УДК 621.372

В. В. ДОЛЖИКОВ, канд. физ.-мат. наук, *С. Н. САКАЛО*

ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ РЕЗОНАТОРНО-ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ

Одним из наиболее распространенных типов бортовых антенн летательных аппаратов являются резонаторно-щелевые антенны (РЩА). Эти антенны зачастую используются в навигационных и связных системах метровых и дециметровых диапазонов волн. Возможность применения РЩА в той или иной радиотехнической системе в значительной мере определяется частотной характеристикой (ЧХ) их полного входного сопротивления, т. е. зависимостью $z_{вх} = z_a(f)$. Разработан ряд методов расчета значения $z_{вх}$ для РЩА нескольких конструкций. Достаточно полно и строго задача решена для РЩА, возбуждаемых в плоскости щели коаксиальной или полосковой линией передачи [1].

При рассмотрении РЩА, возбуждаемых в полости резонатора, используется только метод эквивалентных схем [2]. Этот метод — приближенный, и опирающиеся на него алгоритмы анализа имеют ограниченные возможности решения задачи оптимизации геометрии возбудителя по заданной ЧХ входного сопротивления РЩА.

В связи с этим представляет интерес разработка более строгих методов расчета зависимости ЧХ $z_{вх}$ для РЩА, возбуждаемых в полости резонатора.

Рассмотрим базирующуюся на электродинамическом подходе методику расчета РЩА с прямоугольным резонатором и возбудителем в виде штыря, который представляет собой продолжение центрального провода питающей коаксиальной линии передачи. Геометрия РЩА представлена на рис. 1. Здесь *1* — резонатор, выполненный на основе прямоугольного волновода с размерами стенок $a \times b$; *2* — экран; *3* — закорачивающая задняя стенка резонатора, расположенная на расстоянии L от плоскости апертуры, 4 — штыревой возбудитель длиной h и диаметром $2d$, который является продолжением центрального провода питающей антенну коаксиальной линии передачи 5 с диаметром внешнего провода $2D$. Расстояние от центра штыря до одной из стенок резонатора равно x_0, а до закорачивающей стенки l_0.

Задачу о нахождении полного входного сопротивления РЩА можно решить следующим образом: методом интегральных уравнений с использованием тензорной функции Грина для прямоугольного резонатора с последующим численным решением этих уравнений; используя результаты работ по возбуждению бесконечного согласованного волновода.

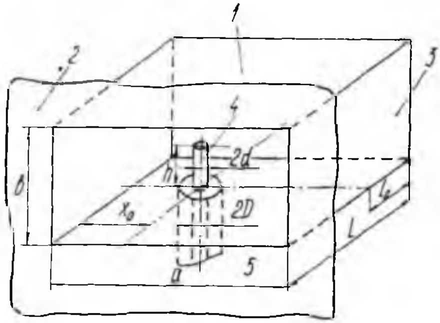

Рис. 1

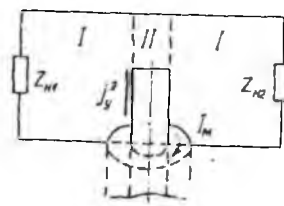

Рис. 2

В литературе рассматривалась задача о возбуждении согласованного волновода штырем, который представляет собой продолжение центрального провода коаксиальной линии передачи. Авторами работ [3; 4] получено выражение для входной проводимости со стороны коаксиальной линии в случае, когда штырь полностью или частично перекрывает волновод. В работе [5] рассматривался волновод, нагруженный на произвольные комплексные нагрузки, при возбуждении штырем, полностью перекрывающим волновод.

Первый способ — более общий. Он дает возможность варьировать геометрией штыря в процессе расчетов и строго учитывать наличие излучающей апертуры. Однако необходимость в использовании численных методов решения системы интегральных уравнений значительно усложняет расчеты. Поэтому решение вопроса об оптимизации РЩА в этом случае затруднительно ввиду ограниченного быстродействия и объема оперативной памяти современных ЭВМ.

Второй способ имеет ограниченные возможности по изменению геометрии штыря. Он позволяет варьировать длиной при расчете, диаметром и местоположением штыря в РЩА, но не его конфигурацией, и наличие апертуры учитывается приближенными методами. Однако относительная простота расчетных формул в этом случае позволяет выполнять на ЭВМ за приемлемое время многократные расчеты и оценки, открывая путь к оптимизации размеров резонатора, излучающей апертуры, возбуждающего штыря и его местоположения по заданной

ЧХ входного сопротивления РЩА. В данной работе задача по определению входного сопротивления РЩА решается вторым способом.

В дальнейшем удобно РЩА представить следующим образом (рис. 2). В сечении прямоугольного волновода при $z=0$ расположен возбуждающий штырь. С обоих концов ($z<0$ и $z>0$) к волноводу подключены в общем случае произвольные комплексные нагрузки, характеризуемые их сопротивлениями $z_{н1}$, $z_{н2}$. Для резонаторно-щелевой антенны при $z<0$ надо положить $z_{н1}=0$ (волновод закорочен), а при $z>0$ $z_{н2}=z_а$ (волновод нагружен на комплексное сопротивление апертуры $z_а$). Задача решается методом частичных областей (рис. 2, области I, II) при зависимости от времени типа $e^{-i\omega t}$ и следующих основных допущениях: проводимость всех металлических поверхностей бесконечна; возбуждающее поле кольцевой щели формируется только волной типа T; ток на штыре имеет аксиальную симметрию; диаметр штыря мал по сравнению с длиной волны; штырь полый и стенки его бесконечно тонкие. Допущение о том, что возбуждающий штырь полый, является существенным при решении задачи методом частичных областей. При этом можно предположить, что входные проводимости полого и сплошного штырей практически одинаковы. Это подтверждается экспериментальными данными, приведенными далее.

Известно, что входная проводимость $Y_{вх}$ вибратора, питаемого коаксиальной линией передачи, есть отношение кольцевого магнитного тока $I_м$ (рис. 2) к напряжению на кольцевой щели U [3]. В свою очередь, ток $I_м$ можно выразить через напряженность магнитного поля H_φ в окрестности вибратора (центрального провода коаксиальной линии). Для случая азимутальной симметрии имеем

$$Y_{вх}=\frac{2\pi}{U\ln(D/d)}\int\limits_d^D H_\varphi(r,\ y)\,dr,\ y=0, \tag{1}$$

где r, φ, y — параметры цилиндрической системы координат, у которой ось y совмещена с продольной осью штыря. Записав уравнения Максвелла для I области, выразим H_φ^I через составляющую поля E_y^I:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2}+k^2\right)H_\varphi^I=i\omega\varepsilon_0\{[\mathrm{grad}_\perp E_y^I,\ \vec{e}_y]_\varphi+j_\varphi^м\}. \tag{2}$$

Здесь $j_\varphi^м$ — азимутальная составляющая плотности кольцевого магнитного тока, эквивалентного возбуждающей щели; $k=\omega/c$ — волновое число; ω — круговая частота; c — скорость света; ε_0 — диэлектрическая проницаемость воздуха; $\vec{e}_y$ — единичный орт в направлении оси y.

Представим составляющие полей H_φ^I, E_y^I, плотности тока $j_\varphi^м$ в виде рядов Фурье

$$E_y(r,\ y)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2-\delta_n}{b}\mathcal{E}_{yn}(r)\cos\frac{\pi n}{b}y \quad (3); \quad H_\varphi(r,\ y)=$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2-\delta n}{b} \mathscr{H}_{yn}(r) \cos\frac{\pi n}{b} y \quad (4); \qquad j_{\varphi}^{м} = j_{\varphi 0}^{м} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2-\delta n}{2b} \cos\frac{\pi n}{b} y \quad (5),$$

где $j_{\varphi 0}^{м} = \frac{-2U}{r \ln (D / d)}$; δ_n — символ Кронекера, $\delta_0 = 1$, $\delta_{n \neq 0} = 0$.

Теперь можно из (2) получить следующее выражение для H_{φ}^{I}:

$$H_{\varphi}^{I}(r, y) = -i \frac{k}{z_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2-\delta_n}{b\gamma_n^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} \mathscr{E}_{yn}^{I}(r) + \frac{1}{2} j_{\varphi 0}^{м} \right] \times$$

$$\times \cos\frac{\pi n}{b} y, \tag{6}$$

а интеграл в правой части (1) записать в виде

$$\int_d^D H_{\varphi}^{I}(r, 0) = -i \frac{k}{z_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2-\delta_n}{b\gamma_n^2} \left\{ \left[\mathscr{E}_{yn}^{I}(D) - \mathscr{E}_{yn}^{I}(d) \right] + \right.$$

$$\left. + \int_d^D \frac{1}{2} j_{\varphi 0}^{м}(r)\, dr \right\}, \tag{7}$$

где z_0 — характеристическое сопротивление свободного пространства, равное 120π; $\gamma_n = k\sqrt{1-(\pi n/kb)^2}$.

Из (1), (7) следует, что для определения $Y_{вх}$ достаточно знать составляющую E_y полного электрического поля в окрестности штыря, которую можно выразить через электрический и магнитный векторные потенциалы, определяемые через неизвестную плотность электрического тока на штыре и плотность магнитного кольцевого тока. Из (6) для плотности электрического тока на штыре получим следующее выражение:

$$j_y^{э}(y) = -\int_0^b E_y(d, y')\, j_{ex}^{\delta}(y, y')\, dy' + j_y^{н}(y). \tag{8}$$

Здесь $j_{ex}^{\delta}(y, y')$ — плотность тока на штыре, полностью перекрывающем произвольно нагруженный волновод в отличие от согласованного волновода в [3]. Возбуждение штыря производится δ-источником напряжения, помещенным в точку $y = y'$ и $r = d$ (рис. 2, область I); $j_y^{н}(y)$ — плотность тока на штыре, полностью перекрывающем произвольно нагруженный волновод, возбуждаемый коаксиальной линией передачи; $E_y(d, y')$ — неизвестное поле, которое на поверхности штыря ($r = d$) равно нулю при $0 \leqslant y' \leqslant h$ и отлично от нуля в зазоре, т. е. при $h < y' \leqslant b$. Это полеудовлетворяет неоднородному интегральному уравнению первого рода [4]:

$$j_y^{н}(y) = \int_0^b E_y(d, y') \left[j_{ex}^{\delta}(y, y') + j_{in}^{\delta}(y, y') \right] dy' \tag{9}$$

для $h \leqslant y' \leqslant b$, $h \leqslant y \leqslant b$. Величина $\overset{\delta}{j}_{in}'(y, y')$ есть плотность тока на внутренней поверхности штыря при возбуждении в точке $y = y'$ и $r = d - 0$ (область II). Рассмотрим схему нахождения $Y_{вх}$.

1. Для области I находится плотность тока $j_y^{н}(y)$. Для этого ищется напряженность электрического поля в волноводе с произвольными нагрузками, создаваемая двумя источниками — плотностью электрического тока на штыре и плотностью магнитного кольцевого тока-

$$E_y = \frac{1}{i\omega\varepsilon_0}(\mathrm{grad\,div} + k^2) A_y^{э} - \mathrm{rot}\, A_y^{м}. \qquad (10)$$

Здесь $A_y^{э}$, $A_y^{м}$ — составляющие электрического и магнитного векторных потенциалов в волноводе с произвольными нагрузками, определяемые неизвестной плотностью тока $j_y^{н}$ и заданной плотностью кольцевого магнитного тока $j_{\varphi}^{м}$. Затем, удовлетворяя граничным условиям для E_y на поверхности штыря, найдем $j_y^{н}$.

2. Плотность тока $\overset{\delta}{j}_{ex}$ определяется аналогичным образом. Отличие заключается в том, что полное поле E_y создается неизвестной плотностью тока $\overset{\delta}{j}_{ex}$ и δ-источником напряжения, включенным в рассечку штыря: $E_y(d + 0,\ y) = -\delta(y - y')$ **(11)**.

3. Для области II определяется плотность тока $\overset{\delta}{j}_{in}$ по формуле (3) из работы [4], а наличие δ-источника учитывается как $E_y(d - 0,\ y) = -\delta(y - y')$ **(12)**.

4. Определяется $E_y(d, y')$ из решения интегрального уравнения (3) по схеме, изложенной в работе [4]. Неизвестное поле в зазоре представляется в виде ряда по полиномам Чебышева первого рода, а затем интегральное уравнение сводится к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений. Определив плотность электрического тока на штыре с зазором по (8), а затем применив к E_y преобразование Фурье, найдем из (7), (1) входную проводимость РЩА.

Описанная процедура нахождения $Y_{вх}$ в общих чертах сходна с процедурой, изложенной в работах [3; 4]. Отличие наших результатов от результатов указанных работ связано с тем, что в этих работах рассматривался случай бесконечного согласованного волновода. Нами рассматривается случай, характерный для излучающих структур, в данном случае РЩА: с одной стороны волновод закорочен, а с другой — нагружен на апертуру.

После проведения всех необходимых вычислений для $Y_{вх}$ получаем

$$Y_{вх} = -i\frac{2\pi k}{z_0 b \ln(D/d)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_n}{\gamma_n^2}(E_n - 1). \qquad (13)$$

Здесь

$$E_n = -i\frac{\pi}{2} J_0(\gamma_n d)\, S_n(d) \left\{ T_n \frac{\pi\gamma_n d S_{1n}(d)}{2S_n(d)} \sum_{q=0}^{\infty} (-1)^{n+q} \times \right.$$

$$\times a_q J_{2q}\left(\frac{\pi n}{b} g\right) + \frac{1}{\ln (D/d)} \left\{\frac{S_n(D)}{S_n(d)} \left[T_n \frac{S_n(D)}{S_n(d)} - \frac{J_0(\gamma_n D)}{J_0(\gamma_n d)}\right] + \right.$$

$$\left. + (T_n - 1)\left[1 - 2\frac{S_n(D)}{S_n(d)}\right]\right\}\Bigg\}. \tag{14}$$

Обозначения, входящие в (14), описываются следующими выражениями:

$$T_n = \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\sin \pi (m+n) h/b}{m+n} + \frac{\sin \pi (m-n) h/b}{m-n}\right];$$

$$S_n(r) = H_0^{(2)}(\gamma_n r) + J_0(\gamma_n r)\Phi_n;$$

$$S_{1n}(r) = -H_1^{(2)}(\gamma_n r) - J_1(\gamma_n r)\Phi_n;$$

$$\Phi_n = \sum_{\substack{s=-\infty \\ s\neq 0}}^{\infty} (-1)^s H_0^{(2)}(\gamma_n l_s) + \frac{4}{a} \sum_{\substack{t=-\infty \\ t\neq 0}}^{\infty} (-1)^{\nu_{1t}} \times$$

$$\times \sum_{\varkappa=1}^{\infty} \Gamma_{\varkappa_n}^{\nu_t} \frac{\exp(-i\beta_{\varkappa_n} l_t)}{\beta_{\varkappa_n}} \sin^2(\pi x_0 \varkappa/a);$$

$g = b - h$, где $\Gamma_{\varkappa_n}$ — коэффициент отражения волн типа $H_{\varkappa_n}$ от апертуры, I_{yn} — компонента Фурье плотности тока на штыре

$\beta_{\varkappa_n} = \sqrt{\gamma_n^2 - (\pi\varkappa/a)^2}$; $l_s = |s|a \pm 0{,}5(a - 2x_0)[1 - (-1)^s]$; $l_t = |t|l \pm$ $\pm 0{,}5(l - 2l_0)[1 - (-1)^t]$; $\nu_t = 0{,}25\{2|t| \pm [1 - (-1)^t]\}$; $\nu_{1t} = 0{,}25 \times$ $\times \{2|t| \pm [1 + (-1)^t]\}$.

В выражениях для l_s, l_t, ν_t, ν_{1t} верхний знак для s, $t > 0$, нижний — для s, $t < 0$. Коэффициенты a_q в (14) являются решением системы алгебраических уравнений:

$$\sum_{q=0}^{\infty} A_{tq} a_q = B_t, \quad t = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots,\ \infty,$$

где

$$A_{tq} = \frac{\pi}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{q+t}(2 - \delta_n)\left[\frac{J_1(\gamma_n d)}{J_0(\gamma_n d)} - \frac{S_{1n}(d)}{S_n(d)}\right] \times$$

$$\times J_{2q}\left(\frac{\pi_n}{b} g\right) J_{2t}\left(\frac{\pi_n}{b} g\right);$$

$$B_t = \frac{i}{\ln (D/d)} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+t} \frac{1}{\gamma_n}\left[\frac{S_n(D)}{S_n(d)} - 1\right] J_{2t}\left(\frac{\pi_n}{b} g\right).$$

В приведенных соотношениях J_n, $H_n^{(2)}$ — функции Бесселя и Ханкеля второго рода.

На основании полученных выражений составлена программа для расчета на языке Фортран-IV. С помощью этой программы рассчитано входное сопротивление $z_{вх} = 1/Y_{вх}$ со стороны коаксиальной линии передачи для короткозамкнутого штыря и штыря высотой 56 мм. Размеры резонатора $a \times b \times L = 265 \times 65 \times 300$ мм, диаметр штыря $2d = 4{,}6$ мм, большой диаметр возбуждающей кольцевой щели $2D = 16$ мм, смещение оси штыря от боковой стенки $x_0 = 132{,}5$ мм, от короткозамкнутой стенки $l_0 = 150$ мм. На рис. 3 представлены результаты расчетов в виде сплошных кривых и экспериментальные результаты. Совпадение теоретических и экспериментальных результатов вполне удовлетворительное. Проводимость апертуры РЩА. необходимая при расчете коэффициента отражения от апертуры, опреде-

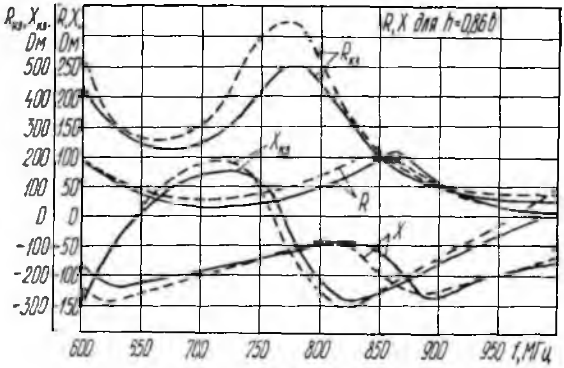

Рис. 3

лялась в соответствии с выражениями, приведенными в работе [6] для одномодового приближения.

Нами экспериментально проверено предположение о близости входного сопротивления сплошного и полого штырей, если диаметры их малы по сравнению с длиной волны. В таблице приведены измеренные значения входного сопротивления РЩА со сплошным и полым штырями и дано сравнение их с расчетными данными. Диаметр штыря $2d = 8{,}7$ мм (это составляет 0,23 от средней длины волны рассматриваемого диапазона), большой диаметр возбуждающей кольцевой щели $2D = 20$ мм, $h = 56$ мм, остальные размеры аналогичны приведенным. Из анализа данных (таблица) следует, что различия во входном сопротивлении сплошного и полого штырей находятся в пределах погрешности измерений.

f, МГц	Полый/сплошной штырь		f, МГц	Полый/сплошной штырь	
	R, Ом	X, Ом		R, Ом	X, Ом
600	95/95	—80/—85	850	125/130	—60/—70
650	53/50	—109/—104	900	57/59	—108/—110
700	31/32	—70/—68	950	16/20	—83/—83
750	46/47	—49/—47	1000	11/11	—64/—64
800	79/80	—24/—19	—	—	—

В заключение следует отметить, что по выражению (13) для $Y_{вх}$ можно также рассчитать проводимость РЩА, если: штырь закорочен и возбуждается коаксиальной линией либо δ-источником; штырь с зазором при возбуждении δ-источником.

Выражение для полного поля вблизи поверхности штыря с зазором дает возможность оценить разрядоустойчивость РЩА данного типа, так как появляется возможность определить непосредственно мощность пробоя.

Список литературы: 1. *Ильинский А. С., Гринев А. Ю., Котов Ю. В.* Исследование электродинамических характеристик резонаторно-щелевого излучателя с источником возбуждения в плоскости щели // Радиотехника и электрон.— 1978.— **23**, № 5.— С. 922—930. 2. *Техника* сверхвысоких частот : Пер. с англ.; Под ред. Я. Н. Фельда.— М. : Сов. радио, 1952.— Т. 1.— 475 с. 3. *Williamson A. G., Otto D. V.* Cylindrical antenna in a rectangular waveguide griven from a coaxial line // Electronics Letters.— 1972.— **8**, N 22.— P. 545—547. 4. *Williamson A. G., Otto D. V.* Coaxially fed hollow cylindrical monopole in a rectangular waveguide // Electronics Letters.— 1973.— **9**, N 10.— P. 218—220. 5. *Бугаев В. Я., Рапопорт Г. Н.* Эквивалентная схема волноводно-коаксиального Т-сочленения // Изв. вузов. Радиоэлектроника.— 1977.— **20**, № 2.— С. 95—100. 6. *Левин Л.* Современная теория волноводов : Пер. с англ.; Под ред. Э. Л. Бурштейна.— М. : Иностр. лит., 1954.— 215 с.

Поступила в редколлегию 12.11.86