

Математическая модель двузаходной конической спиральной антенны с тонкопроволочным рефлектором конечных размеров

В.А. Неганов¹, Д.П. Табаков¹, С.Б. Филиппов²

¹ Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
443010, Российская Федерация, г. Самара
ул. Л. Толстого, 23

² ФГУП ГНПРКЦ «ЦСКБ-Прогресс»
443009, Российская Федерация, г. Самара
ул. Земеца, 18

Статья посвящена построению математической модели двузаходной конической спиральной антенны, расположенной над плоским прямоугольным тонкопроволочным рефлектором. Построение модели осуществляется на основе интегральных представлений электромагнитного поля, связывающих токи на излучающей поверхности с электромагнитным полем в любой точке пространства. Рассмотрен вопрос о влиянии размеров рефлектора и густоты его сетки на диаграмму направленности антенны. Приведены результаты численного моделирования.

Ключевые слова: коническая спиральная антенна, интегральное уравнение, интегральное представление электромагнитного поля, тонкопроволочное приближение, корректная физическая модель.

Введение

Спиральные антенны занимают важное место среди различных типов широкополосных антенн. Им посвящено значительное количество работ. Отличительной особенностью большинства отечественных работ [1; 2] является описание спиральных антенн в различных приближениях, основанных на физике происходящих в антенне процессов. При этом техническая реализация частотно-независимых антенн выявляет ошибки, возникающие при расчетах параметров антенн приближенными методами. К таким параметрам прежде всего следует отнести входное сопротивление и нормированную диаграмму направленности.

Существуют работы, в которых электродинамический анализ осуществляется с помощью интегральных уравнений (ИУ) [3], но в целом применение ИУ характерно для зарубежных источников, причем достаточно ранних. Так, в [4] приведено ИУ произвольной тонкопроволочной структуры и результаты расчета тока в плоской эквиугольной спиральной антенне, взятое из [5]. По-видимому, такой подход был обусловлен достаточным на тот момент уровнем развития вычислительной техники за рубежом. Интересным также представляется обзор [6].

Настоящая работа посвящена построению математической модели двузаходной конической спиральной антенны, расположенной над тонкопроволочным рефлектором конечных размеров. Данная модель имеет по крайней мере две отличительные особенности:

- конечность размеров рефлектора (обычно расчет осуществляется для бесконечно протяженного экрана методом зеркального отображения [6]), поэтому модель позволяет оценить влияние его размеров на характеристики антенны;
- рефлектор представляет собой решетку из тонкопроволочных элементов, что дает возможность оценки поля, проходящего через решетку, при различном размере ее ячеек;

Построение модели осуществляется с использованием интегральных представлений электромагнитного поля (ИП ЭМП), которые определяют связь ЭМП в заданной точке пространства с токами на излучающей структуре и фактически полностью описывают ее с точки зрения электродинамики.

1. Интегральные представления электромагнитного поля

В [7] из общего интегро-дифференциального представления получены ИП ЭМП тонкопрово-

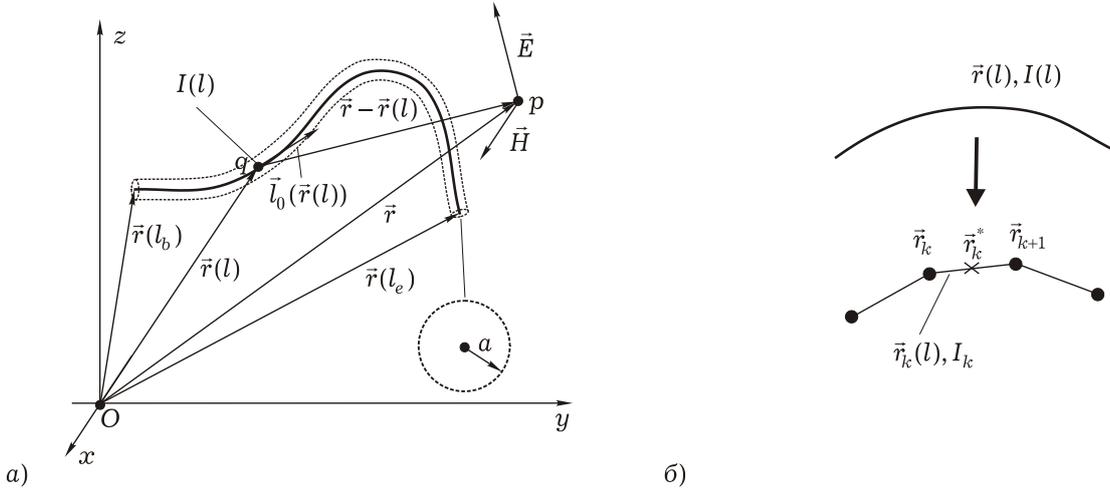


Рис. 1. Тонкопроволочная структура (а) и линейаризация ее образующей (б)

лочной структуры (ТПС). ТПС представляет собой идеально проводящую бесконечно тонкую металлическую трубку радиуса a и длиной L , произвольно расположенную в пространстве и не имеющую самопересечений (рис. 1, а). Считается, что объемная плотность тока \vec{j} , определенная лишь на образующей ТПС и возникающая под действием стороннего электрического поля $\vec{E}^{(in)}$, имеет только продольную составляющую, поэтому ее можно записать в виде

$$\vec{j}(q) = \frac{\vec{l}_0(\vec{r}(l))}{2\pi a} I(l) \delta(\vec{r}' - \vec{r}(l)),$$

здесь $\vec{l}_0(\vec{r}(l))$ – единичный вектор касательной на образующей L , описывающейся радиус-вектором $\vec{r}(l)$; определяется как

$$\vec{l}_0(\vec{r}(l)) = \frac{d\vec{r}(l)}{dl};$$

$l \in [l_b, l_e]$ – натуральный параметр на образующей (в дальнейшем l будем также называть продольной координатой; l_b – координатой начала ТПС; l_e – координатой ее конца); $I(l)$ – распределение тока вдоль образующей; $\delta(x)$ – дельта-функция. Также предполагается, что при любых значениях l радиус a много меньше радиуса кривизны $\rho(l) = |d\vec{l}_0(l) / dl|$.

Граничное условие для ТПС ставится следующим образом:

$$\vec{l}_0(\vec{r}(l)) \cdot (\vec{E}^{(in)}(\vec{r}(l)) + \vec{E}(\vec{r}(l))) = 0. \quad (1)$$

ИП ЭМП от тока $I(l)$, протекающего по образующей L ТПС, имеет вид

$$\vec{F}(\vec{r}) = \int_L I(l') \vec{K}_a^F(\vec{r}, \vec{r}(l')) dl', \quad F \equiv E, H; \quad (2)$$

здесь:

$$\vec{K}_a^E(\vec{r}, \vec{r}(l')) = \frac{W_c}{ik} \left(\vec{l}_0(l') k^2 G_a(\vec{r}, \vec{r}(l')) + \frac{\partial}{\partial l'} ((\vec{r} - \vec{r}(l')) B_a(\vec{r}, \vec{r}(l'))) \right);$$

$$\vec{K}_a^H(\vec{r}, \vec{r}(l')) = ((\vec{r} - \vec{r}(l')) \times \vec{l}_0(l')) B_a(\vec{r}, \vec{r}(l'))$$

– ядра интегрального представления; W_c – волновое сопротивление среды; k – ее волновое число;

$$B = -\frac{ikR + 1}{R^2} G, \quad G = \frac{\exp(-ikR)}{4\pi R},$$

$G(R)$ имеет смысл функции Грина свободного пространства; $R(\vec{r}, \vec{r}') = |\vec{r} - \vec{r}'|$ – расстояние между точкой источника и точкой наблюдения;

$$F_a(\vec{r}, \vec{r}(l')) = F(R_a(\vec{r}, \vec{r}(l'))), \quad F \equiv G, B$$

– компоненты ядер;

$$R_a(\vec{r}, \vec{r}(l')) = \sqrt{|\vec{r} - \vec{r}(l')|^2 + a^2}$$

– регуляризованное расстояние между точкой источника и точкой наблюдения; в качестве параметра регуляризации выступает радиус a провода.

В случае подстановки граничного условия (1) в (2) при $F \equiv E$ получается известное интегральное уравнение для определения тока произвольной тонкопроволочной структуры, приведенное, например, в [4].

Для упрощения дальнейших выводов будем записывать ИП (2) в компактной форме:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \vec{F}_a(\vec{r}; \vec{r}(l), I), \quad F \equiv E, H, \quad (3)$$

где явно указываются параметры представления – распределение тока I , образующая ТПС-структуры $\vec{r}(l)$ и радиус провода a . В дальнейшем индекс a при отсутствии в нем необходимости будем опускать.

При численном моделировании гораздо удобнее работать с дискретными моделями, поэтому осуществим дискретизацию интегральных представлений (2). Пусть $\vec{r}(l)$ – радиус-вектор образующей ТПС, $l \in [l_b, l_e]$; $L = l_e - l_b$ – длина образующей. Разобьем образующую на сегменты длиной Δ (рис. 1, б). Если число сегментов равно N , то $\Delta = L / (N + 1)$. Введем индексы:

$$k = 1, \dots, N; \quad k' = 1, \dots, N + 1.$$

В данных обозначениях $l_{k'} = \Delta(k' - 1)$ – значения натурального параметра на границе $k - 1$ и k -го сегментов, $\vec{r}_{k'} = \vec{r}(l_{k'})$ – соответствующий радиус-вектор, $l_k^* = l_k + \Delta / 2$ – значение натурального параметра в центре k -го сегмента, $\vec{r}_k^* = \vec{r}(l_k^*)$ – соответствующий радиус-вектор. Осуществляя линеаризацию образующей, уравнение сегмента можно записать следующим образом:

$$\vec{r}_k(l) = \vec{r}_k^* + \vec{l}_{0k}l; \quad l \in [-\Delta / 2, \Delta / 2], \quad (4)$$

здесь:

$$\vec{r}_k^* = \frac{\vec{r}_{k+1} + \vec{r}_k}{2}; \quad \vec{l}_{0k} = \frac{\vec{r}_{k+1} - \vec{r}_k}{\Delta}.$$

Далее, полагая, что $\Delta \ll \lambda$, будем считать распределение тока на каждом сегменте равномерным:

$$I(l) = I_k; \quad l \in [l_k^* - \Delta / 2, l_k^* + \Delta / 2].$$

Подставляя данное выражение и выражение (4) в интегральное представление (2), получаем дискретизированное интегральное представление ЭМП:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_{k=1}^N I_k \vec{K}_a^{\Delta, F}(\vec{r}, \vec{r}_k), \quad F \equiv E, H; \quad (5)$$

здесь:

$$\vec{K}_a^{\Delta, F}(\vec{r}, \vec{r}_k) = \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \vec{K}_a^F(\vec{r}, \vec{r}_k(l)) dl, \quad F \equiv E, H$$

– весовые коэффициенты.

В дальнейшем дискретизированные ИП по аналогии с (3) будем записывать в компактном виде:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \vec{F}_a^{\Delta}(\vec{r}; \vec{r}_k, I_k); \quad F \equiv E, H, \quad (6)$$

где явно указываются параметры представления – координаты границ сегментов \vec{r}_k , значения тока I_k на сегментах, а также длина сегмента Δ и радиус провода a .

Выражение (3) описывает ЭМП одиночной ТПС. Как правило, мы имеем дело с некоторой совокупностью N тонкопроволочных элементов:

$$L: L_1, L_2, \dots, L_N,$$

где L_j – образующая j -го элемента, описываемая радиус-вектором:

$$\vec{r}_j(l) = \vec{x}_0 X_j(l) + \vec{y}_0 Y_j(l) + \vec{z}_0 Z_j(l), \\ l \in [l_{b_j}, l_{e_j}], \quad j = 1, \dots, N,$$

здесь $X_j(l), Y_j(l), Z_j(l)$ – некоторые гладкие функции, зависящие от натурального параметра l ; j – порядковый номер тонкопроволочного элемента.

Полное ЭМП такой структуры находится с помощью интегрального представления (3) с учетом принципа суперпозиции:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_j \vec{F}(\vec{r}; \vec{r}_j, I_j); \quad F \equiv E, H. \quad (7)$$

Таким образом, (7) представляет собой ИП ЭМП сложной тонкопроволочной структуры.

В ИП (7) входят неизвестные пока токи I_j . Для их определения используем граничное условие (1) на каждом проводнике структуры. В результате получим систему интегральных уравнений следующего вида:

$$-\vec{l}_0(\vec{r}_i) \cdot \vec{E}^{(in)}(\vec{r}_i) = \vec{l}_0(\vec{r}_i) \cdot \sum_j \vec{E}(\vec{r}_i; \vec{r}_j, I_j); \quad (8)$$

$$i, j = 1, \dots, N.$$

Данную систему можно классифицировать как систему ИУ Фредгольма первого рода [8]. Решение подобных ИУ является некорректной математической задачей, т. е. оно может быть неустойчивым. Существует множество методов решения, обладающих определенными регуляризирующими свойствами. Асимптотическая корректность и регуляризирующие свойства некоторых методов рассмотрены в [9]. Наиболее простым и естественным является метод сшивания в дискретных точках [10].

Введем дополнительные обозначения. Пусть I_{j, k_j} – значение амплитуды тока на k_j -м сегменте j -го элемента; $k_j = 1, \dots, N_j$, где N_j – число сегментов j -го элемента; Δ_j – длина сегментов j -го элемента; a_j – радиус провода j -го элемента; \vec{r}_{j, k_j} – радиус-вектор, проведенный в точку сопряжения k_j и $k_j + 1$ -го сегмента j -го элемента. Тогда по аналогии с (7) на основе дискретизированных ИП (6) можно записать:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_{j=1}^N \sum_{k_j=1}^{N_j} \vec{F}_{a_j}^{\Delta_j}(\vec{r}; \vec{r}_{j, k_j}, I_{j, k_j}), \quad F \equiv E, H. \quad (9)$$

Выражение (9) описывает ЭМП, создаваемое совокупностью N излучающих элементов с сегментированными образующими.

Для использования (9) необходимо знать неизвестные амплитуды токов I_{j,k_j} . В рамках метода сшивания в дискретных точках потребуем выполнения граничного условия типа (1) в центрах сегментов. Пусть \vec{r}_{i,k_i}^* – радиус-вектор, проведенный в центр k_i -го сегмента i -го элемента. Тогда из (9) с учетом граничного условия (1) получаем систему линейных алгебраических уравнений для определения I_{j,k_j} :

$$\begin{aligned} & -\vec{l}_0(\vec{r}_{i,k_i}^*) \cdot \vec{E}^{(in)}(\vec{r}_{i,k_i}^*) = \\ & = \vec{l}_0(\vec{r}_{i,k_i}^*) \cdot \sum_{j=1}^N \sum_{k_j=1}^{N_j} \vec{E}_{a_j}^{\Delta_j}(\vec{r}_{i,k_i}^*; \vec{r}_{j,k_j}, I_{j,k_j}); \end{aligned} \quad (10)$$

$i = 1, \dots, N, \quad k_i = 1, \dots, N_i.$

Устойчивое решение достигается при соблюдении условия $\Delta_j \geq 4a_j$, для всех j [9].

Перепишем полученное выражение в более компактном виде:

$$\hat{\mathbf{Z}}\vec{I} = \vec{E}, \quad (11)$$

где

$$\hat{\mathbf{Z}} = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{z}}_{11} & \hat{\mathbf{z}}_{12} & \cdots & \hat{\mathbf{z}}_{1N} \\ \hat{\mathbf{z}}_{21} & \hat{\mathbf{z}}_{22} & \cdots & \hat{\mathbf{z}}_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{\mathbf{z}}_{N1} & \hat{\mathbf{z}}_{N2} & \cdots & \hat{\mathbf{z}}_{NN} \end{pmatrix},$$

$$\vec{I} = \begin{pmatrix} \vec{i}_1 \\ \vec{i}_2 \\ \vdots \\ \vec{i}_N \end{pmatrix}, \quad \vec{E} = \begin{pmatrix} \vec{e}_1 \\ \vec{e}_2 \\ \vdots \\ \vec{e}_N \end{pmatrix}$$

– соответственно обобщенные матрицы импедансов, токов и напряжений; N – количество излучателей в системе,

$$\hat{\mathbf{z}}_{ij} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \cdots & Z_{1N_j} \\ Z_{21} & Z_{22} & \cdots & Z_{2N_j} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{N_i 1} & Z_{N_i 2} & \cdots & Z_{N_i N_j} \end{pmatrix},$$

$$\vec{i}_j = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_{N_j} \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_j = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_{N_j} \end{pmatrix}$$

– соответственно матрица взаимных импедансов i -го и j -го излучателей, матрицы проекционных функций собственных токов и собственных напряжений j -го излучателя; N_i – число проекционных функций на i -м излучателе; N_j – число проекционных функций на j -м излучателе.

Таким образом, в принятых ранее обозначениях для СЛАУ (11) из (10) получаем:

$$\begin{aligned} \hat{z}_{ij} = & \frac{\Delta_i W_c}{ik} \vec{l}_0(\vec{r}_{i,k_i}^*) \cdot \left(\vec{l}_0(\vec{r}_{j,k_j}) k^2 \times \right. \\ & \left. \int_{-\Delta_j/2}^{\Delta_j/2} G_a(\vec{r}_{i,k_i}^*, \vec{r}_{j,k_j}(l)) dl + B_a(\vec{r}_{i,k_i}^*, \vec{r}_{j,k_j}) \right); \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} B_a(\vec{r}_{i,k_i}^*, \vec{r}_{j,k_j}) = & \\ = & (\vec{r}_{i,k_i}^* - \vec{r}_{j,k_j}(l)) B_a(\vec{r}_{i,k_i}^*, \vec{r}_{j,k_j}(l)) \Big|_{-\Delta_j/2}^{\Delta_j/2}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{e}_i = & -\vec{l}_0(\vec{r}_{i,k_i}^*) \cdot \Delta_i \vec{E}^{(in)}(\vec{r}_{i,k_i}^*); \quad i, j = 1, \dots, N, \\ k_i = & 1, \dots, N_i, \quad k_j = 1, \dots, N_j. \end{aligned}$$

2. Геометрия модели

Общий вид геометрии исследуемой модели представлен на рис. 2, а. Здесь R_{\min} – радиус вершины спирали; R_{\max} – радиус основания спирали; $L \times L$ – габаритные размеры тонкопроволочного рефлектора; H – высота модели; h – высота подъема основания спирали над рефлектором. Условно можно разбить модель на три составляющие:

- спиральные элементы L_{s1} и L_{s2} ;
- возбуждающий элемент L_g ;
- рефлектор, образованный совокупностью прямолинейных проводников L_i^X и L_i^Y .

Рассмотрим геометрию элементов более подробно. Спиральные элементы L_{s1} и L_{s2} описываются радиус-векторами:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{s1}(t) = & (dt + R_{\min}) \cos(at) \vec{x}_0 + \\ & + (dt + R_{\min}) \sin(at) \vec{y}_0 + H(1-t) \vec{z}_0, \\ \vec{r}_{s2}(t) = & -(dt + R_{\min}) \cos(at) \vec{x}_0 - \\ & - (dt + R_{\min}) \sin(at) \vec{y}_0 + H(1-t) \vec{z}_0, \end{aligned} \quad (13)$$

$t \in [0; 1],$

здесь $d = R_{\max} - R_{\min}$; $a = 2\pi N_l$; N_l – число витков спирали; t – параметр. Параметр t не является натуральным, поэтому необходимо осуществить репараметризацию (13).

Натуральный параметр на разомкнутом кольце определяется как интеграл

$$l(t) = \int_0^t |\vec{l}(t')| dt',$$

где $\vec{l}(t) = \partial \vec{r}(t) / \partial t$ – касательный вектор к образующей. Вид обратной зависимости $t(l)$ анали-

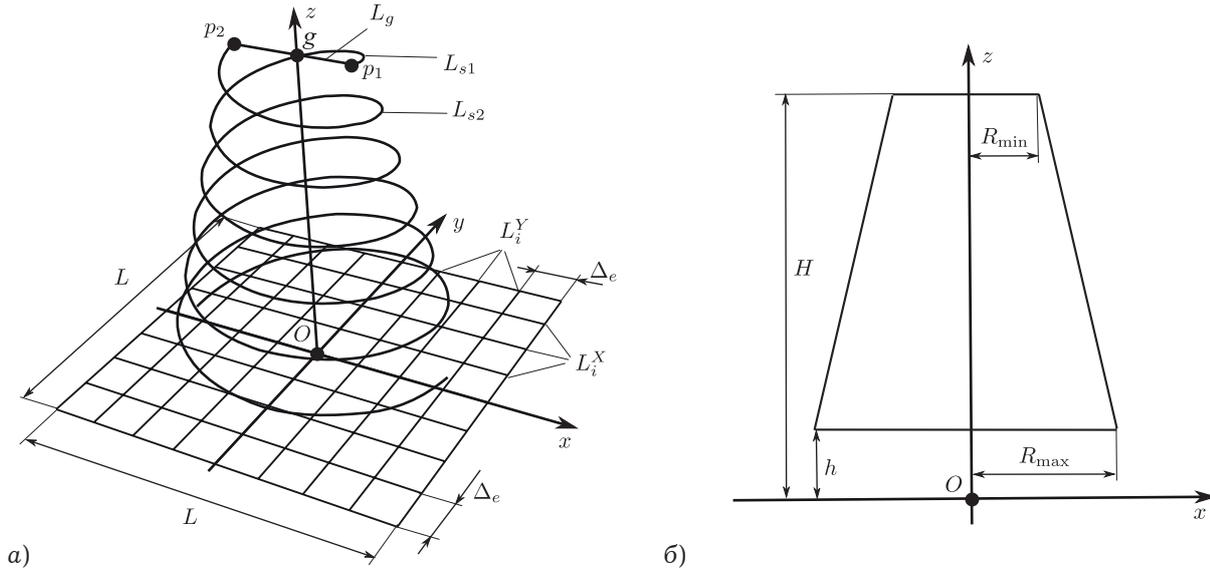


Рис. 2. Геометрия модели двузаходной конической спиральной антенны

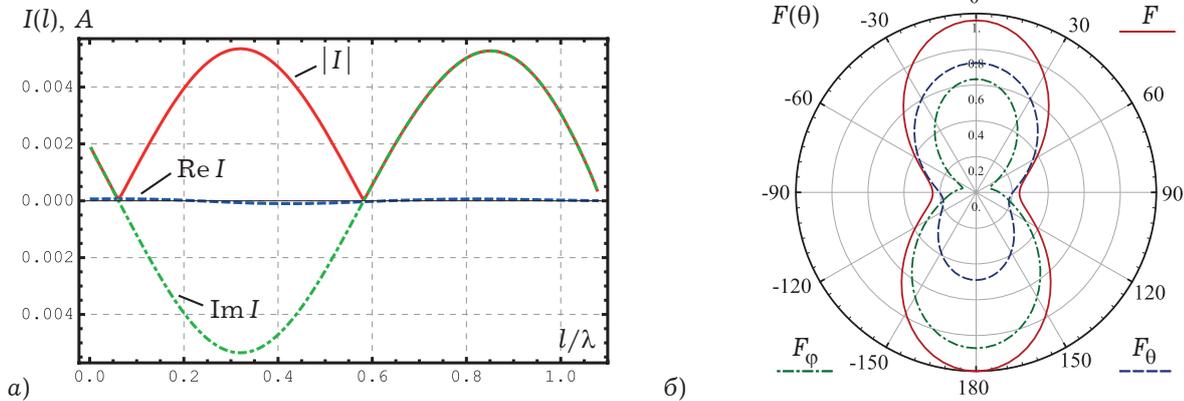


Рис. 3. Распределение тока на одном из заходов спирали (а) и нормированная диаграмма направленности для данного случая (б) при $L / \lambda = 5 / 20$

тически определить невозможно. Она определяется численными методами. Таким образом, выражения (13) можно записать так:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{s1}(l) &= (dt + R_{\min}) \cos(at(l))\vec{x}_0 + \\ &+ (dt + R_{\min}) \sin(at(l))\vec{y}_0 + H(1 - t(l))\vec{z}_0, \\ \vec{r}_{s2}(l) &= -(dt + R_{\min}) \cos(at(l))\vec{x}_0 - \\ &- (dt + R_{\min}) \sin(at(l))\vec{y}_0 + H(1 - t(l))\vec{z}_0, \\ l &\in [0; L]. \end{aligned} \tag{14}$$

Возбуждающий элемент представляет собой симметричный вибратор, концы которого соединяются с начальными точками спиралей p_1 и p_2 . В центре вибратора имеется зазор длиной l_g , в который помещается генератор сторонней ЭДС, создающий касательное поле E_l , равное нулю всюду, за исключением области зазора, в которой $E_l = U / l_g$, U – напряжение между краями зазора. Параметрическое уравнение возбуждающего вибратора имеет вид

$$\vec{r}_g(l) = l\vec{x}_0 + H\vec{z}_0, \quad l \in [-R_{\min}; R_{\min}]. \tag{15}$$

Тонкопроволочный рефлектор образован прямолинейными X- и Y-проводниками, параллельными соответственно осям Ox и Oy . Соответствующие параметрические уравнения можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \vec{r}_i^X(l) &= l\vec{x}_0 + \Delta_i\vec{y}_0, \quad \vec{r}_i^Y(l) = \Delta_i\vec{x}_0 + l\vec{y}_0, \\ l &\in [-L / 2; L / 2], \quad i = 1, \dots, N_r, \end{aligned} \tag{16}$$

здесь N_r – число проводников вдоль одной из осей; $\Delta_i = -L / 2 + (i - 1)\Delta$ – константа, определяющая позицию проводника; Δ – расстояние между соседними X- или Y-проводниками.

Важным моментом является корректная сегментация X- и Y-проводников. Она должна осуществляться таким образом, чтобы узлы всех получающихся ломаных совпадали с точками пересечения X- и Y-проводников. В качестве дополнительного условия примем, что число N_r является нечетным. Тогда алгоритм получения ломаных будет иметь вид:

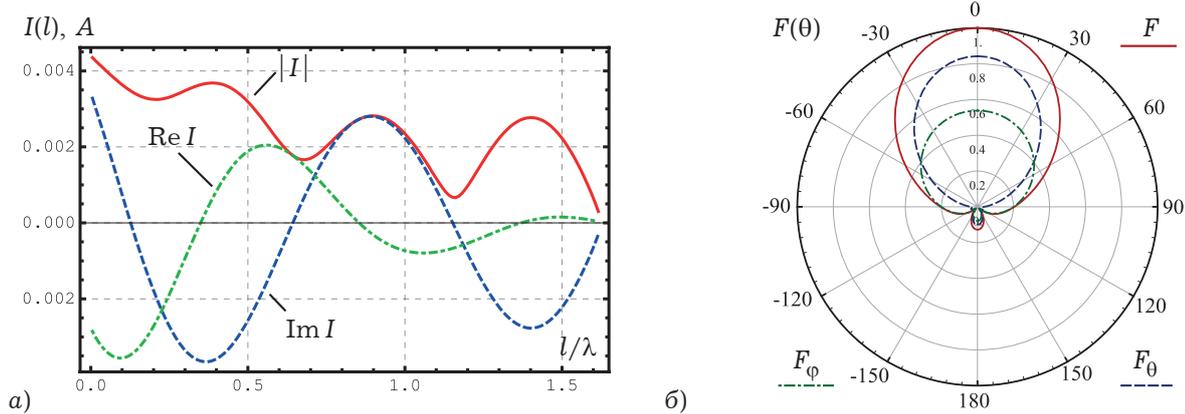


Рис. 4. Распределение тока на одном из заходов спирали (а) и нормированная диаграмма направленности для данного случая (б) при $L/\lambda = 9/20$

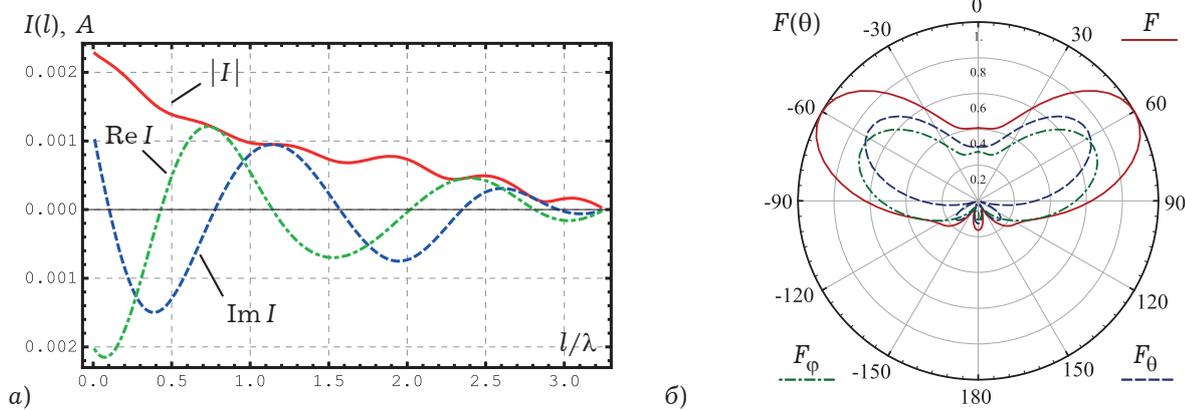


Рис. 5. Распределение тока на одном из заходов спирали (а) и нормированная диаграмма направленности для данного случая (б) при $L/\lambda = 18/20$

- Задаем порядок сетки экрана N_w ;
- Определяем число X- и Y-проводников как $N_r = 2N_w + 1$;
- Определяем расстояние между соседними X- или Y-проводниками $\Delta_e = L(N_w - 1) / 2$;
- Задаем порядок числа сегментов K_s , определяющий, сколько сегментов находится между двумя соседними пересечениями на любом проводнике;
- Определяем общее число сегментов на любом элементе рефлектора $N_s = 2K_s(N_w - 1)$;
- Определяем значения натурального параметра для корректной дискретизации (16) как $l_i = (i - 1)L / N_s$.

Элементы матриц импедансов (12) для СЛАНУ (11) получаем после дискретизации (14), (15) и (16).

3. Результаты численного моделирования

Для численных расчетов была выбрана модель, определяющаяся соотношениями: $H/L = 8/9$, $R_{\min}/L = 1/6$, $R_{\max}/L = 7/18$, $h/L = 2/45$; число сегментов N_s для заходов спиралей составило 150, число сегментов возбуждающего

вибратора $N_g = 15$; числа, определяющие геометрию рефлектора: $N_w = 5$, $K_s = 2$ (данный рефлектор показан на рис. 3), число витков заходов спиралей было равно двум. Исследования проводились для различных соотношений L/λ .

На рис. 3 показаны распределение тока на одном из заходов спирали (а) и нормированная диаграмма направленности для данного распределения (б) при $L/\lambda = 5/20$. Распределение тока имеет вид стоячей волны, рефлектор слабо отражает электромагнитные волны, создаваемые заходами спирали, поэтому излучение в нижнюю полуплоскость на диаграмме соизмеримо с излучением в верхнюю полуплоскость.

Далее было произведено моделирование для случая $L/\lambda = 9/20$. Распределение тока, показанное на рис. 4, а, имеет характер смешанной волны, причем преобладает составляющая в виде бегущей волны. Из диаграммы направленности (рис. 4, б) видно, что спираль работает в режиме осевого излучения, а рефлектор, несмотря на малые габариты, хорошо отражает падающую на него электромагнитную волну, излучаемую заходами спирали. Практически та-

кой же результат для данного случая был получен при уменьшении значения N_w с пяти до трех, т. е. при увеличении размера ячейки до значения $\Delta_e \approx 0.1\lambda$.

На рис. 5 приведены распределения тока и диаграммы направленности для случая $L/\lambda = 18/20$. В спирали также наблюдается режим бегущей волны тока, но диаграмма направленности приобретает воронкообразную форму. Увеличивается уровень излучения в нижней полуплоскости. Все рассчитанные диаграммы соответствуют представлениям, даваемым в рамках приближенной теории данного типа антенн.

Заключение

Таким образом, в статье представлена математическая модель двузаходной конической спиральной антенны с тонкопроволочным рефлектором конечных размеров. В рамках данной модели можно изменять число витков спирали, диаметр вершины и основания конуса, а также густоту сетки рефлектора. Приведены результаты расчета распределений тока в заходах спирали на различных длинах волн и соответствующие этим распределениям нормированные амплитудные диаграммы направленности.

Результаты численного моделирования показали, что даже при малой густоте сетки рефлектор достаточно эффективно отражает излучение, создаваемое заходами спиральной антенны, причем по сути он эквивалентен сплошному металлическому рефлектору соответствующих габаритных размеров, рассмотренному в [11]. В отличие от [11], в разработанной модели отсутствует необходимость решения двумерных сингулярных интегральных уравнений.

В заключение отметим, что на основе разработанной модели можно построить оптимизационную модель для определения густоты сетки, обеспечивающую, с одной стороны, требуемый

допуск уровня обратного лепестка нормированной диаграммы направленности, а с другой – хорошие массогабаритные характеристики антенны.

Список литературы

1. Драбкин А.Л., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. Изд. 2-е, доп. и перераб. М.: Сов. радио, 1974. 536 с.
2. Юрцев О.А., Рунов А.В., Казарин А.Н. Спиральные антенны. М.: Сов радио, 1974. 223 с.
3. Чебышев В.В. Микрополосковые антенны в многослойных средах. М.: Радиотехника, 2007. 160 с.
4. Mei K.K. On the integral equations of thin wire antennas // IEEE Trans. on Ant. and Prop. 1965. AP-13. P. 374–378.
5. Baghdasarian A., Angelakos D.J. Scattering and radiation from conducting loops // Electronics Research Lab. Rept 65-1. University of California, Berkeley.
6. Adekola S., Mowete A., Ayorinde A. Compact theory of the broadband elliptical helical antenna // European Journal of Scientific Research. 2009. Vol. 31. № 3. P. 446–490.
7. Интегральное представление электромагнитного поля геометрически киральной структуры / В.А. Капитонов [и др.] // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т. 15. № 4. С. 6–13.
8. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Электродинамические методы проектирования устройств СВЧ и антенн / под ред. В.А. Неганова. М.: Радио и связь, 2002. 416 с.
9. Стрижков В.А. Математическое моделирование электродинамических процессов в сложных антенных системах // Математическое моделирование. 1989. Т. 1. № 8. С. 127–138.
10. Вычислительные методы в электродинамике / под ред. Р. Митры, пер с англ. под ред. Э.Л. Бурштейна. М.: Мир, 1977. 487 с.
11. Клюев Д.С. Расчет характеристик зеркальной антенны с плоским зеркалом методом двумерных сингулярных интегральных уравнений // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13. № 1. С. 21–26.

Mathematical model of dual-pass conical spiral antenna with finite size thin wire reflector

V.A. Neganov, D.P. Tabakov, S.B. Filippov

Article is devoted to the construction of a mathematical model dual-pass conical spiral antenna located on a flat rectangular reflector up Fine. Model building is carried out on the basis of integral representations of electromagnetic field coupling surface currents on the radiating electromagnetic field at any point in space. The question of the influence of the size and density of the reflector grid on its antenna pattern. Shows the results of numerical simulations.

Keywords: conical spiral antenna, integral equation, integral representation of electromagnetic field, finely stranded approach, the correct physical model.