

$j = \overline{1, 1200}$, Δw_j — оценки $\varphi_\alpha(t)$.

Выход из строя одного каскада или узла диагностируемого умножителя приводит к изменению угловых ускорений фазы на соответствующих участках СВЧ сигнала. При частотном анализе полученных последовательностей (10) с использованием дискретного преобразования Фурье согласно выражениям

$$C_n = \frac{2}{1200} \sum_{j=1}^{1200} \Delta w_j \exp(-i2\pi j n / 1200); \quad (11)$$

$$A_n = \sqrt{(\operatorname{Re}(C_n))^2 + (\operatorname{Im}(C_n))^2}; \quad (12)$$

$$\varphi_n = \operatorname{Arg}[C_n], \quad n = 1, 2, \dots, 1200, \quad (13)$$

где Re — действительная часть комплексного числа; Im — его мнимая часть; Arg — аргумент, наряду с основной гармоникой, характерной для исправного умножителя частоты, появляются еще и субгармоники.

Использование выражений (11)-(13) позволяет осуществлять диагностику состояния умножителей частоты. Это реализуется следующим образом. Последовательность Δw_j всегда имеет период, равный T , выраженный в дискретных единицах, T соответствует 1200 отсчетам. Если все функциональные узлы работают исправно, появляется период $T_p = T/p$, который в отсчетах определяется как $1200/p$, где p — число квантов энергии, передаваемых за полный цикл работы умножителя частоты. Для 16-каскадного умножителя частоты, на котором проводились данные исследования, $p=16$. Таким образом, отсутствие гармоник на частоте $\omega = 2\pi/T$ свидетельствует об исправной работе каскадов и умножителя частоты в целом.

При ухудшении параметров сигнала одного из каскадов умножителя в амплитудно- и фазо-частотных спектрах, полученных при анализе (10), появляются субгармоники. Исследование начальных фазовых углов этих субгармоник позволяет не только делать вывод о неисправности одного из каскадов работающего умножителя, но и указывать, какой именно из каскадов вышел из строя.

Проверка предложенного способа диагностики умножителя частоты осуществлена с использованием методов имитационного моделирования, а также с помощью экспериментов.

Литература: 1. Драган Я.П., Рожков В.А., Яворский И.Н. Методы вероятностного анализа ритмики океанологических процессов. Л.: Гидрометеиздат. 1987. 288 с. 2. Драган Я.П. О спектральных свойствах периодически коррелированных случайных процессов. Отбор и передача информации. 1971. № 30. С.16-24. 3. Гудзенко Л.И. О периодически нестационарных процессах. Радиотехника и электроника. 1959. Т.4. Вып.6. С.1026-1064. 4. Драган Я.П. К обоснованию стохастической ритмики модели // Отбор и передача информации. 1972. №34. С.12-14. 5. Драган Я.П. О гармонизуемости случайных процессов с конечной энергией // Отбор и передача информации. 1984. №69. С.10-17. 6. Papoulis A. Random modulation: a review. IEEE Trans, Acoust., Speech and Signal Processing, 1983. ASSP-31. №1. P.96-105. 7. Колмогоров А.Н. Статистическая теория колебаний с непрерывным спектром. В кн.: Юбилейный сборник АН СССР. Ч.1. М: Изд-во АН СССР. 1947. С.242-249.

Поступила в редколлегию 16.09.1998

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Пресняков И.Н.

Кривенко Станислав Анатольевич, канд. техн. наук, доцент, начальник сектора АО НИИРИ. Научные интересы: радиотехнические системы технической диагностики. Адрес: Украина, 310054, Харьков, ул. Академика Павлова, 271, тел. 26-52-60.

УДК 621.396.67

РАСЧЕТ РЕЗОНАТОРНО-ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ С ПРОВОЛОЧНЫМ ВОЗБУДИТЕЛЕМ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

МАСЛАМАНИ Т. М.

Описывается решение задачи о возбуждении резонаторно-щелевой антенны (РЩА). Приводятся результаты численного расчета частотных зависимостей входного сопротивления и коэффициента стоячей волны РЩА.

1. Постановка и общее решение задачи

Резонаторно-щелевая антенна изображена на рис. 1. Внутренняя область резонатора определяется неравенствами $0 \leq x \leq a$, $0 \leq y \leq b$, $0 \leq z \leq c$, внешняя — полупространством $z > c$.

Излучающая щель (апертура) находится на торцевой стенке $z=c$ и ее размеры $(a_1 - a_0) \times (b_1 - b_0)$. При $z=0$ расположена короткозамкнутая стенка. Все стенки идеально прово-

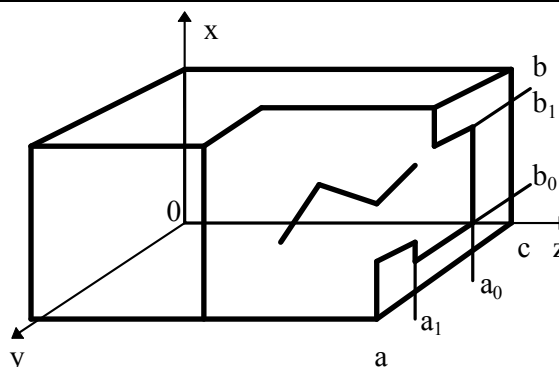


Рис. 1

дящие. Возбудитель представляет собой кусочно-линейный излучатель, состоящий из N прямолинейных, произвольно ориентированных проводников круглого сечения с диаметром $d \ll \lambda$, соединенных друг с другом. В рассечку одного (n -го) отрезка (или в общем случае нескольких) включен δ — источник напряжения V_{0n} . Электрический ток имеет только продольную составляющую и она аксиально симметрична.

Общая схема решения задачи следующая. Используя тензорные функции Грина для прямоугольного резонатора [1], определяют полные поля

$\vec{E}$ и $\vec{H}$ во внутренней области резонатора, выраженные через неизвестный электрический ток на возбuditеле и эквивалентные магнитные токи в щели. С помощью последних и функции Грина для полупространства находят $\vec{H}$ для $z > c$. Удовлетворяя затем однородным граничным условиям для касательных составляющих вектора $\vec{E}$ на поверхности возбuditеля и условию непрерывности для H_{tg} на щели, находят систему интегральных уравнений относительно неизвестных электрического и эквивалентных магнитных токов. Эти уравнения методом моментов сводятся к системе алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения неизвестных токов по системе базисных функций. После решения этой системы уравнений определение входного сопротивления в точке подключения источника и распределения поля во внешнем пространстве не составляет особого труда.

Напряженности поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ для внутренней области можно представить в следующем виде [2]:

$$\vec{E}(r) = \int_V [\mathfrak{Z}_{11}(r, r') \vec{j}^e(r') + \mathfrak{Z}_{12}(r, r') \vec{j}^m(r')] dr', \quad (1)$$

$$\vec{H}(r) = \int_V [\mathfrak{Z}_{21}(r, r') \vec{j}^e(r') + \mathfrak{Z}_{22}(r, r') \vec{j}^m(r')] dr', \quad (2)$$

где r и r' – радиус-векторы точки наблюдения и интегрирования соответственно; $\mathfrak{Z}_{ik}$ – электрические и магнитные тензорные функции Грина; $\vec{j}^e$, $\vec{j}^m$ – плотности электрического тока возбuditеля и эквивалентных магнитных токов на щели.

Осевой электрический ток на каждом отрезке зададим в виде функции продольной координаты, направленной вдоль оси ζ_i возбuditеля:

$$\vec{j}_i^e = j(\zeta_i) \vec{e}_{\zeta_i}^i, \quad i = \overline{1, N}, \quad (3)$$

где i – номер отрезка; $\vec{e}_{\zeta_i}^i = \alpha_{ix} \vec{e}_x + \alpha_{iy} \vec{e}_y + \alpha_{iz} \vec{e}_z$ – единичный вектор оси i -го отрезка; $\alpha_{ix}, \alpha_{iy}, \alpha_{iz}$ – направляющие косинусы i -го отрезка в общей прямоугольной системе координат. Плотность эквивалентного магнитного тока на щели представим в виде

$$\vec{j}^m = j_x^m \vec{e}_x + j_y^m \vec{e}_y. \quad (4)$$

Тогда (1) и (2) можно переписать следующим образом:

$$\vec{E}(r) = \sum_{i=1}^N \int_{V_i} \mathfrak{Z}_{11} \vec{e}_{\zeta_i}^i j^e(r') dr' + \int_S \mathfrak{Z}_{12} \vec{e}_x j_x^m(s') ds' + \int_S \mathfrak{Z}_{12} \vec{e}_y j_y^m(s') ds', \quad (5)$$

$$\vec{H}(r) = \sum_{i=1}^N \int_{V_i} \mathfrak{Z}_{21} \vec{e}_{\zeta_i}^i j^e(r') dr' + \int_S \mathfrak{Z}_{22} \vec{e}_x j_x^m(s') ds' + \int_S \mathfrak{Z}_{22} \vec{e}_y j_y^m(s') ds'. \quad (6)$$

Полное электрическое поле на поверхности i -го отрезка равно сумме $\vec{E}(r)$ и поля дельта-источника возбуждения $E_0 \vec{e}_{\zeta_i} \delta(r - r_{0i})$, где r_{0i} – координата d -источника. Удовлетворяя однородным граничным условиям для касательной составляющей полного электрического поля на поверхности каждого отрезка, получим систему N интегральных уравнений:

$$\sum_{i=1}^N \int_{V_i} \vec{e}_{\zeta_i}^t \mathfrak{Z}_{11} \vec{e}_{\zeta_i}^i j^e(r') dr' + \int_S \vec{e}_{\zeta_i}^t \mathfrak{Z}_{12} \vec{e}_x j_x^m(r') ds' + \int_S \vec{e}_{\zeta_i}^t \mathfrak{Z}_{12} \vec{e}_y j_y^m(r') ds' = -\vec{e}_{\zeta_i}^t E_0 \vec{e}_{\zeta_i} \delta(r - r_{0i}), \quad (7)$$

$t = \overline{1, N}$.

Условие непрерывности магнитного поля на апертуре щели приводит к следующим уравнениям:

$$\sum_{i=1}^N \int_{V_i} \vec{e}_x \mathfrak{Z}_{21} \vec{e}_{\zeta_i}^i j^e(r') dr' + \int_S \vec{e}_x (\mathfrak{Z}_{22} \vec{e}_x - \mathfrak{Z}_{22}^{bn} \vec{e}_x) j_x^m(r') ds' + \int_S \vec{e}_x (\mathfrak{Z}_{22} \vec{e}_y - \mathfrak{Z}_{22}^{bn} \vec{e}_y) j_y^m(r') ds' = 0, \quad (8)$$

$$\sum_{i=1}^N \int_{V_i} \vec{e}_y \mathfrak{Z}_{21} \vec{e}_{\zeta_i}^i j^e(r') dr' + \int_S \vec{e}_y (\mathfrak{Z}_{22} \vec{e}_x - \mathfrak{Z}_{22}^{bn} \vec{e}_x) j_x^m(r') ds' + \int_S \vec{e}_y (\mathfrak{Z}_{22} \vec{e}_y - \mathfrak{Z}_{22}^{bn} \vec{e}_y) j_y^m(r') ds' = 0. \quad (9)$$

Искомые токи будем представлять в виде разложения по системе базисных функций подобластей [3].

Разобьем i -й отрезок на M_i равных интервалов h_i . Пусть $\zeta_{0i}(x_{0i}, y_{0i}, z_{0i})$ – координата начала i -го отрезка, x_{0i}, y_{0i}, z_{0i} – координаты начала в общей системе координат. Тогда продольная координата начала m -го интервала данного отрезка $\zeta_m^i = \zeta_{0i} + (m-1)h_i$, $m = \overline{1, M_i}$. В пределах m -го интервала ток запишем в виде

$$J_{im}^e(\zeta) = \frac{1}{\sin kh_i} \left[A_{im} \sin k(\zeta_{m+1}^i - \zeta) + A_{i(m+1)} \sin k(\zeta - \zeta_m^i) \right],$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $\zeta \in [\zeta_m^i, \zeta_{m+1}^i]$, $\zeta_{m+1}^i = \zeta_m^i + h_i$.

Такая запись соответствует кусочно – синусоидальной аппроксимации искомого тока, при которой он в пределах i -го отрезка представляется в виде разложения

$$J_i^m(\zeta) = \sum_{m=1}^{M_i} \frac{1}{\sin kh_i} \left[A_{im} \sin k(\zeta_{m+1}^i - \zeta) + A_{i(m+1)} \sin k(\zeta - \zeta_m^i) \right], \quad \zeta \in [\zeta_{0i}, \zeta_{0i} + (M_i + 1)h_i], \quad (10)$$

где каждое m -е слагаемое определяет распределение тока только на m -м интервале.

Апертуру щели разделим на прямоугольные подобласти, длина которых h_x вдоль оси x , а вдоль оси $y - h_y$.

Количество разбиений вдоль оси x равно N_0 , а вдоль оси $y - P_0$, так что $h_x = \frac{a_1 - a_0}{N_0}$; $h_y = \frac{b_1 - b_0}{P_0}$.

При этом координаты начала np -й подобласти соответственно

$$x_n = a_0 + (n-1)h_x = x_0 + (n-1)h_x, \quad n = \overline{1, N_0}, \quad (11)$$

$$y_p = b_0 + (p-1)h_y = y_0 + (p-1)h_y, \quad p = \overline{1, P_0}.$$

В качестве базисных функций для разложения j_x^m

и j_y^m выбираем также базисные функции подобластей. Вдоль направления вектора тока возьмем кусочно-синусоидальный базис, а вдоль направления, перпендикулярного к протеканию тока, — кусочно-постоянный базис [4]:

$$j_x^m(x', y', z') = \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{p=1}^{P_0} \frac{1}{\sin kh_x} \left[B_{np} \sin k(x_{n+1} - x') + B_{(n+1)p} \sin k(x' - x_n) \right] h_y \delta \left[y' - \left(y_0 + \frac{2p-1}{2} h_y \right) \right] \delta(z' - c), \quad (12)$$

$$j_y^m(x', y', z') = \sum_{n=1}^{N_0} \sum_{p=1}^{P_0} \frac{1}{\sin kh_y} \left[C_{np} \sin k(y_{p+1} - y') + C_{n(p+1)} \sin k(y' - y_p) \right] h_x \delta \left[x' - \left(x_0 + \frac{2n-1}{2} h_x \right) \right] \delta(z' - c), \quad (13)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака.

Каждое np -е слагаемое в (12) и (13) описывает распределение эквивалентных магнитных токов j_x^m, j_y^m на прямоугольном интервале, начальные координаты которого определены в (11).

Подставляя (10), (12), (13) в (7)-(9), затем умножая обе части последовательно на пробные функции и интегрируя по области определения, соответствующей пробной функции, получаем следующую систему алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения электрических и магнитных токов:

$$\sum_{i=1}^N \sum_{m_i=1}^{M_i} X_{im} \Pi_{im, \mu} + \sum_{p=1}^{P_0} \sum_{n=1}^{N_0+1} (Y_{np} S_{np, \mu} + Z_{np} Q_{np, \mu}) = D_{\mu}, \quad t = \overline{1, N}, \quad \mu = \overline{1, M_t + 1};$$

$$\sum_{i=1}^N \sum_{m_i=1}^{M_i} X_{im} \Pi_{im, \eta\pi}^{(x)} + \sum_{p=1}^{P_0} \sum_{n=1}^{N_0+1} (Y_{np} S_{np, \eta\pi}^{(x)} + Z_{np} Q_{np, \eta\pi}^{(x)}) = 0,$$

$$\sum_{i=1}^N \sum_{m_i=1}^{M_i} X_{im} \Pi_{im, \eta\pi}^{(y)} + \sum_{p=1}^{P_0} \sum_{n=1}^{N_0+1} (Y_{np} S_{np, \eta\pi}^{(y)} + Z_{np} Q_{np, \eta\pi}^{(y)}) = 0. \quad (14)$$

К этой системе необходимо добавить уравнения Кирхгофа для электрических токов в точках соединения каждой пары отрезков, а также, если имеются свободные концы отрезков, — условия равенства нулю тока на этих концах:

$$\begin{cases} X_{i', M_{i'+1}} = 0, \\ X_{i, M_i+1} + \sum_j X_{j, 1} = 0, \\ Y_{1p} = Y_{N_0+1, p} = 0, \\ Z_{n1} = Z_{n, P_0+1} = 0, \end{cases} \quad (15)$$

где j — номера отрезков, которые присоединяются к концу i -го отрезка. В отсутствие разветвлений $j = i + 1$.

Коэффициенты при неизвестных X_{im}, Y_{np}, Z_{np} рассчитываются по следующим формулам:

$$\Pi_{im, \mu} = \int_{l_{\mu}} \Phi_{im}^{(t)} \Psi_{\mu} d\zeta,$$

$$S_{np, \mu} = \int_{l_{\mu}} T_{np}^{(t)} \Psi_{\mu} d\zeta,$$

$$Q_{np, \mu} = \int_{l_{\mu}} L_{np}^{(t)} \Psi_{\mu} d\zeta,$$

$$D_{\mu} = -E_{\zeta}^{(t)} \Psi_{\mu}(\zeta_{0\mu}^{(t)}),$$

$$Q_{np, \eta\pi}^{(x)} = \int_{l_{\eta\pi}} \Psi_{\eta\pi}(r_{\eta\pi}) dr_{\eta\pi} \int_{l_{np}} \vec{e}_x (\Im_{22} - \Im_{22}^{bn}) \vec{e}_y \times \Psi_{np}(r_{np}) dr_{np},$$

$$S_{np, \eta\pi}^{(x)} = \int_{l_{\eta\pi}} \Psi_{\eta\pi}(r_{\eta\pi}) dr_{\eta\pi} \int_{l_{np}} \vec{e}_x (\Im_{22} - \Im_{22}^{bn}) \vec{e}_x \times \Psi_{np}(r_{np}) dr_{np},$$

$$Q_{np, \eta\pi}^{(y)} = \int_{l_{\eta\pi}} \Psi_{\eta\pi}(r_{\eta\pi}) dr_{\eta\pi} \int_{l_{np}} \vec{e}_y (\Im_{22} - \Im_{22}^{bn}) \vec{e}_y \Psi_{np}(r_{np}) dr_{np},$$

$$\Pi_{im, \eta\pi}^{(x)} = -S_{np, \mu},$$

$$\Pi_{im, \eta\pi}^{(y)} = -Q_{np, \mu},$$

$$S_{np, \eta\pi}^{(y)} = Q_{np, \eta\pi}^{(x)}.$$

Все коэффициенты вычисляются аналитически, однако из-за их громоздкости явный вид соответствующих выражений здесь не приводится.

После решения системы уравнений (14), (15) величину входного сопротивления можно определить по формуле

$$Z_{in} = \frac{V_0}{J^e(I_0)},$$

а поле для области $z > c$ — путем непосредственного интегрирования в (5), положив при этом электрические токи равными нулю.

2. Результаты численных расчетов

Полученные в предыдущем разделе соотношения были использованы для расчета входного сопротивления и коэффициента стоячей волны (КСТ_У) РЩА, конструкция которого изображена на рис. 2.

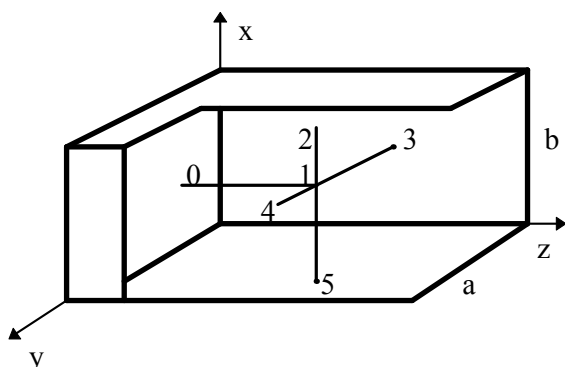


Рис. 2

Антенна состоит из корпуса в виде короткозамкнутого с одного торца (при $z=0$) и открытого с противоположного (при $z=c$) отрезка металлического квадратного волновода с размерами поперечного сечения $a \times b = 40 \times 40$ мм, заполненного СВЧ керамикой с $\epsilon = 80$. На короткозамкнутом торце размещен коаксиальный разъем, к центральному проводнику которого присоединен тонкий металлический штырь 0-1 длиной h . Ось штыря совпадает с продольной осью отрезка волновода. К концу штыря 0-1 присоединен крестообразный возбуждатель (излучатель), состоящий из двух взаимно перпендикулярных тонких металлических штырей 2-5 и 3-4. Этот излучатель лежит в плоскости XY при $z=h$. Концы 3 и 5 штырей припаяны к стенкам волновода, а 4 и 2 — разомкнуты (расстояние от них до соответствующих стенок равно 3 мм). Раскрыв РЩА излучает в диэлектрическое полупространство с параметрами $\epsilon = 81$, $\sigma = 1,2$ см/м (водопроводная вода). При расчетах место подсоединения к коаксиальному разъему моделировалось d — источником напряжения.

На рис. 3 приведены рассчитанные частотные зависимости входных активного $R_{вх}$ (кривая 1) и реактивного $X_{вх}$ (кривая 2) сопротивлений в точке 0.

Частотная зависимость КСТ_У показана на рис. 4 (кривая 1 — расчетная). Здесь же показана зависимость КСТ_У от частоты, полученная экспериментально (кривая 2 — экспериментальная). Видно, что обе кривые имеют примерно одинаковый характер. Наблюдающиеся количественные различия не превышают 10% и могут быть объяс-

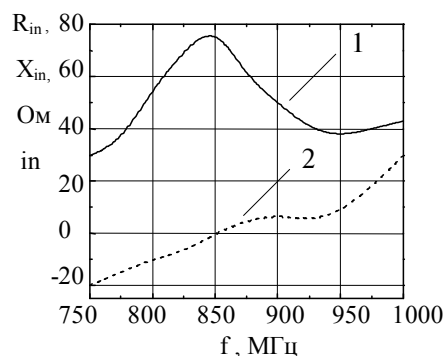


Рис. 3

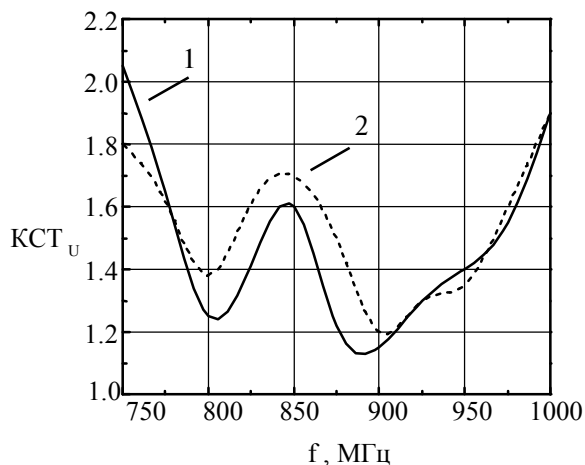


Рис. 4

нены неучетом при расчетах паразитных емкостей между концами отрезков 2 и 4 и стенками волновода.

Литература: 1. Марков Г.Т., Панченко Б.А. Тензорные функции Грина для прямоугольных волноводов и резонаторов // Изв. вузов. Радиотехника. 1964. Т.7, № 1. С. 34-41. 2. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Миттры. М.: Мир. 1977. 485 с. 3. Фелсен Л., Маркувиц М. Излучение и рассеяние волн. Т.1. М.: Мир. 1972. 547с. 4. Harrington R. F., Mautz, J. R. Computational Methods for Transmission of Waves. // Electromagnetic Scattering. Edited by Uslenghi.-New York.: Academic Press. 1978. P. 429-470.

Поступила в редколлегию 22.11.1998

Рецензент: д-р техн. наук Горобец Н.Н.

Масламани Талиб, аспирант кафедры ОРТ ХТУРЭ. Научные интересы: теория и техника антенн для медицинского применения. Адрес: Украина, 310726, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. (0572) 40-94-30.