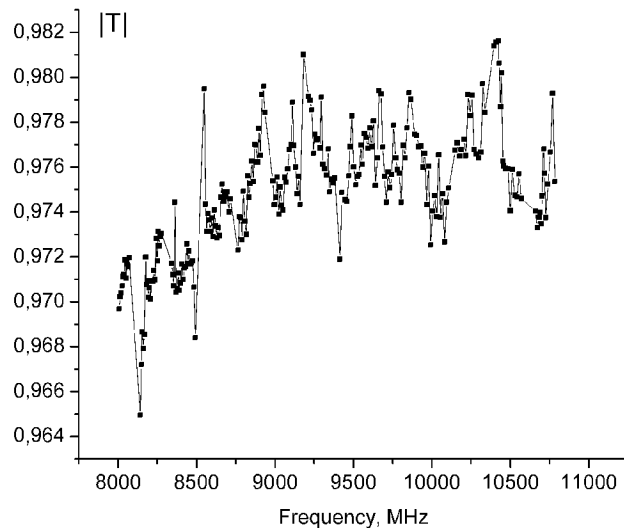


Рис. 5 Частотная зависимость модуля коэффициента прохождения.

Погрешности  $\Delta\chi = 2^\circ$ ,  $\Delta r = 0.005$ ,  $\Delta|T| = 0.01$  были оценены путем внесения в измеренные значения резонансных частот, ширины пиков и разности резонансных частот отклонений, равных погрешностям  $\Delta_f = 0.5$  МГц,  $\Delta_s = 0.2$  МГц,  $\Delta_{AB} = 0.2$  МГц измерения этих величин. При использовании аппаратуры, более совершенной по сравнению с той, которой располагают авторы, точность измерений может быть существенно выше.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод измерения собственных коэффициентов отражения и прохождения направленного ответвителя основан на анализе численными методами резонансных характеристик квазирезонатора, возбуждаемого через индуктивную диафрагму, при двух положениях системы отверстий связи. Точность метода зависит как от точности измерения частоты, так и, в первую очередь, от точности определения ширины пиков и измерения сдвига резонансной частоты при смещении области отверстий связи. Результаты настоящей работы открывают новые возможности повышения точности волноводных измерений рассеивающих свойств объектов как многорезонансным методом, так и с использованием векторных анализаторов цепей, а также в решении вопросов согласования направленных ответвителей большой мощности [11].



Список литературы

1. S.A. Wartenburg RF Measurements of Die and Packages – Boston, MA: Artech House. 2002.
2. Пономаренко В.И., Попов В.В. Многорезонансный метод измерения комплексного коэффициента отражения в волноводе. – Приборы и техника эксперимента. №1. 2005. с. 94-100.
3. Пономаренко В.И., Попов В.В. Компенсация влияния собственного коэффициента отражения направленного ответвителя в многорезонансном методе измерения коэффициента отражения в волноводе. – Приборы и техника эксперимента. №6. 2005. с. 33-36.
4. Гончаров А.К. Амплитудно-частотный метод измерения фазы коэффициента отражения. – Измерительная техника. №5. 1983. с. 63-65.
5. G. Engen and C. Hoer Thru-Reflect-Line: An improved Technique for Calibrating the Dual Six-Port Automatic Network Analyzer – IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-27, no 12, December 1979, pp. 987-993.
6. D.F. Williams, J.C.-M. Wang, U. Arz An Optimal Vector Network Analyzer Calibration Algorithm – IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques, vol. 51, no 12, December 2003, pp. 2391-2401.
7. Л. Левин Теория волноводов. – М.: Радио и Связь. 1981.
8. Милованов О. С., Собенин Н. П. Техника сверхвысоких частот. – М.: Атомиздат. 1980.
9. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука. 1989.
10. Ponomarenko V.I., Popov V.V. The multi-resonance curves processing technique. 13<sup>th</sup> Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2003), 8-12 September, Sevastopol, Crimea, Ukraine. 2003, pp. 690-691.
11. Богданович В.Ю., Егоров М.А., Завадцев Д.А. и др. // ПТЭ. 2003. №5. с. 112. (B. Yu. Bogdanovich, M. A. Egorov, D. A. Zavadtsev, V. I. Kaminskii, A. A. Krasnov, M. V. Lalayan, and N. P. Sobenin. Adjustable Directional Couplers. – Instruments and Experimental Techniques, Vol. 46, No. 5, 2003, pp. 681–686.)

*Поступила в редакцию 05.05.2005 г.*