

ИМПЕДАНСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОСКОЙ ЛОГАРИФМИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ С ПЛОТНОЙ НАМОТКОЙ

Плоские спирали используются в качестве элементов антенных решеток и облучателей зеркальных антенн. Хорошо изучены поля излучения таких антенн, но данные для расчета их входного сопротивления недостаточны. Известные методы интегральных уравнений непригодны для расчета входного сопротивления $Z_{вх}$ спиралей с плотной намоткой и большой длиной плеча. Предлагается провести расчет $Z_{вх}$ спиралей с плотной намоткой в приближении анизотропно проводящей плоскости.

Предположим, что спираль расположена в плоскости $z = 0$ цилиндрической системы координат ρ, φ, Z , возбуждена на кольце радиуса ρ_0 системой δ — генераторов с полем $E_0 = K_0 \delta(\rho - \rho_0) e^{in\varphi}$ (K_0 — амплитуда входного сигнала) и имеет активную излучающую область в районе $k\rho \approx 1$, где k — волновое число свободного пространства. В приближении одной волны на участке, предшествующем активной области, спираль заменяется неоднородной линией с коэффициентом распространения $p(k\rho)$ и волновым сопротивлением $W(k\rho)$, а активная область — нагрузкой, сопротивление которой равно сопротивлению излучения R_Σ [1].

Для неоднородной линии входное сопротивление удовлетворяет уравнению типа Риккати

$$\frac{dZ_{вх}}{d\rho} + i \frac{p(k\rho)}{W(k\rho)} Z_{вх}^2 - ip(k\rho) W(k\rho) = 0 \quad (1)$$

с граничным условием, определяемым нагрузкой [2]. Таким образом, задача сводится к определению $p(k\rho)$, $W(k\rho)$, R_Σ и численному анализу уравнения (1).

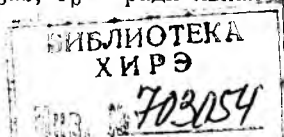
Излучение спирали в режиме несимметричных волн обусловлено трансформацией поверхностной волны в излученную [3; 4]. Поэтому для нашей модели волну, распространяющуюся в неоднородной линии, можно считать поверхностной с коэффициентом распространения

$$p(k\rho) = k\kappa(k\rho), \quad (2)$$

где $\kappa(k\rho) = u(1 - n/k\rho)$; u — параметр намотки спирали. Волновое сопротивление для радиальной поверхностной волны определим по формуле [5]

$$W(k\rho) = \frac{2 P_\rho^n}{|I_\rho^n|^2}. \quad (3)$$

Здесь P_ρ^n — мощность, переносимая поверхностной волной, $P_\rho^n = \frac{c}{4\pi} \int_0^{2\pi} \rho d\varphi \int_0^\infty [\vec{E}^n \vec{H}^{n*}]_\rho dz$; I_ρ^n — радиальная составляющая тока поверх-



ностной волны $I^n = 2\pi\rho J^n$ (4), где J^n — плотность тока в направлении проводимости спирали,

$$J^n = -(J_\phi^n + uJ_\rho^n)/\sqrt{1+u^2} = \frac{-c}{2\pi\sqrt{1+u^2}} (H_\rho^n + uH_\phi^n)_{z=0}. \quad (4a)$$

Используя компоненты полей из работы [4], получаем соотношения для составляющих тока

$$I_\rho^n = c \left[(n - k\rho) \kappa(k\rho) + \frac{i}{2} \right] F(\rho, \varphi, 0); \quad (5)$$

$$I_\phi^n = -c \left\{ \kappa(k\rho) [k\rho\kappa(k\rho) - i \left(\frac{1}{2} - \frac{n u}{k\rho} \right)] + n \right\} F(\rho, \varphi, 0), \quad (6)$$

где $F(\rho, \varphi, 0) = \frac{i}{2} B e^{in\varphi} \beta(k\rho)$; $\beta(k\rho) = e^{-ik\rho\sqrt{1+u^2}}(k\rho)^{-\frac{1}{2} + i n u}$,

B — константа, зависящая от u , K_0 , ρ_0 . При этом выражение для мощности поверхностной волны примет вид

$$P^n = -\frac{c}{8} |B|^2 \{ \kappa^2(k\rho) + 1 \} \kappa(k\rho). \quad (7)$$

После подстановки (5), (7) в (3) получаем волновое сопротивление (в омах)

$$W(k\rho) = \frac{30 [(k\rho - n)^2 u^2 + (k\rho^2)] (n - k\rho)}{(k\rho - n)^4 u^2 + \frac{1}{4} (k\rho)^2}. \quad (8)$$

Сопротивление излучения спиральной антенны определим по формуле

$$R_\Sigma = \frac{2P_\Sigma}{|I_{\text{вх1}}^n|^2}, \quad (9)$$

где P_Σ — суммарная мощность излучения спирали в верхнее и ниж-

нее полупространства, $P_\Sigma = \frac{c}{4} \int_0^{\pi/2} (|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2) R^2 \sin\theta d\theta$ (10); E_θ ,

E_φ — компоненты излученного поля в сферической системе координат R, θ, φ ; $I_{\text{вх1}}^n$ — значение поверхностного тока (4) в начале области излучения при $k\rho = k\rho_1$.

Компоненты полей E_θ, E_φ определим через векторный потенциал электрического тока поверхностной волны \vec{A} [5]

$$\vec{E} = \frac{1}{ik} (\text{grad div} + k^2) \vec{A}(R, \theta, \varphi); \quad \vec{H} = \text{rot} \vec{A}(R, \theta, \varphi), \quad (11)$$

где

$$\vec{A}(R, \theta, \varphi) = \frac{1}{c} \int_s \vec{J}^n(R', \theta', \varphi') \frac{e^{-ikr}}{r} ds; \quad (12)$$

r — расстояние между точками интегрирования R', θ', φ' и наблюдения R, θ, φ ; s — площадь области излучения; $\vec{J}^n(R', \theta', \varphi')$ — повер-

хностная плотность тока в области s . Сферические компоненты A удобно выразить через тангенциальную A_w и нормальную A_n к виткам спирали, составляющие [3]

$$\begin{aligned} A_\varphi &= (-uA_w - A_n)/\sqrt{1+u^2}; \\ A_\theta &= \cos \theta (A_w - uA_n)/\sqrt{1+u^2}; \end{aligned} \quad (13)$$

которые для тока (4) и радиальных размеров активной области $\rho_1 \div \rho_2$ запишем в виде

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} A_w(R, \theta, \varphi) \\ A_n(R, \theta, \varphi) \end{aligned} \right\} &= \frac{1}{4\pi} B \frac{e^{-ikR}}{R} \int_{\rho_1}^{\rho_2} G(k\rho') d\rho' \times \\ &\times \int_0^{2\pi} e^{in\varphi'} e^{ik\rho' \sin \theta \cos(\varphi-\varphi')} \left\{ \begin{aligned} \cos(\varphi-\varphi') \\ \sin(\varphi-\varphi') \end{aligned} \right\} d\varphi', \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \text{где } G(k\rho) &= c(1+u^2)\beta(k\rho) \left[ik\rho\sqrt{1+u^2} + \frac{1}{2} + 2inu + \right. \\ &\left. + \frac{n\sqrt{1+u^2}}{k\rho} \left(in - \frac{u}{2(1+u^2)} \right) \right]. \end{aligned}$$

После замены переменных $\Phi = \varphi - \varphi'$, $\kappa = k\rho$ и использования интегрального представления Зоммерфельда

$$\int_0^\pi e^{iz \cos \Phi} \cos n\Phi d\Phi = \pi i^n J_n(z)$$

выражения (14) упрощаются и принимают вид

$$\begin{aligned} A_w &= -\frac{1}{2k} Bi^{n-1} \frac{e^{-ikR}}{R} e^{in\varphi} \int_{k\rho_1}^{k\rho_2} G(x) J'_n(x \sin \theta) dx; \\ A_n &= -\frac{1}{2k} Bi^n n \frac{e^{-ikR}}{R} e^{in\varphi} \int_{k\rho_1}^{k\rho_2} G(x) \frac{J_n(x \sin \theta)}{x \sin \theta} dx, \end{aligned} \quad (15)$$

$k\rho_1$, $k\rho_2$ — начальное и конечное значения безразмерных радиусов $k\rho'$ активной области, $k\rho_2 = 2 - k\rho_1$. Подставляя (15) в (13) для спирали с плотной намоткой $u > 10$, получаем соотношения для сферических компонент векторного потенциала:

$$\begin{aligned} A_w &= \frac{1}{2k} Bi^{n-1} \frac{e^{-ikR}}{R} e^{in\varphi} \int_{k\rho_1}^{k\rho_2} \left[J_{n-1}(x \sin \theta) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{nJ_n(x \sin \theta)}{x \sin \theta} \right] G(x) dx; \\ A_\theta &= \frac{1}{2k} Bi^n \frac{e^{-ikR}}{R} e^{in\varphi} n \cos \theta \int_{k\rho_1}^{k\rho_2} \frac{J_n(x \sin \theta)}{x \sin \theta} G(x) dx. \end{aligned} \quad (16)$$

При этом поля в дальней зоне выражаются через компоненты векторного потенциала

$$E_{\theta} = H_{\varphi} = -ikA_{\theta}; \quad E_{\varphi} = -H_{\theta} = -ikA_{\varphi}. \quad (17)$$

Поскольку интегралы в (16) не берутся в квадратурах, определение сопротивления излучения сводится к численному интегрированию соотношений для компонент полей (16), мощности излучения (10) и последующему расчету R_{Σ} по формуле (9), в которой значение токов (4) берется при $kr = kr_1$.

При известных $p(k\rho)$, $W(k\rho)$, R_{Σ} входное сопротивление рассчитывается по уравнению (1). Подстановка (2), (8) в (1) приводит к дифференциальному уравнению для $Z_{\text{вх}}$ относительно безразмерной переменной kr

$$\frac{dZ_{\text{вх}}}{d(k\rho)} + i \frac{\kappa(k\rho)}{W(k\rho)} Z_{\text{вх}} - i\kappa(k\rho) W(k\rho) = 0. \quad (18)$$

Так как нагрузка расположена в начале активной области при $kr = kr_1$, сделаем замену переменной $\eta = kr_1 - kr$. Кроме того, представим входное сопротивление в комплексной форме $Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + iX_{\text{вх}}$, где $R_{\text{вх}}$, $X_{\text{вх}}$ — активная и реактивная части входного сопротивления. Тогда уравнение (18) преобразуется в систему двух связанных дифференциальных уравнений для $R_{\text{вх}}$, $X_{\text{вх}}$:

$$\begin{aligned} \frac{dR_{\text{вх}}}{d\eta} + 2 \frac{\kappa(k\rho_1 - \eta)}{W(k\rho_1 - \eta)} R_{\text{вх}} X_{\text{вх}} &= 0; \\ \frac{dX_{\text{вх}}}{d\eta} - \frac{\kappa(k\rho_1 - \eta)}{W(k\rho_1 - \eta)} (R_{\text{вх}}^2 - X_{\text{вх}}^2) + \kappa W &= 0, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\kappa(k\rho_1 - \eta)$, $W(k\rho_1 - \eta)$ описываются выражениями (2) и (8), в которых необходимо принять $kr = kr_1 - \eta$. Граничные условия при $\eta = 0$ записываются в виде $R_0 = R_{\Sigma}$, $X_0 = 0$.

Расчеты начинались с определения сопротивления излучения и места расположения нагрузки $kr = kr_1$. Для этого по формуле (8) рассчитывалась зависимость волнового сопротивления W от kr , а по формуле (9) — R_{Σ} от kr , при этом пределы интегрирования в (15) полагали $kr_1 = kr$ и $kr_2 = 2 - kr_1$. На рис. 1 представлены эти зависимости (сплошные линии для W , пунктирные для R_{Σ} , $n = 1$, кривая 1 — $u = 20$, 2 — 30, 3 — 50). Из рис. 1 видно, что W , R_{Σ} с изменением kr проходят через максимум при $kr = kr_{\text{опт}}$, высота которого увеличивается с ростом плотности намотки спирали. Уменьшение W при $kr > kr_{\text{опт}}$ объясняется тем, что в активной области происходит падение мощности, переносимой поверхностной волной. Поэтому максимальное значение $W(k\rho)$ соответствует началу области активного излучения и $kr = kr_{\text{опт}}$ может быть принято за место положения нагрузки kr_1 . Таким образом, сопротивление нагрузки можно взять равным R_{Σ} в начале области излучения, т.е. при $kr_{\text{опт}}$. Из анализа кривых следует, что ширину активной области Δkr можно принять равной удвоенному значению $(1 - kr_{\text{опт}})$. На рис. 2 представлены полученные по кривым рис. 1 значения Δkr , kr_1 в зависимости от параметра намотки спира-

ли u . Треугольниками отмечены экспериментально полученные $\Delta k\rho$ из анализа зондограмм ближнего поля спиралей с $u = 30$ и $u = 50$. Совпадение расчетных и экспериментальных данных подтверждает правильность критерия оценки ширины активной области спирали, а следовательно, и выбора места расположения нагрузки.

Анализ системы (19) для практически важного случая осевого излучения ($n = 1$) проводился численно методом Рунге—Кутты. Для трех параметров намоток спиралей $u_{1,2,3} = 20, 30, 50$ согласно рис. 1, 2 были установлены граничные условия в виде $(R_0)_{1,2,3} = 50, 80, 140$ Ом; $(X_0)_{1,2,3} = 0$; $(k\rho_1)_{1,2,3} = 0,78, 0,8, 0,82$. Результаты расчета активной $R_{вх}$ (сплошные кривые) и реактивной $X_{вх}$ (пунктирные кривые) составляющих входного сопротивления от безразмерного параметра $k\rho_0$

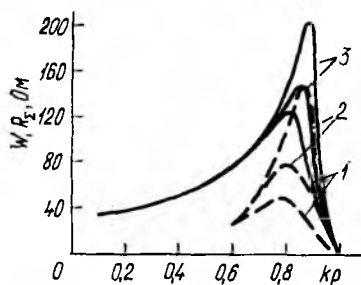


Рис. 1

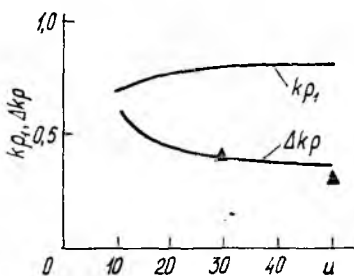


Рис. 2

для $u = 20, 30, 50$ представлены на рис. 3, а, б, в соответственно. Входное сопротивление представляет собой осциллирующую функцию, а среднее значение $R_{вх}$ уменьшается от нагрузки ко входу. С ростом котангенса угла намотки u частота осцилляций увеличивается, а амплитуда колебаний уменьшается, стремясь к среднему значению.

Эксперименты проводились на двух макетах спиралей, изготовленных методом фотолитографии на диэлектрических подложках из стеклотекстолита толщиной 2 мм. Внутренний радиус спиралей 0,2 см, внешний — 3,4 см. Одна спираль однозаходная ($u = 30$), вторая — двухзаходная ($u = 20$). Измерения $Z_{вх}$ проводились в диапазоне $k\rho_0 = 0,1 \div 0,5$. Результаты измерений представлены на рис. 3, а, б кружками. Видно, что экспериментально снятые кривые подтверждают осциллирующий характер кривых $Z_{вх}(k\rho_0)$. Для однозаходной спирали при $k\rho_0 \geq 0,25$, а для двухзаходной во всем измеренном диапазоне совпадают расчетные и экспериментальные частоты осцилляций. Несовпадение частоты осцилляций в однозаходной спирали при $k\rho_0 < 0,25$ можно объяснить существованием на низких частотах симметричной волны, тогда как двухзаходная противофазно возбужденная спираль поддерживает только одну несимметричную волну в исследованном диапазоне.

Разброс $R_{вх}$ для однозаходной спирали лежит в пределах $30 \div 75$ Ом, а $X_{вх}$ — в пределах $30 \div -30$ Ом. В работе [3] на основе квазистатики получили приближенное значение $R_{вх} = 57$ Ом для

однозаходной спирали. В настоящей работе исследованы частотные характеристики $R_{вх}$. Для однозаходной спирали в области низких частот колебания происходят вокруг значения $R_{вх} = 50$ Ом. Для двухзаходной спирали экспериментальные значения $R_{вх}$ колеблются

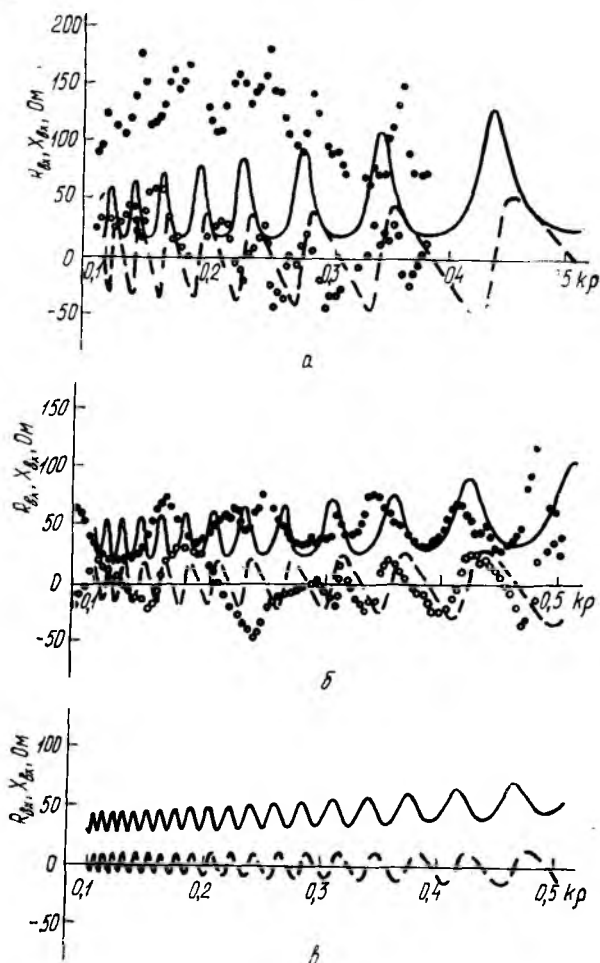


Рис. 3

вокруг среднего значения 120 Ом, а $X_{вх}$ изменяется в пределах $40 \div -40$ Ом, что согласуется с экспериментальными данными, приведенными в работе [6].

Таким образом, предложенная модель спирали пригодна для описания импедансных характеристик однозаходной плоской логарифмической спирали в режиме одной несимметричной волны. Входное сопротивление является осциллирующей функцией частоты. Период колебаний растет, а амплитуда относительно среднего значения уменьшается

с ростом плотности намотки спирали. Выведенная формула для волнового сопротивления несимметричной радиальной волны позволяет легко определять ширину активной области спирали.

Список литературы: 1. *Тимирев Н. П.* К расчету импедансных характеристик антенны в виде спирали с большими углами конусности // Прикл. задачи рассеяния и дифракции радиолокац. сигналов.— 1975.— № 4.— С. 78—82. 2. *Литвиненко О. Н., Сошников В. И.* Теория неоднородных линий и их применение в радиотехнике.— М.: Сов. радио, 1964.— 535 с. 3. *Горошеня А. Б., Горбунков В. И.* Теория частотно-независимых антенн.— Омск: Б. и., 1979.— 78 с. 4. *Яцук К. П., Бойко С. Н.* К вопросу о спектре волн плоской логарифмической спирали при несимметричном возбуждении // Радиотехника.— 1985.— Вып. 72.— С. 7—12. 5. *Марков Г. Т., Сазонов Д. М.* Антенны.— М.: Энергия, 1975.— 528 с. 6. *Dyson J. D.* The equiangular spiral antenna // IRE Trans.— 1959.— AP-7, № 2.— P. 181—187.

Поступила в редколлегию 21.10.86

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 связанных 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