

## Дифракция электромагнитных волн на спиральных элементах

В.А. Неганов, И.Ю. Марсаков, Д.П. Табаков

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

Рассматривается задача дифракции электромагнитных волн на следующих структурах: однозаходной цилиндрической спирали и совмещении лево- и правовинтовой цилиндрической спирали. В качестве источника возбуждения выступает плоская линейно поляризованная волна вертикальной либо горизонтальной поляризации. Расчет осуществляется на основе интегральных представлений электромагнитного поля тонкопроволочной структуры, переходящих на поверхности излучающих элементов в систему интегральных уравнений для определения неизвестных распределений токов. Показано, что структура, состоящая из совмещения лево- и правовинтовой спиралей, обладает четко выраженным осевым переизлучением, которое наблюдается в широкой полосе частот.

*Ключевые слова:* дифракция, электромагнитные волны, спиральный элемент, спиральная антенна, интегральное уравнение, интегральное представление поля, электромагнитный концентратор.

## Введение

Спиральные элементы широко используются в СВЧ- и антенной технике в качестве самостоятельных антенн, в антенных решетках, как элементы облучателей зеркальных антенн, в замедляющих системах и других элементах СВЧ-устройств. Интенсивное исследование спиральных элементов как антенн началось еще в середине прошлого века, когда возникла необходимость в широкополосных излучателях с управляемой поляризацией [1]. Были построены математические модели с различной областью применения [2; 3]. Наиболее точными являются модели, построенные на основе интегральных уравнений (ИУ) [3–5].

В настоящее время возрос интерес к свойствам именно спиральных элементов. Это связано с появлением и развитием теории киральных структур [6] и, если говорить более обобщенно, теории метаматериалов. Метаматериалы создаются на основе внедрения в диэлектрик различных включений определенной конфигурации. Эти включения можно рассматривать как атомы либо молекулы чрезвычайно больших размеров. Расположение и конфигурация включений определяют электродинамические свойства метаматериала. К метаматериалам естественного происхождения позволим себе отнести ферриты, совершившие в свое время определенного объема революцию в СВЧ-технике, а также жидкие

кристаллы (оптический диапазон), технологии на основе которых прочно вошли в нашу жизнь.

Как правило, исследование киральных сред осуществляется с помощью феноменологической теории, материальные уравнения которой имеют вид [7]

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \mp i\chi \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \pm i\chi \vec{E}. \quad (1)$$

В данных выражениях верхние знаки соответствуют киральной среде на основе спиралей с правой закруткой, а нижние знаки – среде на основе левовинтовых спиралей. Константа  $\chi$  называется параметром киральности. Достоинством исследования киральных структур с помощью феноменологических уравнений является относительная простота аналитических выводов. Но здесь следует отметить усредненный характер уравнений, необходимость знания параметра киральности и его частотной зависимости для конкретной среды, малость размеров киральных элементов в сравнении с длиной волны и большое расстояние между элементами, позволяющее пренебречь их взаимодействием.

Таким образом, область применения феноменологических уравнений существенно ограничена. Кроме этого, можно утверждать, что киральные свойства будут более ярко выражены в средах, построенных на основе элементов, соизмеримых с длиной волны.

Корректное описание элементов, соизмеримых с длиной волны, возможно только на основе строгого электродинамического подхода,

который избавляет от необходимости введения параметра киральности, снимает ограничения на размер элементов и расстояния между ними, а также дает корректное описание ближней зоны киральных элементов. Более того, строгий подход в принципе дает возможность перехода к феноменологическим уравнениям (1).

Основным недостатком строгого подхода можно считать сложность численных расчетов и аналитических выводов. С практической точки зрения спиральные элементы представляют интерес в качестве рассеивателей электромагнитного поля (ЭМП). Строгое решение задачи дифракции на спиральных элементах связано с такими важными задачами, как создание покрытий, снижающих радиолокационную видимость, поглощающих покрытий, концентраторов энергии электромагнитных волн (ЭМВ).

Далее рассмотрим решение задачи дифракции на спиральных элементах с помощью интегральных представлений электромагнитного поля (ИП ЭМП).

### 1. Интегральные представления электромагнитного поля

Интегральные представления электромагнитного поля являются удобным инструментом для построения математических моделей и полного электродинамического анализа излучающих структур. Наиболее часто встречающиеся в литературе ИП ЭМП записываются в виде [8]

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \frac{W_c}{ik} (k^2 \vec{A} + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A})); \\ \vec{H} &= \vec{\nabla} \times \vec{A}. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь  $\vec{E}, \vec{H}$  – векторы напряженностей электрического и магнитного полей;  $W_c = \sqrt{\mu_a / \epsilon_a}$  – волновое сопротивление среды;  $k = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = 2\pi / \lambda$  – волновое число,  $\epsilon_a$  и  $\mu_a$  – соответс-

твенно абсолютная диэлектрическая и абсолютная магнитная проницаемости среды;  $\omega$  – круговая частота;  $\lambda$  – длина волны;

$$\vec{A}(\vec{r}) = \int_V \vec{j}(q) G(\vec{r}, \vec{r}') dV$$

– векторный электрический потенциал  $\vec{A}$  в точке наблюдения  $p$ , создаваемый объемной плотностью тока  $\vec{j}$ ;  $\vec{r}(p) = \vec{r}$  – радиус-вектор, проведенный в точку наблюдения;  $q$  – точка источника;  $\vec{r}(q) = \vec{r}'$  – радиус-вектор, проведенный в точку источника. Интегрирование производится по точкам источника  $q$ , находящимся в объеме  $V$ . Выражение

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{\exp(-ikR(\vec{r}, \vec{r}'))}{4\pi R(\vec{r}, \vec{r}')}$$

называется функцией Грина свободного пространства;

$$R(\vec{r}, \vec{r}') = |\vec{r} - \vec{r}'|$$

– расстояние между точкой источника и точкой наблюдения.

В [9] приведено интегро-дифференциальное представление ЭМП, создаваемого электрическим током  $\vec{j}$ , находящимся в объеме  $V$ :

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= \frac{W_c}{ik} \int_V (\vec{j}(q) k^2 G(\vec{r}, \vec{r}') - \\ &- (\vec{\nabla}_q \cdot \vec{j}(q)) (\vec{r} - \vec{r}') B(\vec{r}, \vec{r}')) dV; \end{aligned} \tag{3}$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \int_V ((\vec{r} - \vec{r}') \times \vec{j}(q)) B(\vec{r}, \vec{r}') dV,$$

где

$$B = -\frac{ikR + 1}{R^2} G.$$

Данное представление полностью эквивалентно представлению (2), но не содержит дифференциальных операторов, применяющихся к точке наблюдения.

На основе выражений (3) в [9] получены ИП ЭМП тонкопроволочной структуры. ТПС представляет собой идеально проводящую беско-

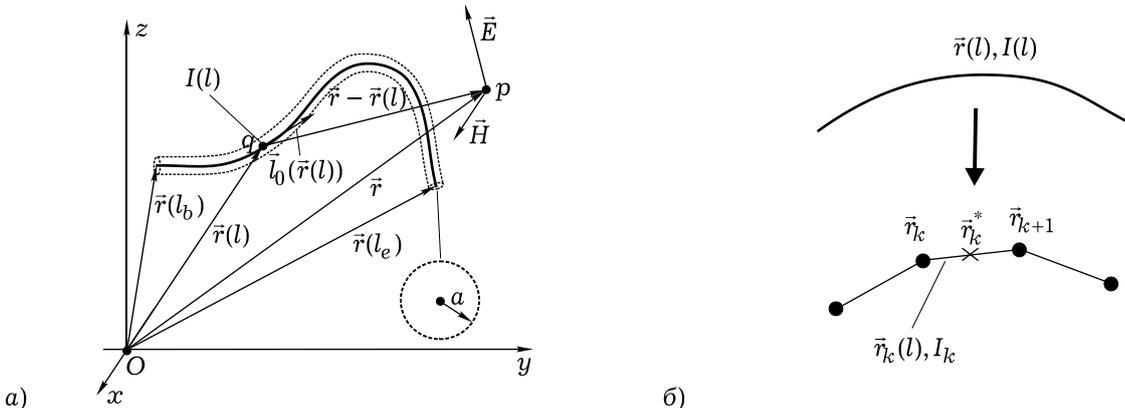


Рис. 1. Тонкопроволочная структура (а) и линейаризация ее образующей (б)

нечно тонкую металлическую трубку радиуса  $a$  и длины  $L$ , 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 по образующей;  $\delta(x)$  – дельта-функция. Также предполагается, что при любых значениях  $l$  радиус  $a$  много меньше радиуса кривизны  $\rho(l) = |d\vec{l}_0(l) / dl|$ .

На поверхности идеально проводящей трубки выполняются граничные условия для продольных компонент поля:

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

Вектор  $\vec{E}^{(in)}$  создается сторонними ЭМП различного рода, вектор  $\vec{E}$  – объемной плотностью тока на структуре. Данное условие можно ослабить, требуя выполнения граничного условия не на поверхности трубки, а на ее образующей:

$$\vec{l}_0(\vec{r}(l)) \cdot (\vec{E}^{(in)}(\vec{r}(l)) + \vec{E}(\vec{r}(l))) = 0. \quad (4)$$

В [9] получено интегральное представление ЭМП от тока  $I(l)$ , протекающего по образующей  $L$  ТПС:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \int_L I(l') \vec{K}_a^F(\vec{r}, \vec{r}(l')) dl', \quad F \equiv E, H. \quad (5)$$

Здесь

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

– ядра интегральных представлений;

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

– 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 (4) в (5) при  $F \equiv E$  получается известное интегральное уравнение для определения тока произвольной тонкопроволочной структуры, приведенное, например, в [3].

При численном моделировании гораздо удобнее работать с дискретными моделями, поэтому осуществим дискретизацию интегральных представлений (5).

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  $\Delta$  (рис. 1, б). Если число сегментов равно  $N_s$ , то  $\Delta = L / (N_s + 1)$ . Введем индексы:

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

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 линейаризацию образующей, уравнение сегмента можно записать следующим образом:

$$\vec{r}_k(l) = \vec{r}_k^* + \vec{l}_{0k} l; \quad l \in [l_k^* - \Delta / 2, l_k^* + \Delta / 2], \quad (6)$$

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 (6) в интегральное представление (5), получаем дискретизированное интегральное представление ЭМП:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_{k=1}^{N_s} I_k \vec{K}_a^{\Delta, F}(\vec{r}, \vec{r}_k), \quad F \equiv E, H; \quad (7)$$

здесь:

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

– весовые коэффициенты.

В дальнейшем дискретизированные ИП будем записывать в компактном виде:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \vec{F}_a^\Delta(\vec{r}; \vec{r}_k, I_k); \quad F \equiv E, H, \quad (8)$$

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

## 2. Интегральное представление поля и система интегральных уравнений

Для упрощения дальнейших выводов будем записывать ИП (5) 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 ТП-структуры  $\vec{r}(l)$  и радиус провода  $a$ . В дальнейшем индекс  $a$  при отсутствии в нем необходимости будем опускать.

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  $L_i$  – образующая  $i$ -го элемента, описываемая радиус-вектором:

$$\vec{r}_i(l) = \vec{x}_0 X_i(l) + \vec{y}_0 Y_i(l) + \vec{z}_0 Z_i(l), \\ l \in [0; L_i], \quad i = 1, \dots, N,$$

здесь  $X_i(l)$ ,  $Y_i(l)$ ,  $Z_i(l)$  – некоторые гладкие функции, зависящие от натурального параметра  $l$ ;  $i$  – номер тонкопроволочного элемента;  $L_i$  – длина  $i$ -й образующей.

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

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_i \vec{F}(\vec{r}; \vec{r}_i, I_i); \quad F \equiv E, H, \quad (10)$$

Таким образом, (10) представляет собой ИП ЭМП сложной тонкопроволочной структуры.

В ИП (10) входят неизвестные пока токи  $I_i$ . Для их определения используем граничное условие (4) на каждом проводнике структуры. В результате получим систему интегральных уравнений следующего вида:

$$-\vec{l}_0(\vec{r}) \cdot \vec{E}^{(in)}(\vec{r}) = \vec{l}_0(\vec{r}) \cdot \sum_i \vec{E}(\vec{r}; \vec{r}_i, I_i); \quad (11)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_j; \quad i, j = 1, \dots, N.$$

Данную систему можно классифицировать как систему ИУ Фредгольма первого рода [10]. Решение подобных ИУ является некорректной математической задачей, т.е. оно может быть неустойчивым. Существует множество методов решения, обладающих определенными регу-

ляризирующими свойствами. Асимптотическая корректность и регуляризирующие свойства некоторых методов рассмотрены в [11]. Наиболее простым и естественным является метод сшивания в дискретных точках [12].

Введем дополнительные обозначения. Пусть  $I_{i,k_i}$  – значение амплитуды тока на  $k_i$ -м сегменте  $i$ -го элемента,  $k_i = 1, \dots, N_{si}$ , где  $N_{si}$  – число сегментов  $i$ -го элемента;  $\Delta_i$  – длина сегментов  $i$ -го элемента;  $a_i$  – радиус провода  $i$ -го элемента;  $\vec{r}_{i,k_i}$  – радиус-вектор, проведенный в точку сопряжения  $k_i$  и  $k_i + 1$ -го сегмента  $i$ -го элемента. Тогда по аналогии с (10) на основе дискретизированных ИП (8) можно записать:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \sum_{k_i=1}^{N_{si}} \vec{F}_{a_i}^{\Delta_i}(\vec{r}; \vec{r}_{i,k_i}, I_{i,k_i}), \quad F \equiv E, H. \quad (12)$$

Выражение (12) описывает ЭМП, создаваемое совокупностью  $N$  излучающих элементов с сегментированными образующими.

Для использования (12) необходимо знать неизвестные амплитуды токов  $I_{i,k_i}$ . В рамках метода сшивания в дискретных точках потребуем выполнения граничного условия типа (4) в центрах сегментов. Пусть  $\vec{r}_{j,k_j}^*$  – радиус-вектор, проведенный в центр  $k_j$ -го сегмента  $j$ -го элемента. Тогда из (12) с учетом граничного условия (4) получаем систему линейных алгебраических уравнений для определения  $I_{i,k_i}$ :

$$-\vec{l}_0(\vec{r}) \cdot \vec{E}^{(in)}(\vec{r}) = \vec{l}_0(\vec{r}) \cdot \sum_{i=1}^N \sum_{k_i=1}^{N_{si}} \vec{E}_{a_i}^{\Delta_i}(\vec{r}; \vec{r}_{i,k_i}, I_{i,k_i}); \quad (13)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_{j,k_j}^*, \quad j = 1, \dots, N, \quad k_j = 1, \dots, N_{sj}.$$

Устойчивое решение достигается при соблюдении условия  $\Delta_i \geq 4a_i$  для всех  $i$  [11].

## 3. Геометрия исследуемых спиральных элементов

Геометрия исследуемых спиральных элементов представлена на рис. 2.

Уравнение образующей цилиндрической спирали в ненатуральном параметре записывается следующим образом:

$$\vec{r}(t) = a \cos t \vec{x}_0 + a \sin t \vec{y}_0 + ht \vec{z}_0,$$

здесь  $a$  – радиус спирали,  $h \neq 0$  – коэффициент намотки. Если  $h > 0$ , то спираль будет правовинтовой, если  $h < 0$  – левовинтовой.

Натуральный параметр на ПСА определяется как интеграл:

$$l(t) = \int_0^t |\vec{l}(t')| dt' = \sqrt{h^2 + a^2} t,$$

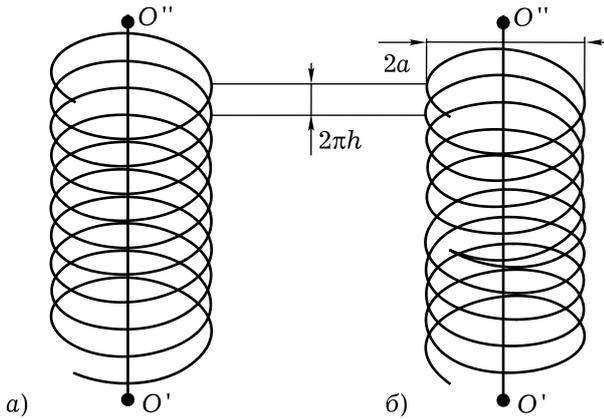


Рис. 2. Геометрия спиральных элементов: а) цилиндрическая спираль; б) совмещение лево- и правовинтовых спиралей

где

$$\vec{l}(t) = \frac{d\vec{r}(t)}{dt} = -a \sin t \vec{x}_0 + a \cos t \vec{y}_0 + h \vec{z}_0,$$

– касательный вектор к образующей. Таким образом, в натуральном параметре уравнение образующей спирали будет иметь следующий вид:

$$\vec{r}(l) = a \cos(\xi l) \vec{x}_0 + a \sin(\xi l) \vec{y}_0 + h \xi l \vec{z}_0, \quad (14)$$

$$l \in [-L/2; L/2].$$

Здесь  $\xi = 1/\sqrt{a^2 + h^2}$ ;  $L$  – длина провода спирали. Если задавать число витков спирали  $N_l$ , то  $L = 2\pi N_l / \xi$ .

Образующие структуры, состоящей из право- и левовинтовой спирали, описываются выражениями:

$$\vec{r}_{1(2)}(l) = a \cos(\xi l) \vec{x}_0 + a \sin(\xi l) \vec{y}_0 \pm h \xi l \vec{z}_0, \quad (15)$$

$$l \in [0; L/2].$$

Верхний знак соответствует правовинтовой спирали  $\vec{r}_1(l)$ , нижний знак – левовинтовой спирали  $\vec{r}_2(l)$ . В дальнейшем цилиндрическую спираль, образующая которой описывается выражением (14), будем называть обычной спиралью, а структуру, представленную совмещением лево- и правовинтовых цилиндрических спиралей, образующие которых описываются выражением (15), – совмещенной спиралью. Определение неизвестных токов для конкретной структуры осуществляется с помощью СЛАУ, получающегося в результате подстановки (14) либо (15) в (13) с учетом (6). После определения токов из полученной СЛАУ расчет ЭМП производится с помощью (12) при подстановке в него (14) либо (15) с учетом (6).

Под осью спирали будем понимать линию, совпадающую с осью  $Oz$  ( $O'O''$  – отрезок, лежащий на оси спирали, рис. 2).

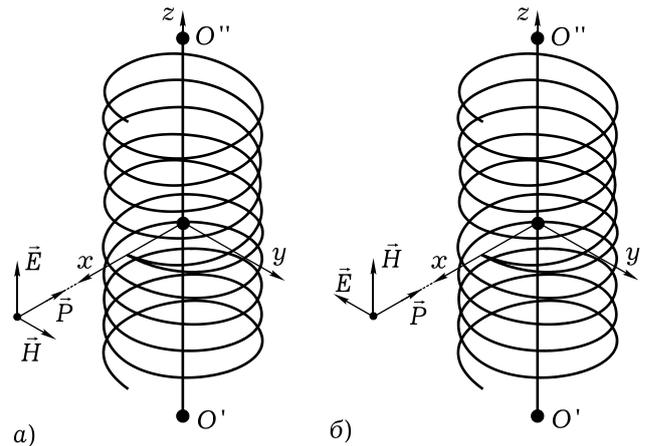


Рис. 3. Падение плоской линейно поляризованной электромагнитной волны на спиральный элемент: а) вертикальная поляризация; б) горизонтальная поляризация

#### 4. Результаты численного моделирования

Возбуждение структур осуществлялось плоской линейно поляризованной электромагнитной волной (ПЭМВ), электрический вектор которой можно записать следующим образом:

$$\vec{E}^{(in)}(\vec{r}) = \vec{p}_0 E_0 \exp(-i\vec{k}\vec{r} + \psi),$$

где  $\vec{k} = k_0 \vec{k}$  – волновой вектор;  $\vec{k}_0$  – единичный волновой вектор;  $k$  – волновое число;  $E_0$  – амплитуда волны;  $\vec{p}_0$  – единичный вектор поляризации;  $\psi$  – начальная фаза. Предполагалось, что  $E_0 = 1$  В/м,  $\psi = 0$ .

Параметры структур:

- отношение коэффициента намотки к радиусу спирали  $h/a = 2/30$ ;
- радиус провода  $\varepsilon/h = 1/10$ ;
- число витков  $N_l = 10$  (5 + 5 для совмещенной спирали);
- число сегментов  $N_s = 500$  (250 + 250 для совмещенной спирали).

Исследования проводились для различных соотношений  $a/\lambda$ .

Наиболее интересным, на наш взгляд, являлось сравнительное исследование распределений токов и соответствующих им диаграмм рассеяния (ДР) в случае возбуждения спиральных элементов вертикально поляризованной ПЭМВ, т. е.  $\vec{p}_0 = \vec{z}_0$ , падающей против оси  $Ox$  ( $\vec{k}_0 = -\vec{x}_0$ ). Результаты численного моделирования для различных соотношений  $a/\lambda$  представлены на рис. 4–7. Видно, что, несмотря на большую геометрическую схожесть структур, соответствующие распределения тока и диаграммы рассеяния кардинально отличаются. Так, при  $a = 0.1\lambda$  совмещенная спираль имеет два максимума в ДР,

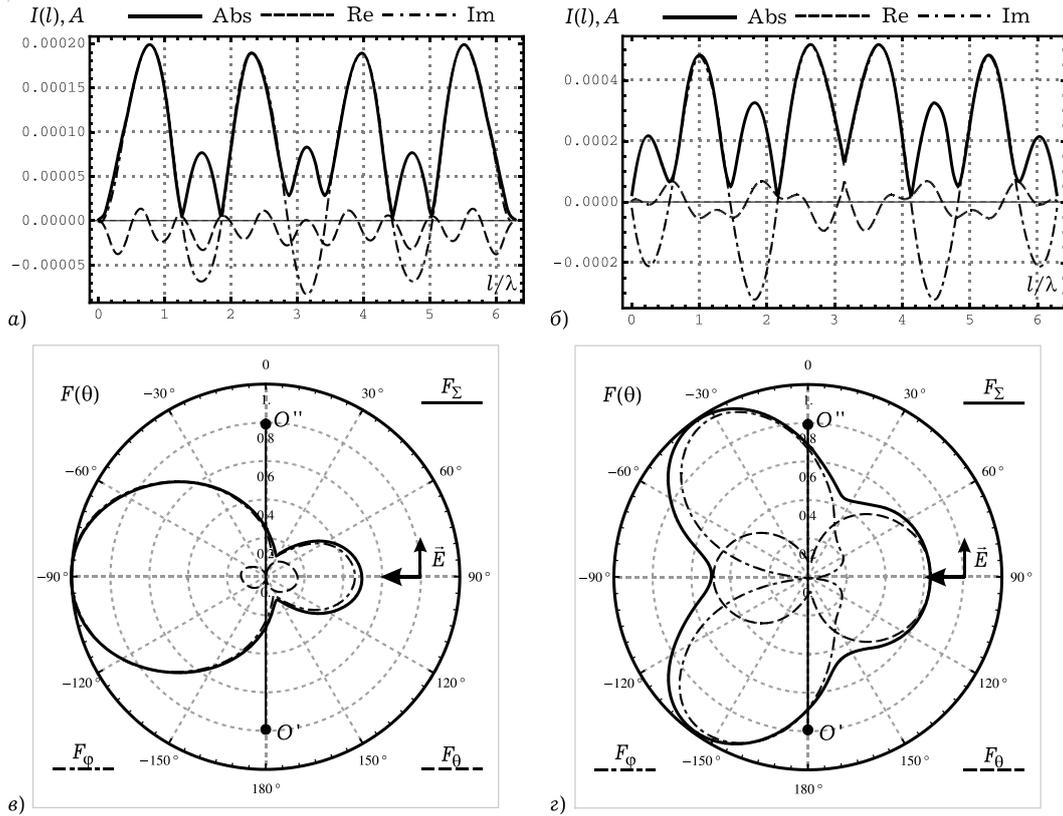


Рис. 4. Результаты численного моделирования для вертикально поляризованной ПЭМВ при  $a = 0.1\lambda$ : а) распределение тока на спирали; б) распределение тока на совмещенной спирали; в) нормированная диаграмма рассеяния для спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$ ; г) нормированная диаграмма рассеяния для совмещенной спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$

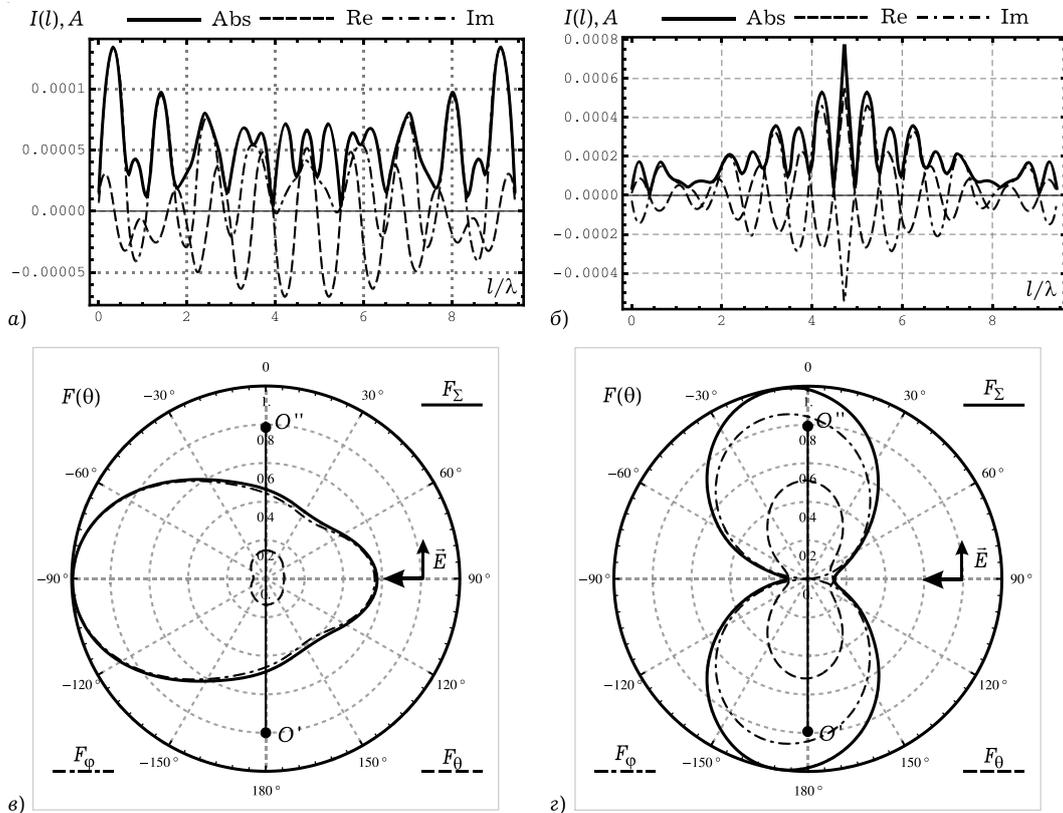


Рис. 5. Результаты численного моделирования для вертикально поляризованной ПЭМВ при  $a = 0.15\lambda$ : а) распределение тока на спирали; б) распределение тока на совмещенной спирали; в) нормированная диаграмма рассеяния для спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$ ; г) нормированная диаграмма рассеяния для совмещенной спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$

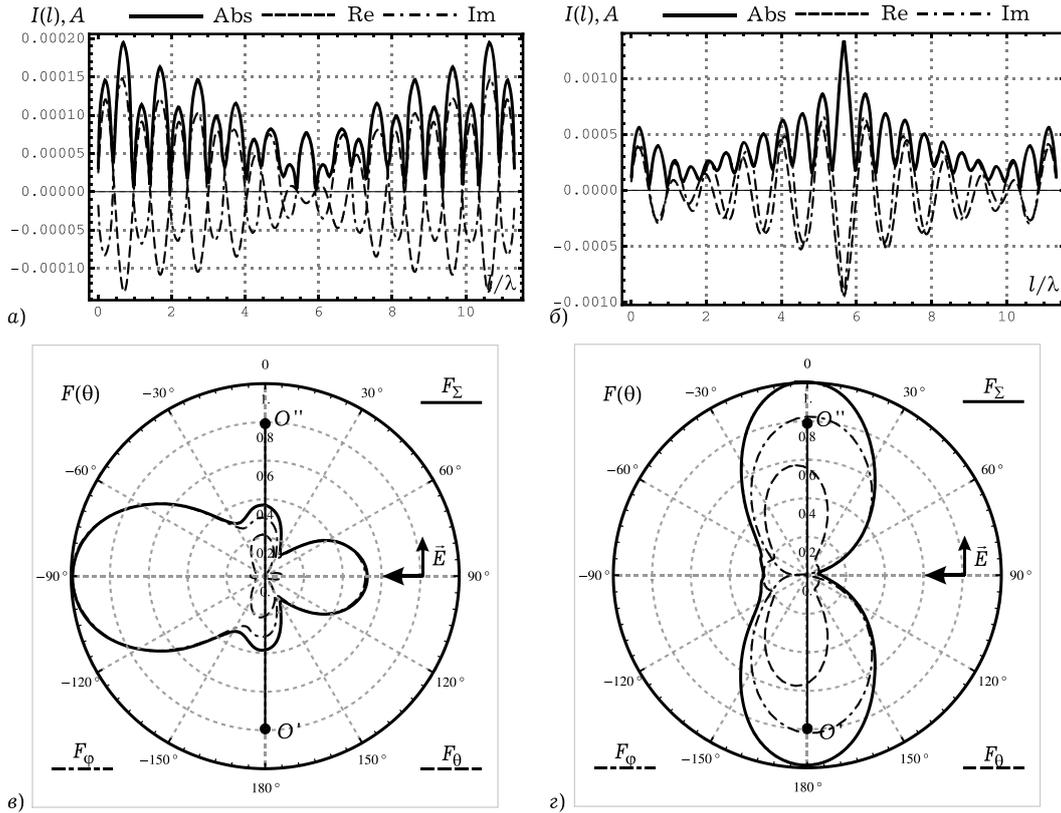


Рис. 6. Результаты численного моделирования для вертикально поляризованной ПЭМВ при  $a = 0.18\lambda$ : а) распределение тока на спирали; б) распределение тока на смещенной спирали; в) нормированная диаграмма рассеяния для спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$ ; г) нормированная диаграмма рассеяния для смещенной спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$

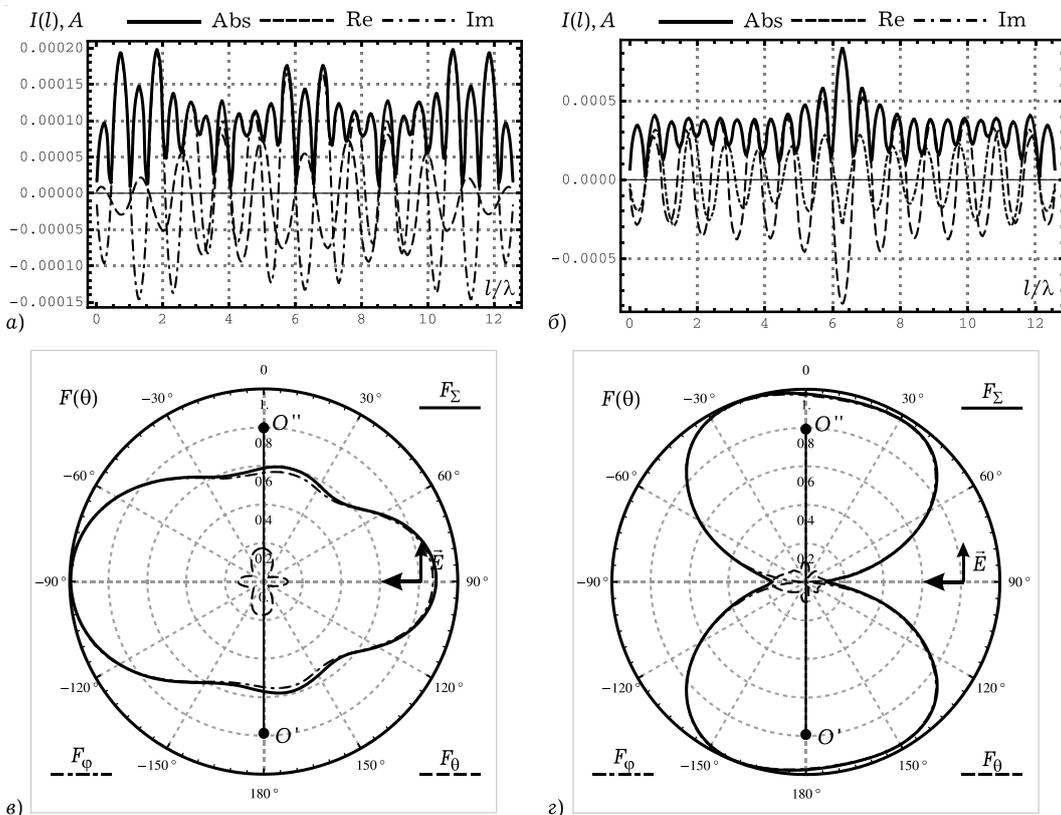


Рис. 7. Результаты численного моделирования для вертикально поляризованной ПЭМВ при  $a = 0.2\lambda$ : а) распределение тока на спирали; б) распределение тока на смещенной спирали; в) нормированная диаграмма рассеяния для спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$ ; г) нормированная диаграмма рассеяния для смещенной спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$

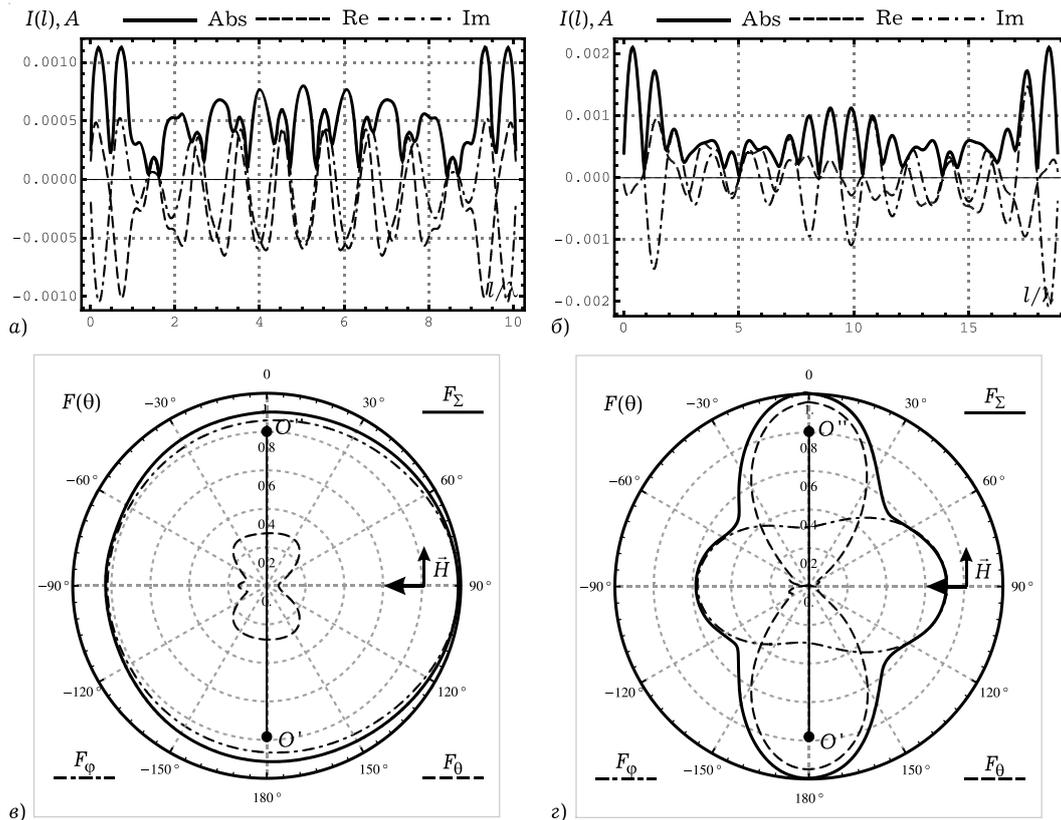


Рис. 8. Результаты численного моделирования для горизонтально поляризованной ПЭМВ при  $a = 0.16\lambda$ : а) распределение тока на спирали; б) распределение тока на совмещенной спирали; в) нормированная диаграмма рассеяния для спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$ ; г) нормированная диаграмма рассеяния для совмещенной спирали в угломерной плоскости при  $\varphi = 0$

которые образуют примерно 30 градусов с направлением распространения ПЭМВ, а ДР обычной спирали имеет один максимум, совпадающий с направлением распространения ПЭМВ. Распределение тока на совмещенной спирали имеет много сходства с распределениями, возникающими в случае возбуждения структуры генератором ЭДС, расположенным в точке, которой соответствует  $l = 0$  (здесь возникают заряды разных знаков).

Далее на рис. 5 видно, что максимумы в ДР для совмещенной спирали практически ортогональны направлению распространения ПЭМВ, а распределение тока имеет характер смешанной волны, распространяющейся и затухающей к концам спирали. У обычной спирали вблизи концов в распределении тока находятся максимумы. На рис. 6–7 характер распределений сохраняется, но происходит расширение главных лепестков в ДР.

Таким образом, совмещенная спираль представляется нам интересным элементом, рассеивающим электромагнитные волны в осевом направлении в довольно широкой полосе частот. К сожалению, подобного эффекта в случае

падения ПЭМВ с горизонтальной поляризацией обнаружено не было. Максимумы в осевом направлении наблюдаются только при  $a = 0.16\lambda$ , т. е. вблизи резонансной длины колец  $2\pi a \approx 1$ , и выражены довольно слабо (рис. 8).

## Заключение

В статье представлены решения задачи дифракции на спиральных элементах и приведены сравнительные результаты численного моделирования в случае возбуждения плоской электромагнитной волной вертикальной либо горизонтальной поляризации, падающей ортогонально к оси структур. Результаты моделирования являются, на наш взгляд, достаточно интересными. Так, несмотря на большую схожесть геометрии, структуры совершенно по-разному реагируют на падающую волну.

Важным представляется тот момент, что совмещенная спираль рассеивает ПЭМВ в направлении, перпендикулярном направлению ее распространения, причем данный эффект наблюдается в довольно широкой полосе частот. Это обстоятельство можно использовать при создании структур, рассеивающих и поглощающих

электромагнитные волны, а также для создания концентраторов электромагнитной энергии.

С другой стороны, можно утверждать, что представленная модель может служить достаточно хорошим описанием совмещения слоев с различным знаком параметра киральности, т. к. взаимодействие между спиральными элементами в случае рассеяния вдоль оси будет слабым.

### Список литературы

1. Дрaбкин 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. Mei K.K. On the integral equations of thin wire antennas // IEEE Trans. on Ant. and Prop. 1965. AP-13. P. 374–378.
4. 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.
5. Чебышев В.В. Микрополосковые антенны в многослойных средах. М.: Радиотехника, 2007. 159 с.
6. Физический энциклопедический словарь / под ред. А.М. Прохорова. М.: Большая российская энциклопедия, 1995. 928 с.
7. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006. 279 с.
8. Неганов В.А., Табаков Д.П., Яровой Г.П. Современная теория и практические применения антенн / под ред. В.А. Неганова. М.: Радиотехника, 2009. 720 с.
9. 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.
10. 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.
11. Стрижков В.А. Математическое моделирование электродинамических процессов в сложных антенных системах // Математическое моделирование. 1989. Т. 1. № 8. С. 127–138.
12. Вычислительные методы в электродинамике / под ред. Р. Митры; пер с англ. под ред. Э.Л. Бурштейна. М.: Мир, 1977. 487 с.

---

## Diffraction of electromagnetic waves on the spiral elements

*V.A. Neganov, I.Yu. Marsakov, D.P. Tabakov*

The diffraction of electromagnetic waves on the following structures: a single-pass cylindrical helix and the combination of left- and pravovintovoy cylindrical helix. The source of excitation acts linearly polarized plane wave vertical or horizontal polarization. The calculation is based on the integral representation of the electromagnetic field fine-wire structure, migrating to the surface of the radiating elements in the system of integral equations for the unknown current distributions. It is shown that the structure, which consists of combining left and pravovintovoy spirals, has a pronounced axial re-radiation, which is observed in a wide frequency.

*Keywords:* diffraction, electromagnetic waves, helical element, the helical antenna, the integral equation, the integral representation of the field, electromagnetic hub.

---