

Физика волновых процессов и радиотехнические системы

УДК 621.396.69
DOI 10.18469/1810-3189.2019.22.4.33-43

Дата поступления: 10.09.2019
Дата принятия: 02.10.2019

Характеристики двухзаходных конических логоспиральных антенн с сеточным и киральным рефлекторами

В.А. Капитонов¹, Д.С. Ключев², А.С. Мальцев¹, А.М. Нещерет³, С.Б. Филиппов¹

¹ АО «РКЦ «Прогресс»
443009, Российская Федерация, г. Самара
ул. Земеца, 18

² Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
443010, Российская Федерация, г. Самара
ул. Л. Толстого, 23

³ АО «Самарское инновационное предприятие радиосистем»
443022, Российская Федерация, г. Самара
пр. Кирова, 26

В данной статье приведены результаты математического моделирования двухзаходной конической логоспиральной антенны с рефлектором, изготовленного из метаматериала на основе спиралей. Представлен сравнительный анализ результатов математического моделирования данной антенны с классической конструкцией конической логоспиральной антенны.

Ключевые слова: метаматериал, киральные среды, рефлектор, коническая логоспиральная антенна.

Введение

Спиральные антенны занимают достаточно важное место в радиоэлектронных системах. Они применяются как самостоятельно, так и в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн, а также как элементы фазированных решеток. Спиральные антенны, как правило, обладают эллиптической поляризацией. Следует также отметить, что функция распределения тока по спиральной антенне изменяется в соответствии с законом бегущей волны.

Существует много разновидностей конических спиральных антенн, отличающихся формой конуса и проводов, законами, по которым спирали располагаются на конусе, числом заходов, способом возбуждения и т. д. Преимуществом двухзаходных логоспиральных антенн является большая стабильность всех их параметров и характеристик по частотным диапазонам.

Спиральным антеннам посвящено значительное количество работ. Отличительной особенностью большинства отечественных работ является описание спиральных антенн в различных приближениях, основанных на физике происходящих в антенне процессов. Так, к примеру, цилиндрические спиральные антенны описываются как цилиндр с анизотропной проводимостью либо

как линейные антенные решетки, плоские или конические спиральные антенны заменяются резонансным витком тока [1; 2].

Основным недостатком такого подхода очень часто является достаточно низкая степень соответствия результатов реальных измерений предельным расчетам.

Существуют работы, в которых электродинамический анализ осуществляется с помощью методов интегральных уравнений (ИУ) [3], но в целом применение ИУ характерно для зарубежных работ. В [4; 5] показан расчет функции распределения тока в плоской тонкопроволочной эквиугольной спиральной антенне на основе использования методов ИУ. Достаточно подробный обзор по спиральным антеннам и методам их анализа представлен в [6].

Математическая модель двухзаходной конической логоспиральной антенны, расположенной над тонкопроволочным рефлектором конечных размеров, представлена в работах [7–9], она построена на основе методов 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. В случае задания граничных условий на поверхности структуры инте-

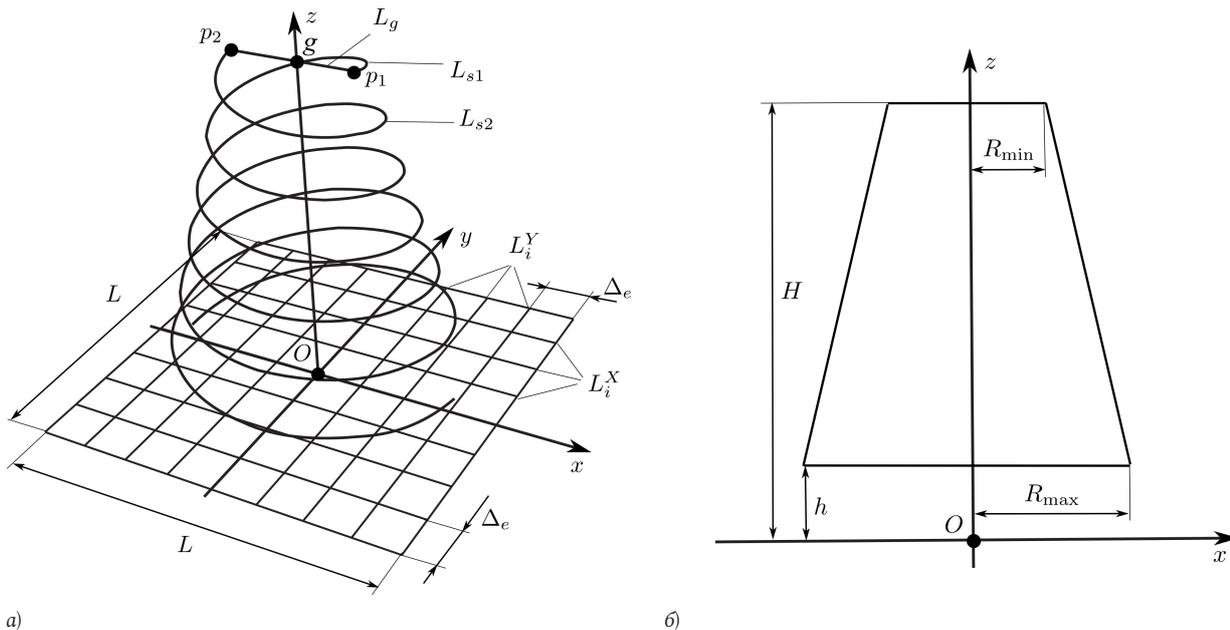


Рис. 1. Геометрия модели двухзаходной конической спиральной антенны

гральное представление переходит в интегральное уравнение либо систему интегральных уравнений для определения неизвестных токов.

В целях улучшения электрических характеристик двухзаходных конических логоспиральных антенн в их конструкции был использован киральный метаматериал, представляющий собой искусственно созданный композитный материал, обладающий уникальными электрофизическими, радиофизическими и оптическими свойствами, нехарактерными для природных материалов и обусловленными периодической структурой из макроскопических элементов определенной формы [10–12].

В связи с вышеизложенным целями работы являются расчет характеристик двухзаходных конических логоспиральных антенн с сеточным и киральным рефлекторами и последующий их сравнительный анализ.

1. Двухзаходная коническая логоспиральная антенна с сеточным рефлектором

Двухзаходная коническая логоспиральная антенна с сеточным рефлектором представляет собой классический тип таких антенн, у которых рефлектор выполнен в виде металлической пластины или сетки. В такой конфигурации она часто используется на практике в качестве самостоятельной антенны, в частности для передачи телеметрической информации бортовой системы кон-

троля управления малого космического аппарата «АИСТ-2» на наземные станции в режиме ориентированного полета [7; 9].

При расчете характеристик была использована математическая модель такой антенны, построенная на основе метода ИП ЭМП [7–9]. 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. Такие рефлекторы также часто встречаются в антенной технике.

Общий вид геометрии исследуемой модели представлен на рис. 1, 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:

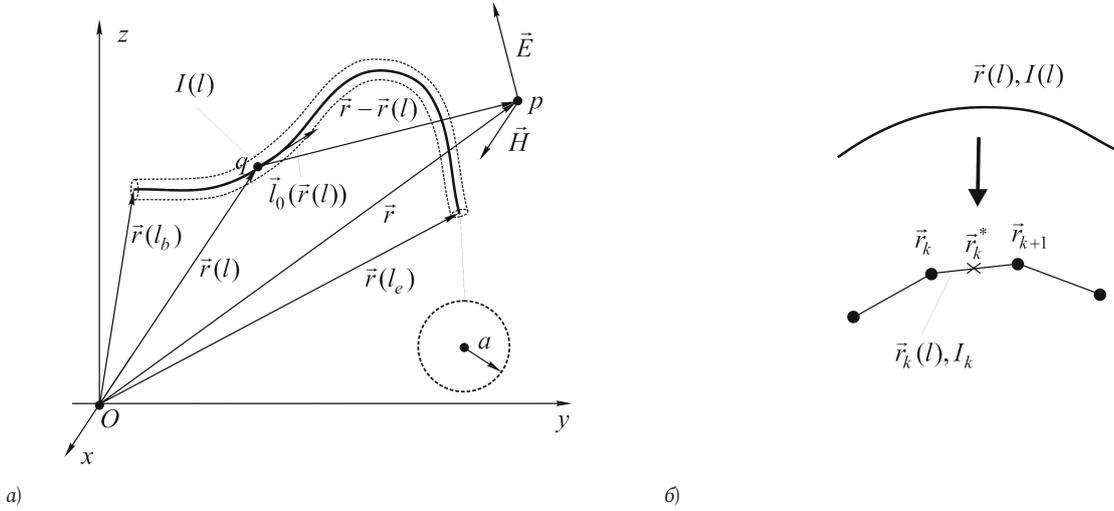


Рис. 2. Тонкопроволочная структура (а) и линейаризация ее образующей (б)

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

где $d = R_{\max} - R_{\min}$; $a = 2\pi N_l$; 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 $t(l)$ аналитически определить невозможно. Она определяется численными методами. Таким образом, выражения (1) можно записать так:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{s1}(l) &= (dt + R_{\min}) \cos(at(l)) \vec{x}_0 + \\ &+ (dt + R_{\min}) \sin(at(l)) \vec{y}_0 + H(1-t(l)) \vec{z}_0, \\ \vec{r}_{s2}(l) &= -(dt + R_{\min}) \cos(at(l)) \vec{x}_0 - \\ &- (dt + R_{\min}) \sin(at(l)) \vec{y}_0 + H(1-t(l)) \vec{z}_0, \\ l &\in [0; L]. \end{aligned} \quad (2)$$

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 кромками зазора. Параметрическое уравнение возбуждающего вибратора имеет вид

$$\vec{r}_g(l) = l\vec{x}_0 + H\vec{z}_0, \quad l \in [-R_{\min}; R_{\min}]. \quad (3)$$

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

$$\begin{aligned} \vec{r}_i^X(l) &= l\vec{x}_0 + \Delta_i \vec{y}_0, \quad \vec{r}_i^Y(l) = \Delta_i \vec{x}_0 + l\vec{y}_0, \\ l &\in [-L/2; L/2], \quad i = 1, \dots, N_r, \end{aligned} \quad (4)$$

где 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:

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

Ниже показаны представления ИП ЭМП тонко-проволочной структуры (ТПС). ТПС представляет собой идеально проводящую бесконечно тонкую металлическую трубку радиусом a и длиной L , произвольно расположенную в пространстве и не имеющую самопересечений (рис. 2, 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

$$\vec{j}(q) = \frac{\vec{l}_0(\vec{r}(l))}{2\pi a \Delta} I(l) \delta(\vec{r}' - \vec{r}(l)), \quad (5)$$

где $\vec{l}_0(\vec{r}(l))$ – единичный вектор касательной на образующей L , описывающей 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; Δ – длина сегмента, определяемая в процессе дискретизации. 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:

$$\vec{l}_0(\vec{r}(l)) \cdot (\vec{E}^{(in)}(\vec{r}(l)) + \vec{E}(\vec{r}(l))) = 0. \quad (6)$$

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

$$\vec{F}(\vec{r}) = \int_L I(l') \vec{K}_a^F(\vec{r}, \vec{r}(l')) dl', \quad F \equiv E, H, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{K}_a^E(\vec{r}, \vec{r}(l')) &= \frac{W_c}{ik\Delta} \left(\vec{l}_0(l') k^2 G_a(\vec{r}, \vec{r}(l')) + \right. \\ &+ \left. \frac{\partial}{\partial l'} ((\vec{r} - \vec{r}(l')) B_a(\vec{r}, \vec{r}(l'))) \right); \\ \vec{K}_a^H(\vec{r}, \vec{r}(l')) &= \Delta^{-1} ((\vec{r} - \vec{r}(l')) \times \vec{l}_0(l')) B_a(\vec{r}, \vec{r}(l')), \end{aligned}$$

– ядра интегрального представления; W_c – волновое сопротивление среды; k – волновое число; $F_a(\vec{r}, \vec{r}(l')) = F(R_a(\vec{r}, \vec{r}(l')))$, $F \equiv G, B$ – 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 свою очередь, функции, входящие в ядра ИП, определяются в соответствии с нижеприведенными выражениями:

$$B = -\frac{ikR+1}{R^2} G, \quad G = \frac{\exp(-ikR)}{4\pi R}, \quad (8)$$

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

Для упрощения дальнейших выводов будем записывать ИП в компактной форме:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \vec{F}_a(\vec{r}; \vec{r}(l), I), \quad F \equiv E, H, \quad (9)$$

где явно указываются параметры представления – распределение тока I , образующая ТПС $\vec{r}(l)$ 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. 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:

$$k = 1, \dots, N; \quad k' = 1, \dots, N+1. \quad (10)$$

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 запишем следующим образом:

$$\vec{r}_k(l) = \vec{r}_k^* + \vec{l}_{0k} l; \quad l \in [-\Delta/2, \Delta/2], \quad (11)$$

где

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

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

$$I(l) = I_k; \quad l \in [l_k^* - \Delta/2, l_k^* + \Delta/2]. \quad (12)$$

Подставляя данное выражение и выражение (11) в интегральное представление, получаем дискретизированное ИП ЭМП:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_{k=1}^N I_k \vec{K}_a^{\Delta, F}(\vec{r}, \vec{r}_k), \quad F \equiv E, H, \quad (13)$$

где

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

– весовые коэффициенты.

В дальнейшем дискретизированные ИП по аналогии с (9) будем записывать в компактном виде:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \vec{F}_a^\Delta(\vec{r}; \vec{r}_k, I_k); \quad F \equiv E, H, \quad (14)$$

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 (9) 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:

$$\vec{r}_j(l) = \vec{x}_0 X_j(l) + \vec{y}_0 Y_j(l) + \vec{z}_0 Z_j(l), \quad (15)$$

$$l \in [l_{b_j}; l_{e_j}], \quad j = 1, \dots, N,$$

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

Полное ЭМП такой сложной тонкопроволочной структуры находится с помощью интегрального представления (9) с учетом принципа суперпозиции:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_j \vec{F}(\vec{r}; \vec{r}_j, I_j); \quad F \equiv E, H. \quad (16)$$

В ИП 16 входят неизвестные пока токи I_j . Для их определения используем граничное условие (6) на каждом проводнике структуры. В результате получим систему интегральных уравнений следующего вида:

$$-\vec{l}_0(\vec{r}_i) \cdot \vec{E}^{(in)}(\vec{r}_i) = \vec{l}_0(\vec{r}_i) \sum_j \vec{E}(\vec{r}_i; \vec{r}_j, I_j); \quad (17)$$

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

Данную систему можно классифицировать как систему ИУ Фредгольма первого рода [13]. Решение подобных ИУ является некорректной математической задачей, т. е. при определенных условиях решение может быть неустойчивым. Существует множество методов решения, обладающих определенными регуляризирующими свойствами. Асимптотическая корректность и регуляризирующие свойства некоторых методов рассмотрены в [14]. Относительно простым является метод сшивания в дискретных точках [15].

Введем дополнительные обозначения. Пусть $I_{j,k}$ – 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

на основе дискретизированных ИП (14) можно записать:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_{j=1}^N \sum_{k_j=1}^{N_j} \vec{F}_{a_j}^{\Delta_j}(\vec{r}; \vec{r}_{j,k_j}, I_{j,k_j}), \quad F \equiv E, H. \quad (18)$$

Выражение (18) описывает ЭМП, создаваемое совокупностью N излучающих элементов с сегментированными образующими.

Для использования (18) необходимо знать неизвестные амплитуды токов I_{j,k_j} . В рамках метода сшивания в дискретных точках потребуем выполнения граничного условия типа (6) в центрах сегментов. Пусть \vec{r}_{i,k_i}^* – радиус-вектор, проведенный в центр k_i -го сегмента i -го элемента. Тогда из (18) с учетом граничного условия (6) получаем систему линейных алгебраических уравнений для определения I_{j,k_j} :

$$-\vec{l}_0(\vec{r}_{i,k_i}^*) \cdot \vec{E}^{(in)}(\vec{r}_{i,k_i}^*) = \vec{l}_0(\vec{r}_{i,k_i}^*) \sum_{j=1}^N \sum_{k_j=1}^{N_j} \vec{E}_{a_j}^{\Delta_j}(\vec{r}_{i,k_i}^*; \vec{r}_{j,k_j}, I_{j,k_j}); \quad (19)$$

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

Устойчивое решение достигается при соблюдении условия $\Delta_j \geq 4a_j$ для всех j [14].

Перепишем полученное выражение в более компактном виде:

$$\hat{\mathbf{Z}} \vec{I} = \vec{E}, \quad (20)$$

где

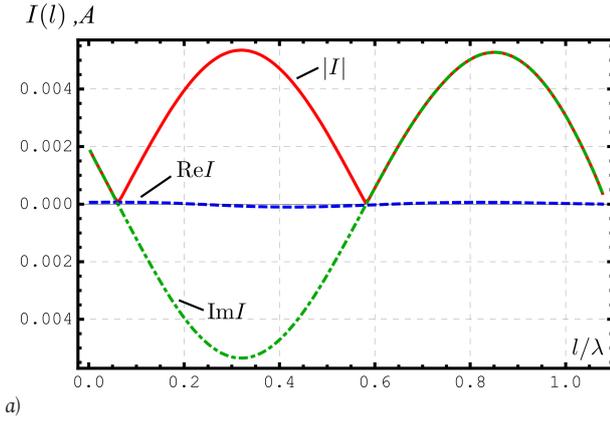
$$\hat{\mathbf{Z}} = \begin{pmatrix} \hat{z}_{11} & \hat{z}_{12} & \dots & \hat{z}_{1N} \\ \hat{z}_{21} & \hat{z}_{22} & \dots & \hat{z}_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{z}_{N1} & \hat{z}_{N2} & \dots & \hat{z}_{NN} \end{pmatrix},$$

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

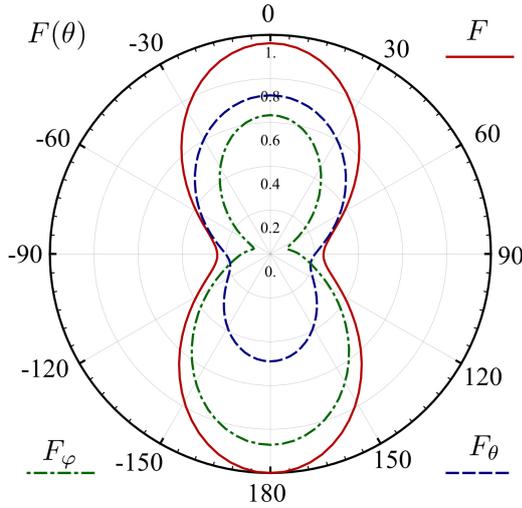
– обобщенные матрицы импедансов, токов и напряжений соответственно; N – количество излучателей в системе;

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

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

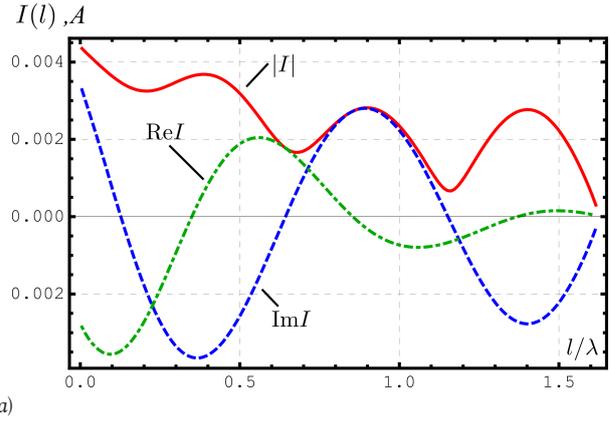


а)

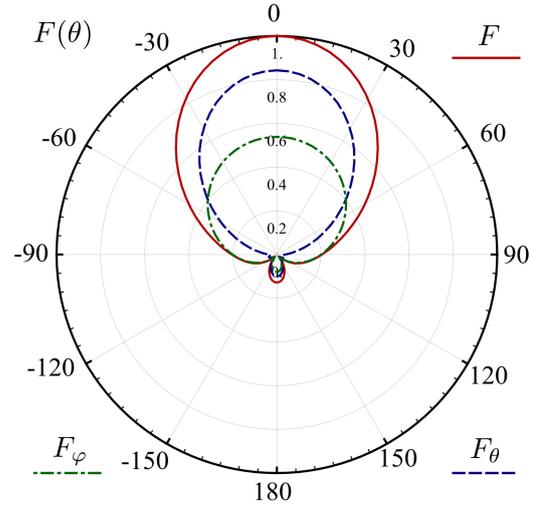


б)

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



а)



б)

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

– матрица взаимных импедансов i -го и j -го излучателей, матрицы проекционных функций собственных токов и собственных напряжений j -го излучателя соответственно; 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 вышеприведенных СЛАУ получаем:

$$\hat{z}_{ij} = \frac{W_c}{ik\Delta_j} \bar{l}_0(\vec{r}_{i,k_i}) \left(\bar{l}_0(\vec{r}_{j,k_j}) k^2 \times \int_{-\Delta_j/2}^{\Delta_j/2} G_a(\vec{r}_{i,k_i}, \vec{r}_{j,k_j}(l)) dl + B_a(\vec{r}_{i,k_i}, \vec{r}_{j,k_j}) \right);$$

$$B_a(\vec{r}_{i,k_i}, \vec{r}_{j,k_j}) = (\vec{r}_{i,k_i}^* - \vec{r}_{j,k_j}(l)) B_a(\vec{r}_{i,k_i}, \vec{r}_{j,k_j}(l)) \Big|_{-\Delta_j/2}^{\Delta_j/2}; \quad (21)$$

$$\vec{e}_i = -\bar{l}_0(\vec{r}_{i,k_i}) \cdot \vec{E}^{(in)}(\vec{r}_{i,k_i}^*); \quad i, j = 1, \dots, N,$$

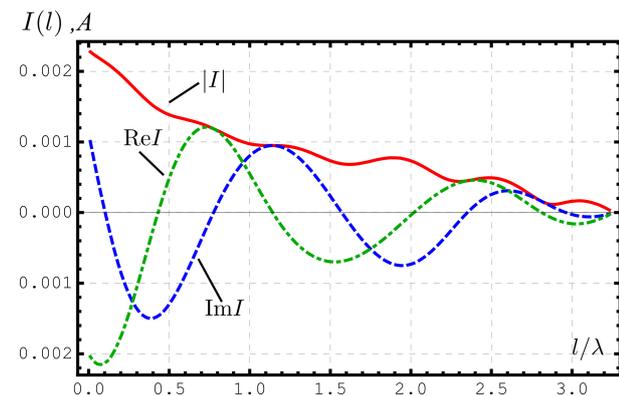
$$k_i = 1, \dots, N_i, \quad k_j = 1, \dots, N_j.$$

Элементы матриц импедансов (21) для СЛАУ (20) получаем после дискретизации (2), (3) и (4).

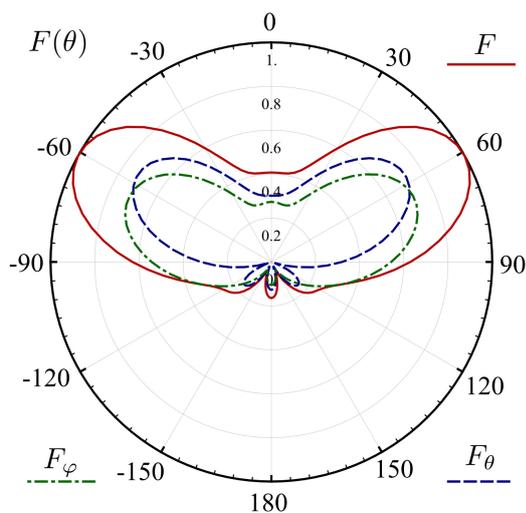
Для численных расчетов была выбрана модель, определяющаяся соотношениями: $H/L = 8/9$, $R_{\min}/L = 1/6$, $R_{\max}/L = 7/18$, $h/L = 2/45$; число сегментов N_s для заходов спиралей составило 150, число сегментов возбуждающего вибратора $N_g = 15$; числа, определяющие геометрию рефлектора: $N_w = 5$, $K_s = 2$ (данный рефлектор показан на рис. 1), 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 вол-



а)



б)

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

ны, 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 такой 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.

Результаты численного моделирования показали, что даже при малых размерах ячеек сетки рефлектор достаточно эффективно отражает излуче-

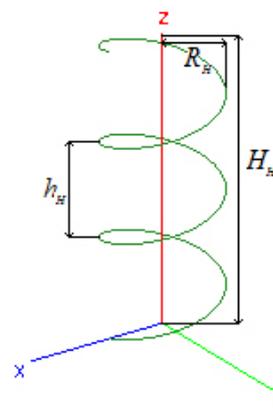


Рис. 6. Тонкопроволочная спираль

ние, создаваемое заходами спиральной антенны, и, по сути, эквивалентен сплошному металлическому рефлектору соответствующих габаритных размеров.

2. Двухзаходная коническая логоспиральная антенна с киральным рефлектором

Рассмотрим теперь двухзаходную коническую логоспиральную антенну с киральным рефлектором, выполненным на основе лево- и правовинтовых спиралей.

Однако перед расчетом характеристик антенны возникает задача «настройки» кирального метаматериала на необходимый диапазон частот, путем определения его резонансной частоты [12]. Резонансная частота кирального метаматериала определяется резонансными свойствами проводящих включений, лежащих в основе данного метаматериала. Одним из подходов является использование известной формулы Томсона:

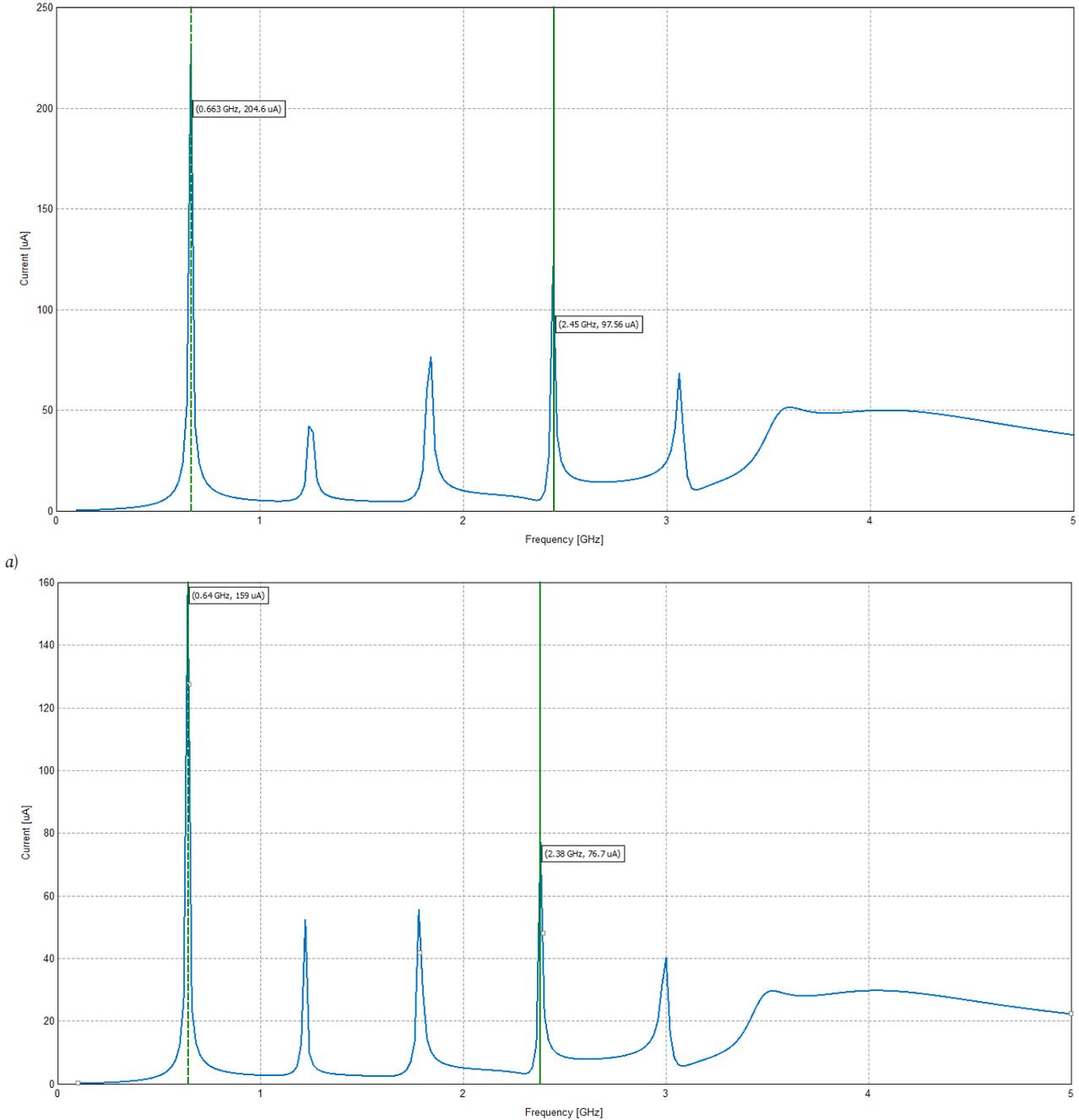
$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad (22)$$

где L – индуктивность киральных элементов; C – емкость киральных элементов.

Рассмотрим в качестве примера киральную структуру, выполненную на основе тонкопроволочных спиралей. Вид одиночной тонкопроволочной спирали приведен на рис. 6.

Данная спираль выполнена из тонкой проволоки, радиус которой составляет r_H . Спираль состоит из N_H витков, расположенных на расстоянии h_H друг от друга, а ее внутренний радиус равен R_H . Длина спирали в развернутом состоянии (длина тонкой проволоки) составляет l_H . Высота спирали равна H_H , а угол накрутки – α_H .

Формула для вычисления индуктивности спирали совпадает с формулой для определения индуктивности соленоида и имеет следующий вид:



б)

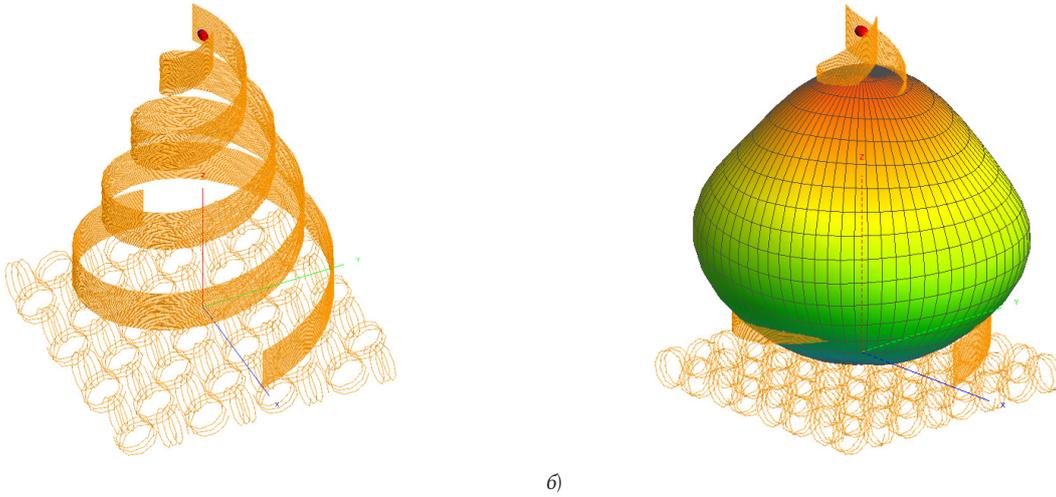
Рис. 7. Распределения токов по право- (а) и левовинтовым (б) спиральям

$$L_H = \mu_0 \mu_c \frac{S_H N_H^2}{H_H} = \mu_0 \mu_c \frac{\pi R_H^2 N_H^2}{H_H}, \quad (23)$$

где μ_c - относительная магнитная проницаемость среды; $S_H = \pi R_H^2$ - площадь витка спирали.

Емкость спирали определяется емкостью проволоки $C_{пр}$, из которой она выполнена, а также межвитковой емкостью $\tilde{N}_{МВ}$. Кроме того, если определяется емкость группы спиралей, расположенных недалеко друг от друга, то также имеет место межэлементная емкость $C_{МЭ}$. В связи с этим выражение для определения полной емкости группы спиралей имеет следующий вид:

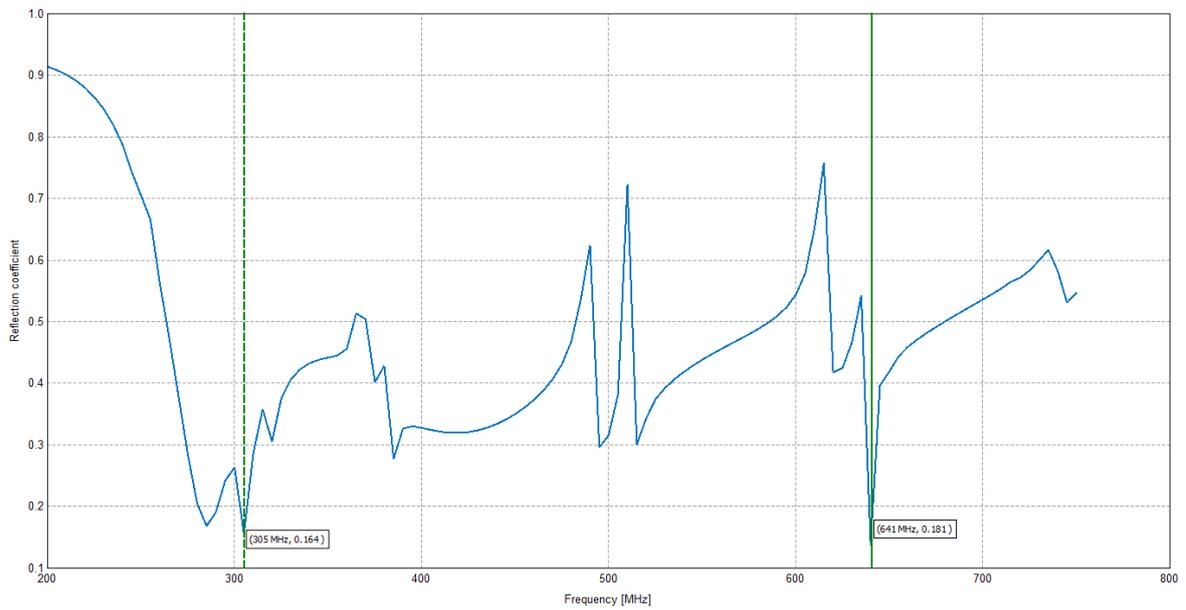
$$C_H = \epsilon_0 \epsilon_c \times \left[\frac{l_H}{18 \ln \left(\frac{2l_H}{r_H} \right) - 1} 10^{-9} + \frac{\pi \left[(R_H + 2r_H)^2 - R_H^2 \right] (N_H^2 - 1)}{H_H} + \frac{N_H r_H (R_H + r_H)}{A_0 \cos \left(\frac{\pi}{2(N_H + 1)} \right)} \right] \quad (24)$$



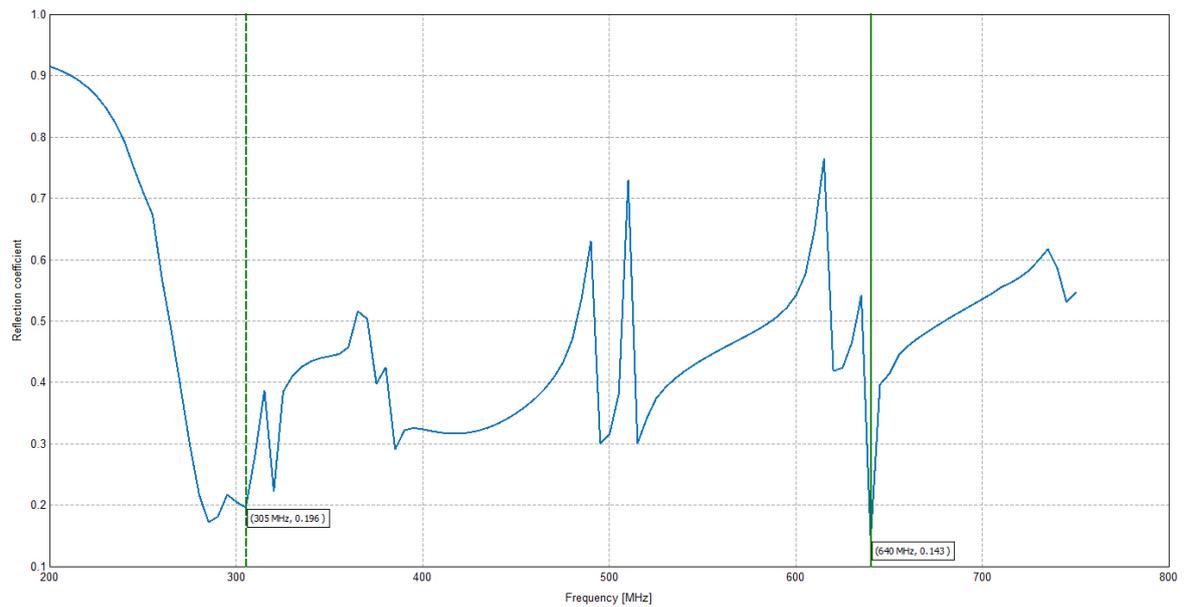
а)

б)

Рис. 8. Модель ДКЛСА с киральным рефлектором (а); расчетная диаграмма направленности (б)



а)



б)

Рис. 9. Коэффициент отражения ДКЛСА с киральным рефлектором на основе право- (а) и левовинтовых (б) спиралей

После подстановки выражений для индуктивности (23) и емкости (24) в (22) получаем значение резонансной частоты данной киральной структуры.

Другим подходом к определению резонансной частоты кирального метаматериала является использование метода ИП ЭМП, описанного ранее.

На рис. 7 представлены графики распределения тока по лево- и правовинтовым одиночным спиральям. Как видно из данных графиков, имеет место наличие нескольких резонансов, причем для лево- и правовинтовых спиралей они различны (хотя различие относительно небольшое) как по значению, так и по частотам.

Произведем расчет импедансных и направленных характеристик двухзаходной конической логоспиральной антенны (ДКЛСА) с киральным рефлектором, представленной на рис. 8, а. На рис. 9 представлены графики зависимостей коэффициентов отражения от частоты для спиральных ан-

тенн с киральным рефлектором на основе лево- и правовинтовых спиралей.

Сравнительный анализ классического варианта ДКЛСА с сеточным рефлектором и ДКЛСА с киральным рефлектором приводит к следующим выводам:

- применение кирального рефлектора позволяет расширить диаграмму направленности ДКЛСА и увеличивает коэффициент заполнения;
- использование киральных подложек улучшает согласование на рабочих частотах антенны, при этом позволяет снизить габариты антенны;
- использование кирального рефлектора позволяет обеспечивать работу антенны еще дополнительно как минимум на одной частоте.

Таким образом, было показано, что использование кирального рефлектора в конструкции двухзаходных конических логоспиральных антенн позволяет улучшить их электрические и массо-габаритные характеристики.

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. 159 с.
4. Mei K.K. On the integral equations of thin wire antennas // *IEEE Trans. on Ant. and Prop.* AP-13. 1965. 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. Теоретическое и экспериментальное исследование двухзаходной конической равноугольной логоспиральной антенны малого космического аппарата «Аист-2» / В.А. Неганов [и др.] // *Радиотехника.* 2015. № 2. С. 5–15.
8. Неганов В.А., Табаков Д.П., Филиппов С.Б. Математическая модель двузаходной конической спиральной антенны с тонкопроволочным рефлектором конечных размеров // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы.* 2013. Т. 16. № 4. С. 38–45.
9. Неганов В.А., Табаков Д.П., Филиппов С.Б. Математические модели и экспериментальное исследование двухзаходной конической логоспиральной антенны с тонкопроволочным рефлектором конечных размеров для малого космического аппарата «Аист-2» // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы.* 2015. Т. 18. № 3. С. 35–41.
10. Перспективы использования метаматериалов в антеннах нового поколения / А.Л. Бузов [и др.] // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы.* 2017. Т. 20. № 3. С. 15–20.
11. Расчет входного сопротивления микрополосковой антенны с подложкой из кирального метаматериала / А.Л. Бузов [и др.] // *Радиотехника и электроника.* 2018. № 11. Т. 63. С. 1143–1148.
12. Анализ микрополосковой антенны на киральной подложке с учетом пространственной дисперсии / Д.С. Ключев [и др.] // *Успехи современной радиоэлектроники.* 2015. № 11. С. 67–72.
13. 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.
14. Стрижков В.А. Математическое моделирование электродинамических процессов в сложных антенных системах // *Математическое моделирование.* 1989. Т. 1–8. С. 127–138.
15. Вычислительные методы в электродинамике / под ред. Р. Митры; пер. с англ. под ред. Э.Л. Бурштейна. М.: Мир, 1977. 487 с.

References

1. Drabkin A.L., Zuzenko V.L., Kislov A.G. *The Antenna-Feeder Device*, 2nd ed. Moscow: Sov. radio, 1974, 536 p. [In Russian].
2. Jurtsev O.A., Runov A.V., Kazarin A.N. *Helical Antennas*. Moscow: Sov. radio, 1974, 223 p. [In Russian].
3. Chebyshev V.V. *Microstrip Antenna in Multilayered Media*. Moscow: Radiotekhnika, 2007, 159 p. [In Russian].
4. Mei K.K. On the integral equations of thin wire antennas. *IEEE Trans. on Ant. and Prop.* AP-13, 1965, pp. 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, no. 3, pp. 446–490.
7. Neganov V.A. et al. Theoretical and experimental study of double-threaded conical conformal antenna logopiralnoy small spacecraft «Stork 2». *Radiotekhnika*, 2015, no. 2, pp. 5–15. [In Russian].
8. Neganov V.A., Tabakov D.P., Filippov S.B. A mathematical model of dual-pass bevel helical antenna reflector stranded wire of finite size. *Fizika volnovykh protsessov i radiotekhnicheskie sistemy*, 2013, vol. 16, no. 4, pp. 38–45. [In Russian].
9. Neganov V.A., Tabakov D.P., Filippov S.B. Mathematical models and experimental study of double-threaded conical logopiralnoy stranded wire antenna reflector of finite size for a small spacecraft, «Stork 2». *Fizika volnovykh protsessov i radiotekhnicheskie sistemy*, 2015, vol. 18, no. 3, pp. 35–41. [In Russian].
10. Buzov A.L. et al. Prospects for the use of metamaterials in a new generation of antennas. *Fizika volnovykh protsessov i radiotekhnicheskie sistemy*, 2017, vol. 20, no. 3, pp. 15–20. [In Russian].
11. Buzov A.L. et al. Calculation of the input impedance of microstrip antenna with a substrate of chiral metamaterial. *Radiotekhnika i elektronika*, 2018, vol. 63, pp. 1143–1148. [In Russian].
12. Kljuev D.S. et al. Analysis of the microstrip antenna on a chiral substrate with Spatial Dispersion. *Uspehi sovremennoj radioelektroniki*, 2015, no. 11, pp. 67–72. [In Russian].
13. Neganov V.A., Nefedov E.I., Jarovoj G.P. *Electrodynamic Design Techniques of Microwave Devices and Antennas*. Ed. by V.A. Neganov M.: Radio i svjaz', 2002, 416 p. [In Russian].
14. Strizhkov V.A. Mathematical modeling of the electrodynamic processes in complex antenna systems. *Matematicheskoe modelirovanie*, 1989, vol. 1, pp. 127–138. [In Russian].
15. *Computational Methods in Electrodynamics*. Ed. by R. Mitra, trans. by E.L. Burshtejn. Moscow: Mir, 1977, 487 p. [In Russian].

UDC 621.396.69

DOI 10.18469/1810-3189.2019.22.4.33-43

Received: 10.09.2019

Accepted: 02.10.2019

Characteristics of two-way conical logospiral antennas with grid and chiral reflectors

V.A. Kapitonov¹, D.S. Klyuev², A.S. Maltcev¹, A.M. Neshcheret³, S.B. Philippov¹

¹ JSC «SRC «Progress»

18, Zemetsa Street

Samara, 443009, Russian Federation

² Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics

23, L. Tolstoy Street

Samara, 443010, Russian Federation

³ JSC «Samara Innovative Business Radio Systems»

26, Kirova pr.

Samara, 443022, Russian Federation

This paper presents the results of mathematical modeling of a two-way conical logospiral antenna with a reflector made of spiral-based metamaterial. A comparative analysis of the results of mathematical modeling of this antenna with the classical design of a conical logospiral antenna is presented.

Keywords: metamaterial, chiral media, reflector, conical logospiral antenna.

Капитонов Валерий Алексеевич, 1939 г. р., доктор технических наук, профессор, заместитель генерального конструктора АО «РКЦ «Прогресс», действительный член Академии космонавтики им. К.Э. Циолковского, Академии качества, Академии навигации и управления движением. Лауреат Государственной премии Российской Федерации, имеет звание «Заслуженный создатель космической техники».

Область научных интересов: проектирование систем управления и систем измерений РН, надежность космических систем.

E-mail: csdb@mail.samtel.ru

Клюев Дмитрий Сергеевич, 1980 г. р., доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой радиоэлектронных систем Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики (г. Самара). В 2002 г. окончил Поволжскую государственную академию телекоммуникаций и информатики. Автор более 200 научных работ.

Область научных интересов: теория излучения, электродинамика и антенны.

E-mail: klyuevd@yandex.ru

Мальцев Андрей Сергеевич, ведущий инженер-конструктор отдела 1303 АО «РКЦ «Прогресс».

Область научных интересов: электродинамика и антенные устройства.

E-mail: malcev-tsskb@mail.ru

Нешчерет Анатолий Михайлович, кандидат физико-математических наук, начальник лаборатории АО «Самарское инновационное предприятие радиосистем». Автор более 80 научных работ.

Область научных интересов: теория излучения, киральные метаматериалы.

E-mail: neshceret_a@list.ru

Филиппов Сергей Борисович, кандидат технических наук, начальник проектно-конструкторской группы антенно-фидерных устройств АО «РКЦ «Прогресс».

Область научных интересов: радиочастотные линии передач и устройства СВЧ.

E-mail: fsb-progress@yandex.ru