

**АНАЛИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ АНТЕНН С ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ МИКРОПОЛОСКОВОЙ ЛИНИЕЙ**

А. Е. Свеженцев

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [svezh@kharkov.ua](mailto:svezh@kharkov.ua)*

Цель статьи – развитие эффективного подхода к анализу цилиндрической микрополосковой антенны с излучателями произвольной конфигурации, возбуждаемыми с помощью микрополосковой линии. Этот подход базируется на решении задачи с помощью метода моментов в спектральной области. Основное внимание уделено улучшению сходимости при вычислении элементов матрицы взаимных импедансов путем выделения асимптотического поведения компонент функции Грина в спектральной области, что позволяет существенно ускорить процесс вычисления. Ранее главные члены таких асимптотических представлений были получены эвристически, используя решение для плоского случая. В этой публикации асимптотические представления получены в рамках цилиндрического случая и являются существенно расширенными. Приведены результаты расчета входного сопротивления для излучателей различной конфигурации, а также дано сравнение с экспериментом. Ил. 9. Библиогр.: 15 назв.

**Ключевые слова:** цилиндрическая микрополосковая антенна, излучатели произвольной формы, метод моментов в спектральной области.

Цилиндрические микрополосковые антенны (ЦМА) пользуются повышенным вниманием исследователей в связи с их большим спросом для различных применений, относящихся в основном к спутниковой и мобильной радиосвязи. Теоретическому исследованию ЦМА посвящено большое количество статей, в которых анализ ЦМА производится различными методами [1]. В процессе изучения ЦМА вначале были предложены приближенные модели, например, модель открытого резонатора с магнитными стенками [2]. Важным этапом исследования ЦМА с малым волновым размером ( $r_1/\lambda < 1$ , где  $r_1$  – радиус цилиндра,  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве) стало создание строгих моделей, построенных на основе применения метода моментов как в спектральной [3], так и пространственной области [4]. При построении решений в статьях [3, 4] было использовано обратное преобразование Фурье (ОПФ), представленное в цилиндрических координатах. Такое ОПФ состоит из ряда по азимутальным функциям и интеграла Фурье по постоянной распространения. Отметим, что в работе [3] ЦМА возбуждается коаксиальной линией, в то время как в работе [4] – микрополосковой линией. В статьях [2–4] рассматривались только излучатели, имеющие прямоугольно-цилиндрическую (ПЦ) форму, потому что в схеме метода моментов использовались базисные функции, заданные на всей поверхности излучателя. Для анализа излучателей произвольной формы необходимо использовать кусочно-заданные базисные функции. Однако в этом случае сходимость ряда и интеграла Фурье существенно ухудшается, что проявляется даже в случае рассмотрения ЦМА с малым волновым размером.

Впервые проблема улучшения сходимости при использовании кусочно-заданных базис-

ных функций в схеме метода моментов (схема Галеркина) была затронута в работе [5], где рассматривалась задача о возбуждении ЦМА, имеющей ПЦ-излучатель, который возбуждается микрополосковой линией. В качестве базисных функций использовались линейные остроугольные функции (руфтопы). В статье [5] было предложено повысить эффективность вычисления элементов матрицы взаимных импедансов путем вычитания асимптотического поведения тангенциальных компонент функций Грина в спектральной области и добавления соответствующего вклада в пространственной области. Хотя в работе [5] ОПФ от асимптотического поведения не было вычислено аналитически, эффективность вычисления матричных элементов существенно выросла. Отметим, что в указанной работе асимптотическое поведение тангенциальных компонент спектральной функции Грина было построено эвристически, исходя из плоского случая. Также заметим, что влияние формы излучателя на характеристики ЦМА на сегодняшний день изучено недостаточно. В частности, в работе [6] приведено входное сопротивление ЦМА с излучателем ПЦ-формы с использованием согласующего перехода на компланарную линию. В статье [7] рассчитано радиолокационное сечение рассеяния ЦМА с излучателем ПЦ-формы, имеющим щели различной конфигурации. В работе [8], в отличие от статей [5–7], в качестве возбуждения ЦМА с излучателем  $E$ -формы была использована коаксиальная линия. Кроме того, в статье [8], во-первых, главные члены асимптотического поведения тангенциальных компонент спектральной функции Грина были впервые вычислены строго в рамках цилиндрического случая. Во-вторых, главные члены были дополнены членом-изображением источника в бесконечной металли-

ческой плоскости. В-третьих, было найдено асимптотическое поведение для радиальной компоненты спектральной функции Грина, что позволило эффективно вычислить элементы правой части при возбуждении коаксиалом.

Данная статья является продолжением и развитием работ [5–8] с акцентом на исследование ЦМА с излучателями различной формы, возбуждаемых цилиндрической микрополосковой линией (ЦМЛ). Как и в этих работах, в настоящей статье для анализа ЦМА использована схема метода моментов, а именно, схема метода Галеркина, в которой интегральное уравнение решается в спектральной области, используя кусочно-заданные базисные функции. В отличие от статей [5–6], во-первых, здесь в качестве базисных функций использованы кусочно-заданные синусоидальные (*PWS – piecewise sinusoidal*) базисные функции. Во-вторых, контур интегрирования в интеграле Фурье всегда находится на действительной оси. При этом вклад полюсов, соответствующих поверхностным волнам, выделен в виде отдельных членов.

По сравнению с работами [7–8], нами получены дополнительные члены асимптотического поведения тангенциальных компонент спектральной функции Грина, что позволило увеличить эффективность вычислений элементов матрицы взаимных импедансов. При получении асимптотических представлений были использованы результаты статей [9–11], где было получено новое представление для функции Грина в пространственной области в форме смешанных потенциалов. В данной статье приведены результаты расчета входного сопротивления ЦМА с излучателями сложной формы и дано сравнение с результатами эксперимента.

**1. Постановка задачи. Сведение интегрального уравнения к системе линейных алгебраических уравнений.** Модель ЦМА с излучателем произвольной формы показана на рис. 1, где в качестве примера изображен излучатель ПЦ-формы со щелью *U*-типа. Излучатель возбуждается ЦМЛ. Излучатель и примыкающая к нему линия расположены на поверхности линии Губо [12], представляющей собой бесконечный вдоль оси *z* круговой металлический цилиндр радиуса  $r_1$ , на котором расположен круговой диэлектрический слой с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r$  и внешним радиусом  $r_0$ . ЦМЛ возбуждается дельта-генератором.

На рис. 2 даны несколько конфигураций излучателей произвольной формы. В соответствии с теоремой эквивалентности [13] излучатель и примыкающая к нему ЦМЛ замещаются листком эквивалентного поверхностного электрического тока с неизвестным распределением  $J(\varphi', z')$ .

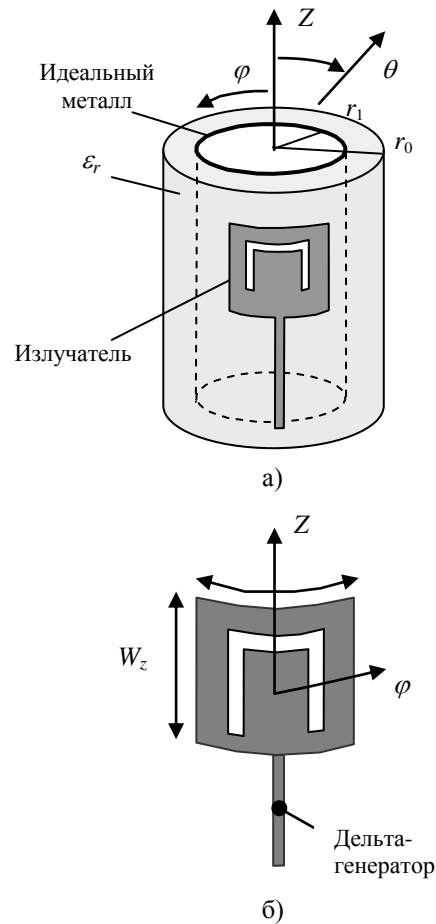


Рис. 1. ЦМА с ПЦ-излучателем, имеющим щель *U*-типа (а); геометрия излучателя (б)

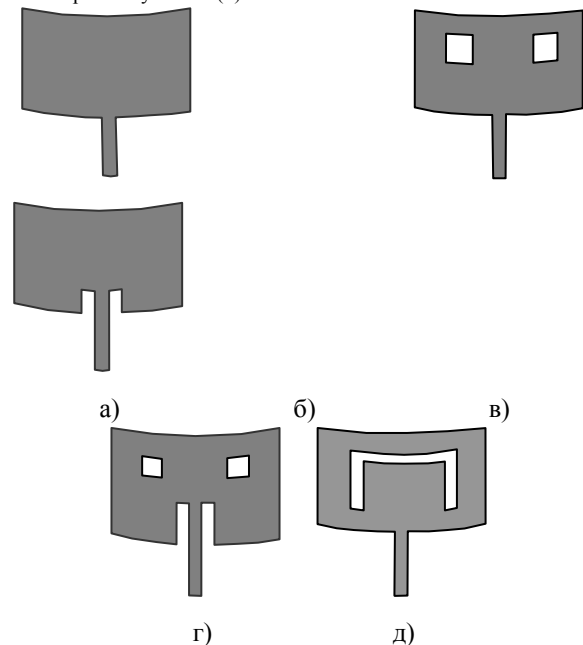


Рис. 2. Излучатели произвольной формы: а) – ПЦ-излучатель; б) – ПЦ-излучатель с прямоугольными отверстиями; в) – ПЦ-излучатель с согласующим переходом на компланарную линию; г) – ПЦ-излучатель с прямоугольными отверстиями и согласующим переходом на компланарную линию; д) – ПЦ-излучатель со щелью *U*-типа

Тогда тангенциальные компоненты электрического поля, созданного этим распределением тока на границе  $r = r_0$  однослойной линии Губо, имеют вид [3]

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{tg}}^J(r, z, \phi) = \\ = \iint_{z', \phi'} \hat{G}^e(r, r_0, z, z', \phi, \phi') \vec{J}(\phi', z') dS', \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} J_z(z', \phi') \\ J_\phi(z', \phi') \end{bmatrix}; \quad (2)$$

$$\hat{G} = \begin{bmatrix} G_{zz}^e & G_{z\phi}^e \\ G_{\phi z}^e & G_{\phi\phi}^e \end{bmatrix}; \quad (3)$$

$J_{z, \phi}(\phi', z')$  – компоненты листа электрического тока на излучателе;  $S'$  – поверхность излучателя; знак « $\wedge$ » означает тензор;  $\hat{G}^e(r, z, z', \phi, \phi')$  – функция Грина в пространственной области, компоненты которой вычисляются как ОПФ от соответствующих компонент функции Грина в спектральной области:

$$\begin{aligned} G_{pq}^e(r, r_0, z - z', \phi - \phi') = \frac{1}{4\pi^2} \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{G}_{pq}^e(r, r_0, n, h) e^{-in(\phi - \phi')} e^{-ih(z - z')} dh, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $(p, q = z, \phi)$ ,  $\tilde{G}_{pq}^e$  – компоненты функции Грина в спектральной области (спектральной функции Грина), выражения для которых приведены в статьях [3, 9]. Интегральное уравнение для нахождения неизвестной плотности эквивалентного поверхностного электрического тока вытекает из условия равенства нулю полного тангенциального электрического поля на поверхности излучателя в виде

$$\vec{E}_{\text{tg}}^J(r_0, \phi, z) + \vec{E}_{\text{tg}}^{\text{exc}}(r_0, z, \phi) = 0, \quad (5)$$

где  $\vec{E}_{\text{tg}}^{\text{exc}}(r_0, z, \phi)$  – поле возбуждения, создаваемое дельта-генератором. Следуя схеме метода моментов, представим неизвестную плотность тока на излучателе в виде разложения в ряд:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^{NB} \alpha_i \vec{J}_i^b, \quad (6)$$

где  $\vec{J}_i^b$  – базисные функции;  $\alpha_i$  – неизвестные коэффициенты;  $i = 1, \dots, NB$ ;  $NB = NBZ + NB\phi$  – полное число базисных функций, где  $NBZ$  и  $NB\phi$  – число базисных функций для  $z$ - и  $\phi$ -компонент тока соответственно. Для введения базисных функций поверхность излучателя разделяется на сегменты, и базисная функция задается на паре соседних сегментов.

Чтобы найти  $\alpha_i$ , уравнение (5), после подстановки в него выражений (1) и (6), проецируется на тест функции  $\vec{J}_k^t$ . Применяя схему Галеркина, мы приходим к системе линейных алгебраических уравнений:

$$\vec{Z} \vec{\alpha} = \vec{V}, \quad (7)$$

в которой  $Z$  – матрица взаимных импедансов, элементы которой имеют вид

$$\begin{aligned} Z_{ik} = \\ = \iint_{S_i} ds \vec{J}_i^t \left[ \iint_{S_k} ds \hat{G}(r_0, z, z', \phi, \phi') \vec{J}_k^b dS' \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $S_i$  и  $S_k$  – суммарные площади пары соседних сегментов, на которых задаются  $i$ -я и  $k$ -я тест- и базисные функции соответственно. Так как ЦМЛ возбуждается дельта-генератором, то элементы вектора столбца правой части системы уравнений (7) имеют довольно простой вид

$$V_i = \begin{cases} -1, & z = z_G, \\ 0, & z \neq z_G, \end{cases} \quad (9)$$

где  $z_G$  – координата положения дельта-генератора. Элементы матрицы взаимных импедансов вычисляются в спектральной области, и тогда выражение (8) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} Z_{ik} = \frac{1}{4\pi^2} \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_i^t(r_0, -n, -h) \tilde{G}(n, h) \tilde{J}_k^b(r_0, n, h) dh. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $\tilde{J}_i^t(r_0, -n, -h)$ ,  $\tilde{G}(n, h)$ ,  $\tilde{J}_k^b(r_0, n, h)$  – фурье-трансформанты величин  $\vec{J}_i^t$ ,  $\hat{G}$  и  $\vec{J}_k^b$ . Численная реализация формулы (10) требует значительных затрат компьютерных ресурсов, так как при вычислении интеграла Фурье мы имеем дело с быстро осциллирующими функциями, в состав которых входят комбинации цилиндрических функций. К тому же сходимость является относительно невысокой. Для повышения эффективности вычислений используем прием [5], который заключается в вычитании и добавлении асимптотического поведения подынтегральных выражений в (10) на основе выделения асимптотического поведения компонент функции Грина при  $n, h \rightarrow \infty$ , что рассмотрено в следующих разделах.

**2. Эффективное вычисление матрицы взаимных импедансов.** Выделение вклада асимптотического поведения для компонент спектральной функции Грина. В работе [5] асимптотические выражения для тангенциальных компонент спектральной функции Грина были получены в двух стадиях. На первой стадии для их получения были применены асимптотические представления для цилиндрических функций в двух различных случаях:

– в случае 1, когда значение  $n$  фиксировано и  $h \rightarrow \infty$ ;

– в случае 2, когда  $n \rightarrow \infty$  и  $h$  является фиксированной величиной.

Отметим, что эти случаи подразумевают две различные аппроксимации для асимптотического поведения компонент спектральной функции Грина. В каждой из полученных аппроксимаций присутствовала зависимость только от одной переменной: либо от переменной  $n$  (случай 1), либо от переменной  $h$  (случай 2). На второй стадии окончательные выражения для асимптотического поведения компонент спектральной функции Грина были сконструированы эвристически для единого случая ( $h \rightarrow \infty, n \rightarrow \infty$ ) путем сравнения планарного и цилиндрического случаев. Для дальнейшего сравнения полученных в работе [5] представлений (обозначим эти представления как  $\tilde{G}_{pq}^{AS}(h, n)$ ) с полученными далее улучшенными представлениями приведем их вид согласно работе [5]:

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{zz}^{AS}(h, n) &= \frac{i \bar{h}^2}{\sqrt{n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2}} \frac{k_0 r_0}{(\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})} + \\ &+ \frac{i(\varepsilon_{0r} - \varepsilon_{1r})}{2 k_0 r_0 (\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})^2} - \frac{i \mu_{0r} \mu_{1r}}{(\mu_{0r} + \mu_{1r})} \times \\ &\times \frac{n^2}{\left[ n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2 \right]^{3/2}} = \\ &= O(n^{-1}, h) + \text{const} + O(n^{-1}, h^{-3}); \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{z\varphi}^{AS}(h, n) &= \frac{i \bar{h} n}{\sqrt{n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2}} \frac{1}{(\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})} + \\ &+ \frac{i \mu_{0r} \mu_{1r} (k_0 r_0)^2}{(\mu_{0r} + \mu_{1r})} \frac{n \bar{h}}{\left[ n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2 \right]^{3/2}} = \\ &= O(n^0, h^0) + O(n^{-2}, h^{-2}); \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{\varphi\varphi}^{AS}(h, n) &= \\ &= \frac{i n^2}{(k_0 r_0) \sqrt{n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2}} \frac{1}{(\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})} - \\ &- \frac{i \mu_{0r} \mu_{1r} (k_0 r_0)^2}{(\mu_{0r} + \mu_{1r})} \frac{n \bar{h}^2}{\left[ n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2 \right]^{3/2}} = \\ &= O(n, h^{-1}) + O(n^{-3}, h^{-1}). \end{aligned} \quad (13)$$

В представления (11)–(13) мы включили степенные порядки асимптотических выражений при  $h \rightarrow \infty, n \rightarrow \infty$ . Выражения (11)–(13), приведенные в работе [5], будут улучшены и дополнены. В частности, предлагается строгий способ получения асимптотических выражений для компонент спектральной функции Грина. Для реализации этого способа мы воспользуемся более уни-

версальными асимптотическими представлениями для цилиндрических функций. Отметим, что в случае  $h \rightarrow \infty$  аргументы цилиндрических функций становятся чисто мнимыми и цилиндрические функции представляются в виде модифицированных цилиндрических функций. Тогда мы можем использовать равномерные аппроксимации для этих функций в случае, когда индекс  $n \rightarrow \infty$  [14]. Применяя эти аппроксимации к компонентам спектральной функции Грина, получим асимптотические выражения для компонент спектральной функции Грина:

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{zz}^{AS}(h, n) &= \left\{ \frac{i \bar{h}^2}{\sqrt{n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2}} \frac{k_0 r_0}{(\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})} + \right. \\ &+ \frac{i(\varepsilon_{0r} - \varepsilon_{1r})}{2(\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})^2} \frac{k_0 r_0 \bar{h}^2}{\left[ n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2 \right]} - \\ &\left. - \frac{i \mu_{0r} \mu_{1r}}{(\mu_{0r} + \mu_{1r})} \frac{k_0 r_0}{\sqrt{n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2}} \right\} \times \\ &\times \left[ 1 - e^{-2\sqrt{(n)^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2} (r_0 - r_1) / r_0} \right]; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{z\varphi}^{AS}(h, n) &= \\ &= \left\{ \frac{i \bar{h} n}{\sqrt{n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2}} \frac{1}{(\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})} + \right. \\ &+ \frac{i(\varepsilon_{0r} - \varepsilon_{1r})}{2(\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})^2} \frac{n \bar{h}}{\left[ n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2 \right]} \left. \right\} \times \\ &\times \left[ 1 - e^{-2\sqrt{(n)^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2} (r_0 - r_1) / r_0} \right]; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{\varphi\varphi}^{AS}(h, n) &= \\ &= \left\{ \frac{i n^2}{(k_0 r_0) \sqrt{n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2}} \frac{1}{(\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})} + \right. \\ &+ \frac{i(\varepsilon_{1r} - \varepsilon_{0r})}{2(\varepsilon_{0r} + \varepsilon_{1r})^2} \frac{n^2}{\left[ n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2 \right]} - \\ &\left. - \frac{i \mu_{0r} \mu_{1r}}{(\mu_{0r} + \mu_{1r})} \frac{k_0 r_0}{\sqrt{n^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2}} \right\} \times \\ &\times \left[ 1 - e^{-2\sqrt{(n)^2 + (k_0 r_0)^2 \bar{h}^2} (r_0 - r_1) / r_0} \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Главной отличительной чертой в получении выражений (14)–(16) является то, что они были получены непосредственно в рамках цилиндрического случая и при их выводе с самого начала сохранена зависимость от двух переменных. Схематично эти выражения могут быть за-

писаны как степенные разложения при  $h \rightarrow \infty$ ,  $n \rightarrow \infty$  в виде

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{zz}^{AS}(h, n) &= \\ &= \left\{ O(n^{-1}, h) + O(n^{-2}, h^0) + O(n^{-1}, h^{-1}) \right\} \times \\ &\times \left[ 1 - e^{-2\sqrt{(n)^2 + (k_0 r_0)^2} \bar{h}^2 (r_0 - r_1) / r_0} \right]; \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{z\varphi}^{AS}(h, n) &= \left\{ O(n^0, h^0) + O(n^{-1}, h^{-1}) \right\} \times \\ &\times \left[ 1 - e^{-2\sqrt{(n)^2 + (k_0 r_0)^2} \bar{h}^2 (r_0 - r_1) / r_0} \right]; \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{\varphi\varphi}^{AS}(h, n) &= \\ &= \left\{ O(n^{-1}, h^{-1}) + O(n^0, h^{-2}) + O(n^{-1}, h^{-1}) \right\} \times \\ &\times \left[ 1 - e^{-2\sqrt{(n)^2 + (k_0 r_0)^2} \bar{h}^2 (r_0 - r_1) / r_0} \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Сравним формулы (11)–(13) и (14)–(19). Во-первых, главные члены этих двух асимптотических представлений совпадают. Во-вторых, выражения (14)–(19) являются более полными, так как содержат последовательные члены степенного разложения, отсутствующие в формулах (11)–(13). Также выражения (14)–(19) содержат дополнительный множитель в квадратных скобках, который, как было показано [9–11], соответствует изображению источника в бесконечной идеальной металлической плоскости. В-третьих, дополнительным фактом полноты (14)–(16) по сравнению с (11)–(13) является наличие константы для  $\tilde{G}_{zz}^{AS} 1(h, n)$  в формуле (11) и ее отсутствие для  $\tilde{G}_{zz}^{AS} 2(h, n)$  в формуле (14). Оказалось, что эта константа может быть получена из второго члена в фигурных скобках (14), если положить  $h \rightarrow \infty$ . Отметим, что именно в приближении  $h \rightarrow \infty$  и была получена эта константа согласно [5]. Таким образом, выражение (11), а именно, его второй член в виде константы, является неточным. Его правильный вид представлен в виде второго члена в выражении (14). Также отметим, что каждое из выражений (14)–(16) содержит по одному (последнему) члену более высокого порядка малости, отсутствующему в формулах (11)–(13). Причем эти отмеченные члены более высокого порядка малости в (11)–(13) не были получены аналитически в работе [5], а возникли как сконструированный из плоского случая вклад  $TE$ -волн. На рис. 3 показаны зависимости компонент разностной спектральной функции Грина

$$g_{pq}^1(h, n) = \tilde{G}_{pq}(h, n) - \tilde{G}_{pq}^{AS}(h, n) \quad (20)$$

от постоянной распространения  $h$  при  $n = 100$ . Кривая 1 соответствует случаю, когда  $\tilde{G}_{pq}^{AS}(h, n) = \tilde{G}_{pq}^{AS} 1(h, n)$ , отражает результаты статьи [5], а кривая 2 построена в случае

$\tilde{G}_{pq}^{AS}(h, n) = \tilde{G}_{pq}^{AS} 2(h, n)$ , т. е. по результатам данной работы.

Из рис. 3 следует, что полученные здесь асимптотические представления  $\tilde{G}_{pq}^{AS}(h, n)$  являются более эффективными, чем  $\tilde{G}_{pq}^{AS} 1(h, n)$ . Отметим, что дополнительная эффективность полученных улучшенных асимптотических выражений в случае тонких подложек обеспечивается наличием дополнительного члена в квадратных скобках в (14)–(16).

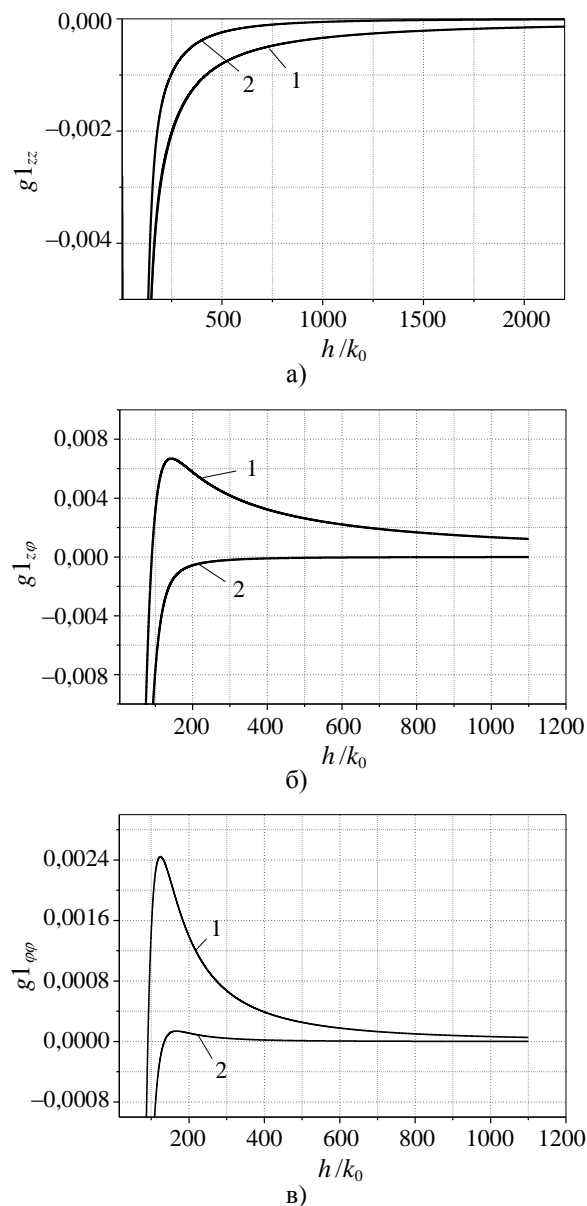


Рис. 3. Зависимости разностных спектральных функций  $g_{pq}^1(h, n) = \tilde{G}_{pq}(h, n) - \tilde{G}_{pq}^{AS}(h, n)$  ( $p, q = z, \varphi$ ) от постоянной распространения  $h$  при  $n = 100$ : 1 –  $\tilde{G}_{pq}^{AS}(h, n) = \tilde{G}_{pq}^{AS} 1(h, n)$ , что соответствует [5]; 2 –  $\tilde{G}_{pq}^{AS}(h, n) = \tilde{G}_{pq}^{AS} 2(h, n)$ ;  $\varepsilon_r = 2.2$ ;  $r_1 = 0,05$  м;  $r_0/r_1 = 1,0152$ ;  $f = 1,95$  ГГц

Из выражений (17)–(19) следует, что компоненты функции Грина в спектральной области могут быть как слабо убывающими, так и растущими функциями переменных  $n$  и  $h$ . Следовательно, мы не можем напрямую пользоваться формулой (4) ввиду расходимости ряда, и интеграла Фурье. Причина состоит в том, что компоненты функции Грина имеют особенность в случае, когда точка наблюдения совпадает с точкой источника. Отметим, что для функции Грина в форме смешанных потенциалов проблема выделения особенности на источнике рассматривалась в статьях [9–10] и была решена путем выделения асимптотического поведения компонент спектральной функции Грина и явного вычисления ОПФ от этого асимптотического поведения. Однако в данном случае не требуется прямое вычисление функции Грина в пространственной области, так как все вычисления проводятся в спектральной области, и здесь недостаточная степень убывания и даже рост компонент функции Грина в зависимости от переменных  $n$  и  $h$  компенсируются убыванием фурье-трансформант для базисных функций.

Улучшение сходимости при вычислении элементов матрицы взаимных импедансов и выделение вклада поверхностных волн. Используя полученные асимптотические представления для компонент спектральной функции Грина, повысим эффективность вычисления выражения (10), как это было сделано в работе [5]. В итоге  $Z_{ik}$  представляется в виде суммы двух слагаемых:

$$Z_{ik} = Z_{ik}^{CYL} + Z_{ik}^{AS} + Z_{ik}^{SURF}, \quad (21)$$

где

$$Z_{ik}^{CYL} = \frac{1}{4\pi^2} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{h=-\infty}^{\infty} \tilde{J}^t(r_0, -n, -h) \tilde{G}^3(n, h) \tilde{J}^b(r_0, n, h) dh; \quad (22)$$

$$Z_{ik}^{AS} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{h=-\infty}^{\infty} \tilde{J}^t(r_0, -n, -h) \tilde{G}^{AS}(n, h) \tilde{J}^b(r_0, n, h) dh; \quad (23)$$

$$\tilde{G}^3(n, h) = \tilde{G}(n, h) - \tilde{G}^{AS}(n, h).$$

Из выражения (21) следует, что каждый из элементов матрицы  $Z_{ik}$  выглядит в виде суммы трех слагаемых. Первое слагаемое  $Z_{ik}^{CYL}$  вычисляется численно и содержит интегралы и ряды от выражений, в состав которых входят цилиндрические функции. При этом сходимость рядов и интегралов Фурье в (22) существенно выше, чем в выражении (10). Второе слагаемое  $Z_{ik}^{AS}$  также вычис-

ляется численно и содержит интегралы и ряды от выражений, содержащих только элементарные функции. Третье слагаемое  $Z_{ik}^{SURF}$  представляет собой вклад поверхностных волн и представляется в виде суммы конечного ряда [8–9].

**3. Анализ результатов.** В результате решения системы (7) с правой частью (9) мы получим амплитуды базисных функций, а затем, используя (6), найдем распределение плотности тока на излучателе и примыкающем к нему отрезке микрополосковой линии. Далее, как и в статье [15], мы используем метод эквивалентных схем и теорию передающих (длинных) линий для того, чтобы найти коэффициент отражения в любом сечении линии и входное сопротивление ЦМА.

Вначале рассмотрим ЦМА с излучателем ПЦ-формы, который изображен на рис. 2, а. Пусть ЦМА имеет такие же параметры, как и в работе [5]:  $W_\varphi = W_z = 0,05$  м,  $r_0 = 0,05$  м,  $r_1/r_0 = 1,01524$ ,  $\varepsilon_r = 2,2$ ,  $W_{str} = 0,15714$  м. Излучатель разделен на  $N_S = NZ \times N\varphi = 21 \times 21 = 441$  сегмент. МПЛ разделена на  $N_{line} = 66$  сегментов, ширина МПЛ  $\Delta_{str} = W_\varphi/N_y = 0,00238$  м. Размеры сегмента на линии и излучателе одинаковые. Рассмотрим случай возбуждения электрического поля  $\theta$ -поляризации в дальней зоне как основной поляризации. В этом случае линия и излучатель располагаются симметрично по отношению к плоскости  $\varphi = 0^\circ$ . Расположим дельта-генератор на расстоянии  $\lambda_g/4$  от конца МПЛ, где  $\lambda_g$  – длина волны в ЦМЛ. Реализация схемы расчета входного сопротивления ЦМА производится путем анализа распределения  $z$ -компоненты плотности тока в питающей линии в частотном диапазоне. Следуя результатам [15], мы находим коэффициент отражения на входе ЦМА  $\rho_{in}(0)$  и нормированное входное сопротивление ЦМА  $Z_{in}(0)/Z_0$ , где  $Z_0$  – волновое сопротивление линии. Модуль и фаза коэффициента отражения ЦМА с излучателем ПЦ-формы представлены на рис. 4. Из него видно, что модуль коэффициента отражения достигает своего минимума, а его фаза переходит через ноль на резонансной частоте  $f_0 = 2,0025$  ГГц. Зависимость входного сопротивления от частоты показана на рис. 5 (кривая 1). Реальная часть входного сопротивления достигает максимума, а мнимая – пересекает ноль на резонансной частоте. Было проведено сравнение полученных результатов с результатами работы [5], где проводились аналогичные расчеты для тех же параметров. Разница для резонансной частоты составляет менее 1 %, а разница для значения модуля коэффициента отражения на резонансной частоте лежит в пределах 5 %, что является вполне допустимым. Отметим, что в данной статье на излука-

теле была введена сетка 21×21, в то время как в работе [5] использовалась сетка размером 10×10.

Как было упомянуто выше, предлагаемый алгоритм позволяет рассматривать излучате-

ли произвольной формы в рамках ПЦ-геометрии. Это возможно вследствие того, что металлизация излучателя может быть частично удалена путем исключения любого числа сегментов.

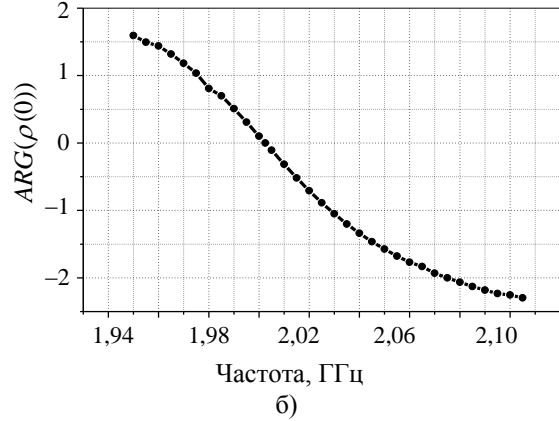
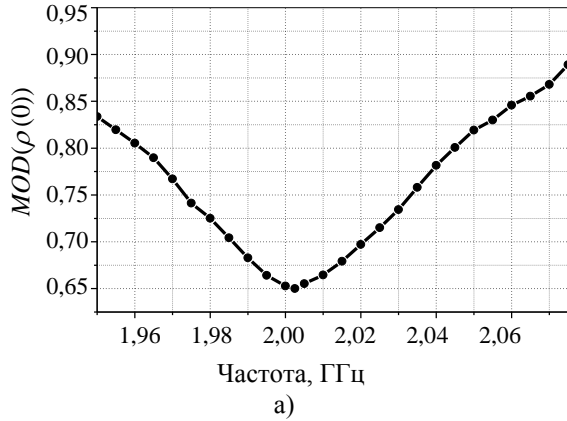


Рис. 4. Зависимость модуля (а) и фазы (б) коэффициента отражения на входе ЦМА с ПЦ-излучателем

Так, например, рассмотрим излучатель ПЦ-формы, в котором отсутствует часть металлической поверхности в виде двух симметрично расположенных прямоугольников (рис. 2, б). Входное сопротивление такого излучателя показано на рис. 5 (кривая 2), где также дано входное сопротивление излучателя ПЦ-формы (кривая 1).

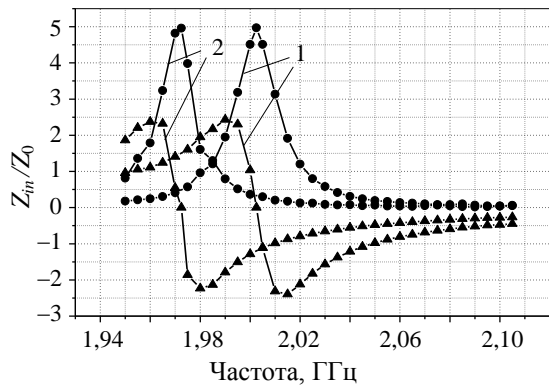


Рис. 5. Нормированное входное сопротивление ЦМА с ПЦ-излучателем без отверстий (кривая 1) и со щелями прямоугольной формы (кривая 2): реальная (кружки) и мнимая (треугольники) части входного сопротивления

Сравнение приведенных графиков показывает, что наличие двух симметричных щелей прямоугольной формы приводит к заметному сдвигу резонансной частоты излучателя и слабо влияет на величину входного сопротивления. Из рис. 5 следует, что для двух рассмотренных геометрий излучателя реальная часть входного сопротивления ЦМА, нормированного на волновое сопротивление ЦМЛ, на резонансной частоте достигает значения  $Z_{in}/Z_0 = 5,005$ , что соответствует уровню обратных потерь на входе излучателя

$S_{11}(0) = 20\text{LOG}(\rho(0)) = -3,52$  дБ на резонансной частоте.

Известно, что для согласования ЦМЛ и излучателя может быть использован переход на компланарную линию (см. рис. 2, в). Такой переход реализуется в виде двух щелей, которые прорезаются на излучателе параллельно ЦМЛ. На рис. 6 представлены результаты, в которых отражены эффект согласования излучателя с помощью перехода на компланарную линию и наличие двух прямоугольных щелей в излучателе (рис. 2, г).

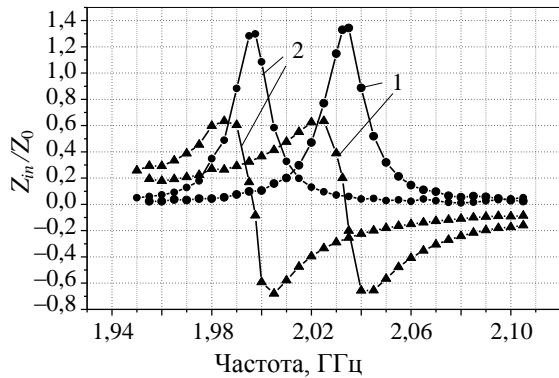
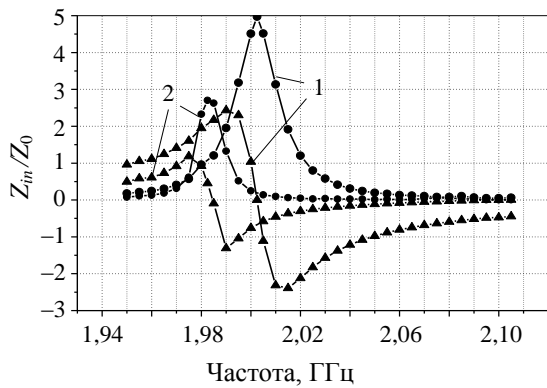


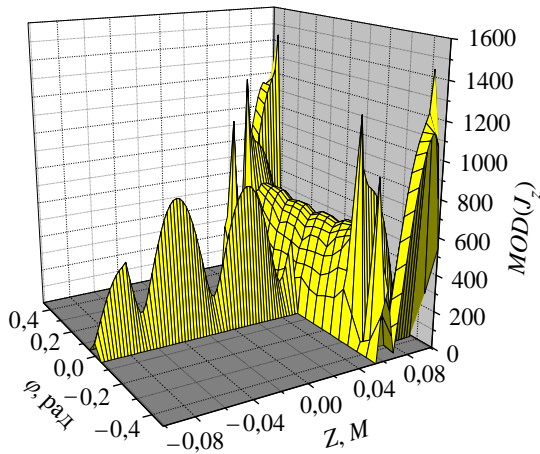
Рис. 6. Нормированное входное сопротивление ЦМА с излучателем ПЦ-формы с согласующим компланарным переходом без прямоугольных щелей (кривая 2) и со щелями (кривая 1): реальная (кружки) и мнимая (треугольники) части входного сопротивления

Видно, что и в случае наличия прямоугольных отверстий в излучателе улучшение согласования может быть достигнуто с помощью согласующего перехода на компланарную линию, а само наличие отверстий приводит к отрицательному сдвигу резонансной частоты.

Далее рассмотрим результаты расчета ЦМА с излучателем, в котором прорезана щель  $U$ -формы (рис. 2, г). Зависимость входного сопротивления такой антенны от частоты представлена на рис. 7, а (кривая 2). Для сравнения также дано входное сопротивление для ПЦ-излучателя (кривая 1). Видно, что наличие щели  $U$ -формы, во-первых, приводит к отрицательному сдвигу резонансной частоты по отношению к случаю излучателя ПЦ-формы; во-вторых, наличие в излучателе щели  $U$ -формы улучшает согласование. Распределение модуля плотности  $z$ -компоненты тока на питающей линии и излучателе представлено на рис. 7, б.



а)



б)

Рис. 7. Характеристики ЦМА с ПЦ-излучателем со щелью  $U$ -формы: а) – нормированное входное сопротивление ЦМА с ПЦ-излучателем со щелью  $U$ -формы (кривая 1) и без щели (кривая 2); б) – распределение модуля  $z$ -компоненты плотности поверхностного тока для ЦМА с ПЦ-излучателем со щелью  $U$ -формы

Отметим, что в статье [6] имеются результаты экспериментального исследования ЦМА с ПЦ-излучателем, имеющим согласующий компланарный переход (рис. 2, в). ЦМА расположена на металлическом цилиндре радиусом  $r_1 = 0,025$  м. Пусть ЦМА имеет такие же парамет-

ры, как и в работе [6]:  $W_\varphi = W_z = 0,0504$  м,  $r_1 = 0,025$  м,  $r_1/r_0 = 1,0316$ ,  $\epsilon_r = 2,2$ ,  $W_{str} = 0,12096$  м. Излучатель разделен на  $N_S = NZ \times N\varphi = 10 \times 42 = 420$  сегментов и МПЛ разделена на  $N_{str} = 24$  сегмента, ширина МПЛ  $\Delta_{str} = W_\varphi/N\varphi = 0,0024$  м. Размеры сегмента на линии и излучателе одинаковые. Как и в предыдущих случаях, симметричное расположение питающей линии по отношению к излучателю приводит к случаю  $z$ -поляризованного излучателя и обеспечивает  $\theta$ -поляризацию в качестве основной в дальней зоне. Согласующий переход выполнен таким образом, что на излучателе удалены с каждой стороны от питающей линии три сегмента в направлении оси  $z$ . На рис. 8 представлена зависимость величины модуля обратных потерь от частоты, рассчитанная согласно предложенному здесь алгоритму (кривая 1). Результаты эксперимента согласно статье [6] иллюстрирует кривая 2. Кривая 3 построена для ЦМА с ПЦ-излучателем. Рис. 8 демонстрирует достаточно хорошее совпадение между теоретическими и экспериментальными результатами. Небольшое отличие по резонансной частоте (в пределах 1 %) можно объяснить конечной длиной питающей линии в предложенной модели, а также влиянием конечной толщины и конечной проводимости реального металлического проводника.

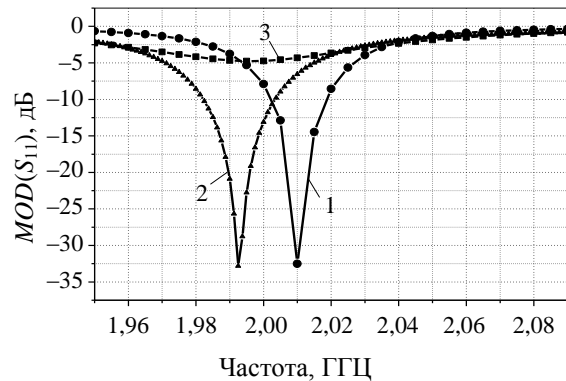


Рис. 8. Зависимость величины обратных потерь для ЦМА ( $r_1 = 0,025$  м): 1 – теоретический расчет ЦМА с согласованным ПЦ (рис. 2, д); 2 – эксперимент [5] для той же структуры, что и кривая 1; 3 – ЦМА с ПЦ-излучателем (расчет)

Распределение модуля  $z$ -компоненты плотности электрического тока на излучателе с согласующим компланарным переходом и питающей линией, рассчитанное на резонансной частоте, приведено на рис. 9. Видно, что распределение амплитуды тока на питающей линии близко к постоянному. При этом расчеты показали: фазовое распределение приближается к линейному, что соответствует бегущей волне. Это подтверждает факт: в данном случае отражение от излучателя является достаточно малой величиной на резонансной частоте.



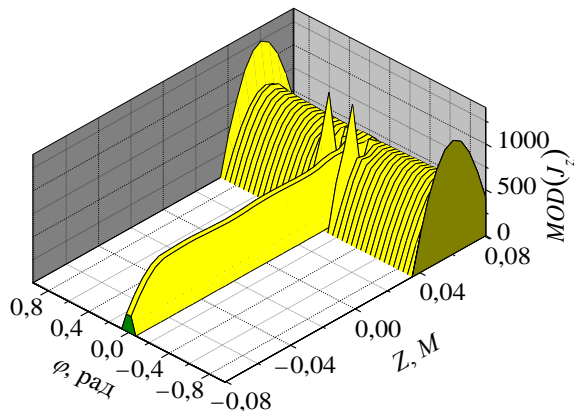


Рис. 9. Распределение модуля z-компоненты плотности поверхностного тока, рассчитанной на резонансной частоте для ЦМА с согласованным излучателем ПЦ-формы (рис. 2, д)

**Выводы.** Реализован эффективный подход для расчета ЦМА с излучателями произвольной формы. Решение базируется на применении метода моментов в спектральной области. Особенность данной схемы заключается в том, что в решении предприняты существенные шаги по улучшению сходимости при вычислении элементов матрицы взаимных импедансов. Это было сделано путем выделения дополнительных членов асимптотического поведения для компонент спектральной функции Грина в зависимости от двух переменных: постоянной распространения и индекса цилиндрической функции. В качестве возбуждения использован дельта-генератор, расположенный в линии. В результате строгого решения рассчитывалось распределение тока на излучателе и питающей линии. Затем теория передающих линий и метод эквивалентных схем были применены для нахождения коэффициента отражения в линии и входного сопротивления антенны в зависимости от частоты. Расчеты произведены для излучателей различной геометрии: для ПЦ-излучателя с согласующим компланарным переходом и для излучателя со щелью U-типа. Было показано, что путем удаления определенной части металлической поверхности излучателя мы можем заметно влиять на резонансную частоту, не изменяя величины входного сопротивления.

Проведено сравнение теоретических результатов данной работы с результатами эксперимента для ЦМА, имеющей прямоугольно-цилиндрический излучатель с согласующим компланарным переходом. Найдено очень хорошее совпадение для значения резонансной частоты и для модуля коэффициента отражения при уровне согласования порядка  $-33$  дБ.

1. "5<sup>th</sup> European Workshop on Conformal Antennas": Proc. – United Kingdom: University of Bristol. – 2007. – 112 p.
2. Wu K. Y. Radiation pattern computation for cylindrical-rectangular microstrip antenna / K. Y. Wu, J. F. Kaufman // IEEE AP Symp. Dig. – 1983. – P. 39–42.

3. Habashy T. M. Input impedance and radiation pattern of cylindrical-rectangular and wraparound microstrip antennas / T. M. Habashy, S. M. Ali, J. A. Kong // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – 1990. – 38, N 6. – P. 722–731.
4. Analysis of microstrip antennas on circular-cylindrical substrates with a dielectric overlay / F. C. Silva, S. B. A. Fonseca, A. J. M. Soares, A. J. Giarola // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – 1991. – 39, N 9. – P. 1398–1404.
5. Vecchi G. Analysis of cylindrical printed antennas with sub-sectional basis functions in the spectral domain / G. Vecchi, T. Bertuch, M. Orefice // Proc. of the International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA96). – Torino, 1996. – P. 301–304.
6. Bertuch T. Efficient spectral-domain simulation of conformal antennas of arbitrary shapes printed on circular cylinders / T. Bertuch, G. Vecchi, M. Orefice // Proc. of the Millennium Conference on Antennas & Propagation. – Davos, 2000 (CD-ROM). – Загл. с этикетки диска.
7. Svezhentsev A. Ye. Patch shape influence upon radar cross section of a cylindrical microstrip antenna / A. Ye. Svezhentsev, V. V. Kryzhanovskiy // Progress in electromagnetic research (PIERB). – 2009. – N 15. – P. 307–324.
8. Свеженцев А. Е. Входное сопротивление цилиндрической микрополосковой антенны с излучателем произвольной формы при возбуждении коаксиалом / А. Е. Свеженцев // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины.– X, 2009. – 14, № 3. – С. 286–294.
9. Svezhentsev A. Ye. Mixed-potential green's functions for sheet electric current over metal-dielectric cylindrical structure / A. Ye. Svezhentsev, G. A. E. Vandenbosch // J. of Electromagnetic Waves and Application. – 2002. – 16, N 6. – P. 813–835.
10. Svezhentsev A. Ye. Spatial Green's function singularity for sheet electric current over dielectric coated cylinder / A. Ye. Svezhentsev, G. A. E. Vandenbosch // IEEE Trans. on Antenna and Propagation. – 2004. – 52, N 2. – P. 608–610.
11. Svezhentsev A. Ye. Efficient spatial domain moment method solution of cylindrically rectangular microstrip antennas / A. Ye. Svezhentsev, G. A. E. Vandenbosch // IEE Proceedings, Microwaves, Antennas and Propagation. – 2006. – 153, Iss. 4. – P. 376 – 384.
12. Goubau G. Surface waves and their applications transmission lines / G. Goubau // J. Appl. Phys. – 1950. – 21, N 11. – P. 1119–1128.
13. Schelkunoff S. A. Some equivalence theorems of electromagnetics and their application to radiation problems / S. A. Schelkunoff // Bell Syst. Tech. J. – 1936. – N 15. – P. 92.
14. Abramowitz M. Handbook of mathematical functions / M. Abramowitz, I. A. Stegun – New-York: Dover, 1971. – 571 p.
15. Davidovitz M. Rigorous analysis of a circular patch antenna excited by a microstrip Line / M. Davidovitz, Y. T. Lo // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – 1989. – AP-37, N 8. – P. 949–958.

## ANALYSIS OF LINE-FED CYLINDRICAL MICROSTRIP ANTENNAS WITH PATCHES OF AN ARBITRARY SHAPE

A. Ye. Svezhentsev

The goal of this paper is the development of the effective approach to the analysis of the line-fed cylindrical microstrip antennas with patches of arbitrary shapes. This approach is based on the moment method solution in the spectral domain. The key point under consideration was to enhance the computation efficiency of mutual impedance matrix elements by subtracting an asymptotical behavior of the spectral Green's function. Before the main terms of such asymptotical behavior have been heuristically obtained using the solution for the planar case. In this paper the asymptotical behavior has been discussed rigorously for cylindrical geometry and additional terms have been derived. The input

impedance has been calculated for different patch geometry. The comparison with the experimental data has been given.

**Key words:** cylindrical microstrip antenna, patches of an arbitrary shape, the moment method in the spectral domain.

АНАЛІЗ ЦИЛІНДРИЧНИХ  
МІКРОСМУЖКОВИХ АНТЕН  
З ВИПРОМІНЮВАЧАМИ ДОВІЛЬНОЇ  
КОНФІГУРАЦІЇ ПРИ ЗБУДЖЕННІ  
МІКРОСМУЖКОВОЮ ЛІНІЄЮ

О. Є. Свеженцев

Мета статті – розвиток ефективного підходу до аналізу циліндричної мікросмужкової антени з випромінювачами довільної конфігурації, що збуджувані мікросмужковою лінією.

Цей підхід ґрунтується на розв'язанні задачі за допомогою методу моментів у спектральній області. Основну увагу приділено поліпшенню збіжності при обчисленні елементів матриці взаємних імпедансів шляхом виділення асимптотичного поведіння компонентів функції Гріна в спектральній області, що дозволяє істотно прискорити процес обчислення. Раніше головні члени таких асимптотичних зображень були отримані евристично, використовуючи рішення для плоского випадку. У цій публікації асимптотичні зображення отримані в рамках циліндричного випадку і є істотно розширеним. Наведено результати розрахунку вхідного опору для випромінювачів різної конфігурації, а також порівняння із експериментом.

**Ключові слова:** циліндрична мікросмужкова антена, випромінювачі довільної конфігурації, метод моментів у спектральній області.

*Рукопись поступила 22 февраля 2010 г.*