

Тонкопроволочные излучающие структуры с двойной симметрией

Д.П. Табаков, С.В. Морозов, В.А. Кураков

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

Аннотация – Авторы рассмотрели вопросы электродинамического анализа тонкопроволочных излучающих структур, обладающих двойной симметрией. Получены новые обобщенные интегральные представления электромагнитного поля для случая структур обладающих одиночной и двойной симметриями. На основе полученных выражений построены математические модели двух- и четырехзаходной эллиптических спиральных антенн. Показано, что учет двойной симметрии при решении внутренней электродинамической задачи приводит к совокупности независимых интегральных уравнений Фредгольма первого рода, записанных относительно распределений нормальных волн тока, что существенно упрощает решение внутренней электродинамической задачи. Приведены сравнения результатов расчета распределений токов вдоль проводников, зависимостей их входного сопротивления от радиуса структуры, а также нормированных диаграмм направленности для двух- и четырехзаходных спиральных излучателей.

Ключевые слова – интегральное представление электромагнитного поля, интегральное уравнение Фредгольма первого рода, тонкопроволочное приближение, двойная симметрия, спиральная антенна.

Введение

Тонкопроволочные излучающие структуры с двойной симметрией достаточно часто встречаются в электродинамических задачах (различные виды широкополосных вибраторных антенн, многозаходные спиральные структуры и т. д.). Учет симметрии позволяет существенно упростить решение внутренней электродинамической задачи, которая сводится к совокупности независимых интегральных уравнений (ИУ) Фредгольма первого рода [1; 2]. Это существенно проще решения системы ИУ, возникающей в общем случае. Более того, на практике часто встречаются случаи (азимутально-независимое возбуждение вибраторных антенн, синфазное или противофазное возбуждение двузаходных спиралей), когда необходимо решение неполного набора ИУ, что дополнительно упрощает задачу.

В настоящей статье показано, что на основе интегральных представлений электромагнитного поля (ИП ЭМП) тонкопроволочной структуры (ТПС) [3] можно достаточно просто строить математические модели множества излучающих структур с двойной симметрией. В ряде случаев такой подход приводит к моделям сеточного типа. При малых расстояниях между проводниками такие модели эквивалентны моделям со сплошными поверхностями, строгий расчет которых приводит к более сложным в аналитическом и численном плане системам ИУ с особенностями логарифмического и гиперсингулярного типа.

В качестве примера в данной статье рассмотрены две многозаходные эллиптические спиральные антенны: двузаходная и четырехзаходная с двумя пассивными заходами. Для них вычислены распределения токов вдоль проводников, зависимость входного сопротивления в диапазоне частот, а также нормированные диаграммы направленности.

1. Основные выражения

С учетом выражений, приведенных в [4], ИП ЭМП для структуры с двойной симметрией принимает вид

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{e}} \int_{L_j} I_{\mathbf{e}}(l') \mathbf{K}^{(F)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'_{\mathbf{e}}; \varepsilon_j) dl', \quad F \equiv E, H. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{e} = \overline{\mathbf{g}, j}$ – индекс-вектор элемента структуры; $\mathbf{g} = \{s_1, s_2\}$ – индекс-вектор группы; $s_1 = 1 \dots N_1$ – индекс группы по симметрии первого типа (s_1 -группа); $s_2 = 1 \dots N_2$ – индекс группы по симметрии второго типа (s_2 -группа); ε_j – радиус проводника; $j = 1 \dots N_e$ – индекс элемента в группе \mathbf{g} , N_e – соответствующее число элементов; $I_{\mathbf{e}}(l)$ – функция распределения тока на проводнике $L_{\mathbf{e}}$,

$$\mathbf{r}'_{\mathbf{e}} = \mathbf{r}'_{\mathbf{e}}(l') = \hat{\mathbf{S}}_{s_1}^{(1)} \hat{\mathbf{S}}_{s_2}^{(2)} \mathbf{r}_{\mathbf{g}_{1,j}}(l'), \quad l' \in L_j \quad (2)$$

– уравнение образующей $L_{\mathbf{e}}$; $\hat{\mathbf{S}}_{s_i}^{(t)}$ – матрицы симметричных преобразований образующей j -го проводника основной группы \mathbf{g}_1 . Ядра $\mathbf{K}^{(F)}$ определены выражениями [3]:

$$\mathbf{K}^E = \frac{W_c}{ik} \left[\hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{e}} k^2 G + \frac{\partial}{\partial l'} (\mathbf{d}_{\mathbf{e}} B) \right], \quad \mathbf{K}^H = (\mathbf{d}_{\mathbf{e}} \times \hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{e}}) B. \quad (3)$$

Заметим, что элементы с одинаковыми индексами в разных группах являются подобными с единичным коэффициентом подобия, поэтому в (1) $L_j \equiv L_e$, $\varepsilon_j = \varepsilon_e$.

Совокупность независимых систем интегральных уравнений Фредгольма первого рода получается аналогично [5]:

$$\dot{E}_{\mathbf{g},j}^{(in)}(l) = \sum_{j'} \int_{L_{j'}} \dot{I}_{\mathbf{g},j'}(l') \dot{K}_{\mathbf{g},j,\mathbf{g},j'}(l,l') dl', \quad l \in L_j. \quad (4)$$

Здесь:

$$\begin{aligned} \dot{K}_{\mathbf{g},j,\mathbf{g},j'}(l,l') &= \\ &= \sum_{\mathbf{g}'} \left[\hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_{\mathbf{g},j}^*) \cdot \mathbf{K}^{(E)}(\mathbf{r}_{\mathbf{g},j}(l), \mathbf{r}_{\mathbf{g},j'}(l'); \varepsilon_{j'}) \right] W_{\mathbf{g},\mathbf{g}'}^{+1}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\dot{E}_{\mathbf{g},j}^{(in)}(l) = -\zeta \sum_{\mathbf{g}'} \left[\hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_{\mathbf{g},j}^*) \cdot \mathbf{E}^{(in)}(\mathbf{r}_{\mathbf{g},j}^*) \right] W_{\mathbf{g},\mathbf{g}'}^{+1},$$

$$\zeta = \zeta^{(1)} \zeta^{(2)}, \quad W = W^{(1)} W^{(2)}, \quad t = 1, 2.$$

Константы $\zeta^{(t)}$ и ядра симметричных преобразований $W^{(t)}$ определяются типом соответствующей симметрии.

Дискретизированная версия ИП ЭМП может быть записана по аналогии с [3]:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{s}} I_{\mathbf{s}} \mathbf{K}^{(F)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\mathbf{s}}; \varepsilon_j, \Delta_j), \quad F \equiv E, H. \quad (6)$$

Здесь $I_{\mathbf{s}}$ – амплитуда тока на сегменте, $\mathbf{s} = \overline{\mathbf{g}, \mathbf{j}} = \overline{\mathbf{e}, k}$ – индекс-вектор сегмента структуры, $\mathbf{j} = \{j, k\}$, $k = 1 \dots N_s^{(j)}$ – индекс сегмента j -го элемента группы \mathbf{g} , $N_s^{(j)} \equiv N_s^{(e)}$ – соответствующее число сегментов, $\mathbf{K}^{(F)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\mathbf{s}}; \varepsilon_j, \Delta_j) = \int_{S_j} \mathbf{K}^{(F)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{\mathbf{s}}; \varepsilon_j) dl$, $F \equiv E, H$

– весовые коэффициенты,

$$\mathbf{r}_{\mathbf{s}} = \mathbf{r}_{\mathbf{s}}(l) = \mathbf{r}_{\mathbf{s}}^* + \hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{s}} l; \quad l \in [-\Delta_j/2, \Delta_j/2] \quad (7)$$

– уравнение сегмента S_j ; $\mathbf{r}_k^* = (\mathbf{r}_{k+1} + \mathbf{r}_k)/2$, $\hat{\mathbf{I}}_k = (\mathbf{r}_{k+1} - \mathbf{r}_k)/\Delta_k$ – соответственно, радиус-вектор центра сегмента (точка коллокации) и единичный вектор касательной на сегменте; Δ_k – длина сегмента.

Для структуры с двойной симметрией объекты группы \mathbf{g} можно получить из объектов основной группы \mathbf{g}_1 с помощью преобразования (2).

Совокупность блочных СЛАУ будет иметь вид:

$$\sum_{\mathbf{j}} \dot{I}_{\mathbf{g},\mathbf{j}} \dot{K}_{\mathbf{g},\mathbf{j},\mathbf{g},\mathbf{j}} = \dot{E}_{\mathbf{g},\mathbf{j}}^{(in)}. \quad (8)$$

Здесь:

$$\begin{aligned} \dot{E}_{\mathbf{g},\mathbf{j}}^{(in)} &= -\zeta \sum_{\mathbf{g}'} \left[\hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_{\mathbf{g},\mathbf{j}}^*) \cdot \mathbf{E}^{(in)}(\mathbf{r}_{\mathbf{g},\mathbf{j}}^*) \right] W_{\mathbf{g},\mathbf{g}'}^{-1}; \\ \dot{K}_{\mathbf{g},\mathbf{j},\mathbf{g},\mathbf{j}'} &= \sum_{\mathbf{g}'} \left[\hat{\mathbf{I}}(\mathbf{r}_{\mathbf{g},\mathbf{j}}^*) \cdot \mathbf{K}^{(E)}(\mathbf{r}_{\mathbf{g},\mathbf{j}}^*, \mathbf{r}_{\mathbf{g},\mathbf{j}'}; \varepsilon_{\mathbf{j}'}, \Delta_{\mathbf{j}'}) \right] W_{\mathbf{g},\mathbf{g}'}^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

После определения из (8) неизвестных амплитуд $\dot{I}_{\mathbf{s}}$ токи на сегментах вычисляются по формуле

$$I_{\mathbf{s}} = \sum_{\mathbf{g}} \dot{I}_{\mathbf{g},\mathbf{j}} W_{\mathbf{g},\mathbf{s}}^{-1}. \quad (10)$$

Полученные выражения обладают большой степенью общности и могут быть легко переписаны на случай структур с тройной симметрией. При этом выражения для тонкопроволочной структуры с одиночной симметрией можно получить из (1)–(10) с помощью условий:

$$\mathbf{g} = \{s\}, \quad \hat{\mathbf{S}}_{s_2}^{(2)} = \hat{\mathbf{E}}, \quad s = s_1, \quad N_1 = S,$$

а выражения для совокупности тонкопроволочных проводников можно получить из (1)–(8) с помощью условий:

$$\mathbf{g} = \{l\}, \quad \hat{\mathbf{S}}_{s_1}^{(1)} = \hat{\mathbf{S}}_{s_2}^{(2)} = \hat{\mathbf{E}}, \quad \dot{F} = F, \quad F \equiv E, I, K.$$

Здесь $\hat{\mathbf{E}}$ – единичная матрица.

Далее рассмотрим применение представленных выражений для расчета многозаходных эллиптических спиральных излучателей.

2. Геометрия исследуемых структур

Рассматриваемые дву- и четырехзаходный эллиптические спиральные излучатели (далее по тексту ЭС-2 и ЭС-4 соответственно) являются развитием моделей, представленных в [4; 6]. Геометрия ЭС-2 отражена на рис. 1. Основная группа содержит два проводника: активный вибратор L_1 и эллиптическую спираль L_2 с соответствующими параметрическими уравнениями образующих:

$$L_1: \quad \mathbf{r}_1(l) = \hat{\mathbf{x}}a + \hat{\mathbf{z}}l, \quad l \in [0; \bar{L}_1], \quad (11)$$

$$L_2: \quad \mathbf{r}_2(l) = \hat{\mathbf{x}}a \cos(\xi)\beta(\xi) + \hat{\mathbf{y}}a \sin(\xi)\beta(\xi) + \hat{\mathbf{z}}(c\sqrt{1-\beta(2\xi)} + c'),$$

$$\beta(\xi) = \exp(-\alpha\xi), \quad \xi = \varphi(l), \quad l \in [0; \bar{L}_2].$$

Здесь $\varphi(l)$ – функция, получаемая методом обратной интерполяции функции

$$l(\varphi) = \int_0^{\varphi} |\partial \mathbf{r}_2(\xi) / \partial \xi| d\xi, \quad (12)$$

$\bar{L}_1 = c'$, $\bar{L}_2 = l(2\pi N_1)$ – длины соответствующих образующих; c' – смещение эллипсоида вдоль оси Oz, N_1 – число витков спирали; α – угол намотки плоской спирали, являющейся проекцией L_2 на xOy; a и c – полуоси эллипсоида. В центре L_1 имеется разрыв длиной $d \ll \lambda$, содержащий генератор G, создающий напряженность электрического поля $\mathbf{E}^{(in)}$, касательная компонента $E_l^{(in)}$

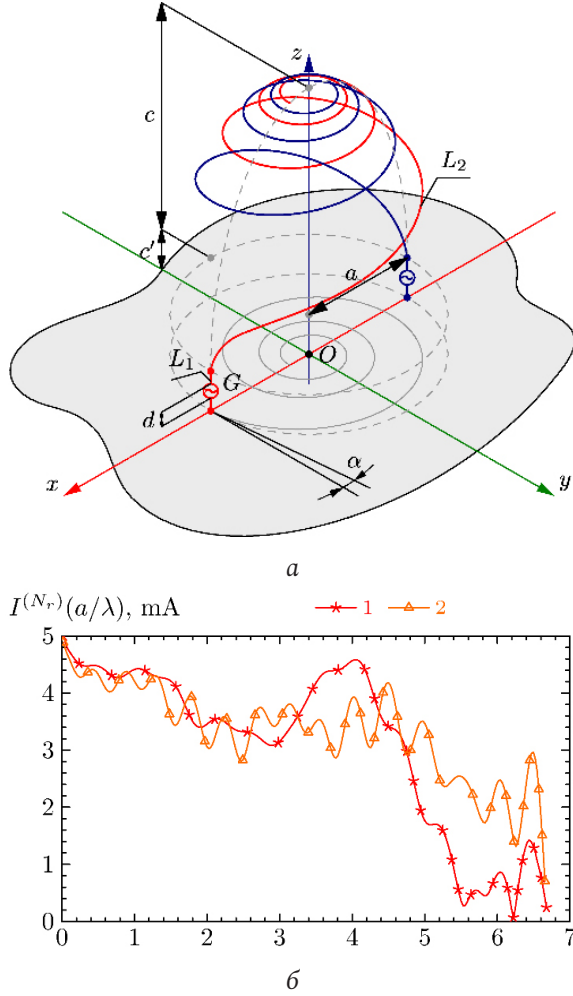


Рис. 1. Многозаходный эллиптический спиральный излучатель (а), сравнение амплитуд тока ЭС-2 и ЭС-4 для $a/\lambda = 0,5$ (б)
 Fig. 1. Multi-pass elliptical spiral radiator (a), comparison of current amplitudes ES-2 and ES-4 for $a/\lambda = 0,5$ (b)

которой на образующих проводников отлична от нуля только в области зазора, где она равна $E^{(N,r)} = E \exp(i\psi) / d$; E и ψ – ЭДС и фаза генератора соответственно. Учет экрана, расположенного в плоскости xOy , производится методом зеркальных отображений [7] (s_1 -группы), а s_2 -группы получают поворотом основной группы проводников вокруг оси Oz . Таким образом, матрицы преобразований в (2) приобретают вид

$$\hat{\mathbf{S}}_{s_1}^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & (-1)^{(s_1-1)} \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mathbf{S}}_{s_2}^{(2)} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_{s_2} & \sin \alpha_{s_2} & 0 \\ -\sin \alpha_{s_2} & \cos \alpha_{s_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Здесь $s_1 = 1, 2$; $\alpha_{s_1} = 2\pi(s_2 - 1)/N$; N – число поворотов.

Константа ζ и ядра преобразований $W^{\pm 1}$ приобретают вид

$$\zeta = 1/\sqrt{2N}, \quad W_{\mathbf{g},\mathbf{g}'}^{\pm 1} = \zeta (-1)^{(s_1-1)(s_1'-1)} \times \exp(\mp 2\pi i (s_2 - 1)(s_2' - 1)/N).$$

Полагая $N = 2$ и $N = 4$, получаем группы проводников, необходимых для расчета ЭС-2 и ЭС-4. В случае металлического экрана ЭДС комплексные амплитуды $E_{\mathbf{g}}^{(N)}$ генераторов ЭС-2 и ЭС-4 будут определяться формулами:

$$\dot{E}_{\mathbf{g}}^{(2)} = (-1)^{s_1} \exp(\pi r),$$

$$\dot{E}_{\mathbf{g}}^{(4)} = (-1)^{s_1 \bmod(2)} \exp(\pi s_2),$$

где $\bmod(r, 2)$ – остаток от деления на 2, учитывающий, что второй и четвертый заходы ЭС-4 являются пассивными. Подстановка последних соотношений в (8) приводит к необходимости расчета для ЭС-2 только СЛАУ при $s_1 = 1, s_2 = 1$, а для ЭС-4 – СЛАУ с $s_1 = 1, s_2 = 2$, что существенно сокращает время расчета.

3. Результаты численного моделирования

При численном моделировании основным параметром будем считать полуось a эллипсоида. Путем изменения отношений $c'/a, c/a, \alpha, N_l$ в некоторых пределах были получены их оптимальные значения с точки зрения входного сопротивления и диаграммы направленности излучающих структур. Моделирование осуществлялось в диапазоне $a/\lambda \in [0, 2; 0, 7]$.

Для ЭС-2 оптимальными оказались следующие значения: $c'/a = 0,35, c/a = 4,0, \alpha = 5^\circ, N_l = 4,5$. Результаты расчета входного сопротивления при этих параметрах показаны сплошной линией на рис. 2. Из графиков видно, что равномерность входного сопротивления сохраняется в диапазоне $0,3 \dots 0,7\lambda$, а чисто активное сопротивление равно 180 Ом реализуется при $a/\lambda \approx 0,55$. Результаты расчета нормированных диаграмм направленности для оптимальной геометрии ЭС-2 представлены на рис. 3, а. Видно, что осевое излучение наблюдается в диапазоне $0,3 \dots 0,55\lambda$, а наибольший уровень боковых лепестков зафиксирован в диапазоне $0,45 \dots 0,5\lambda$.

Для ЭС-4 оптимальными оказались следующие отношения: $c'/a = 0,35, c/a = 4,0, \alpha = 4^\circ, N_l = 4$. Результаты расчета входного сопротивления для оптимальной геометрии показаны пунктирной

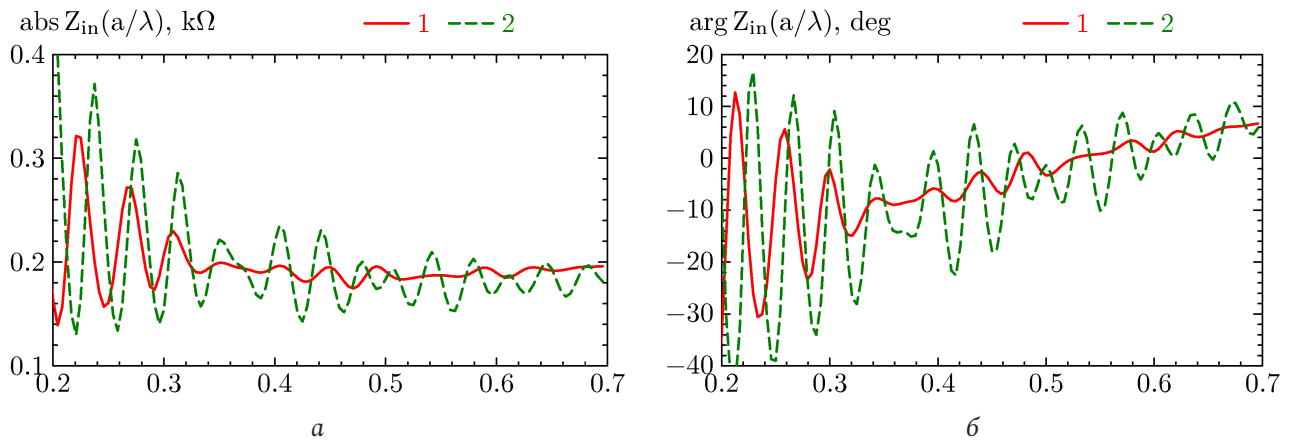


Рис. 2. Результаты расчета модуля (а) и фазы (б) входного сопротивления: 1 – ЭС-2; 2 – ЭС-4
 Fig. 2. Results of calculating the module (a) and phase (b) of the input resistance: 1 – ES-2; 2 – ES-4

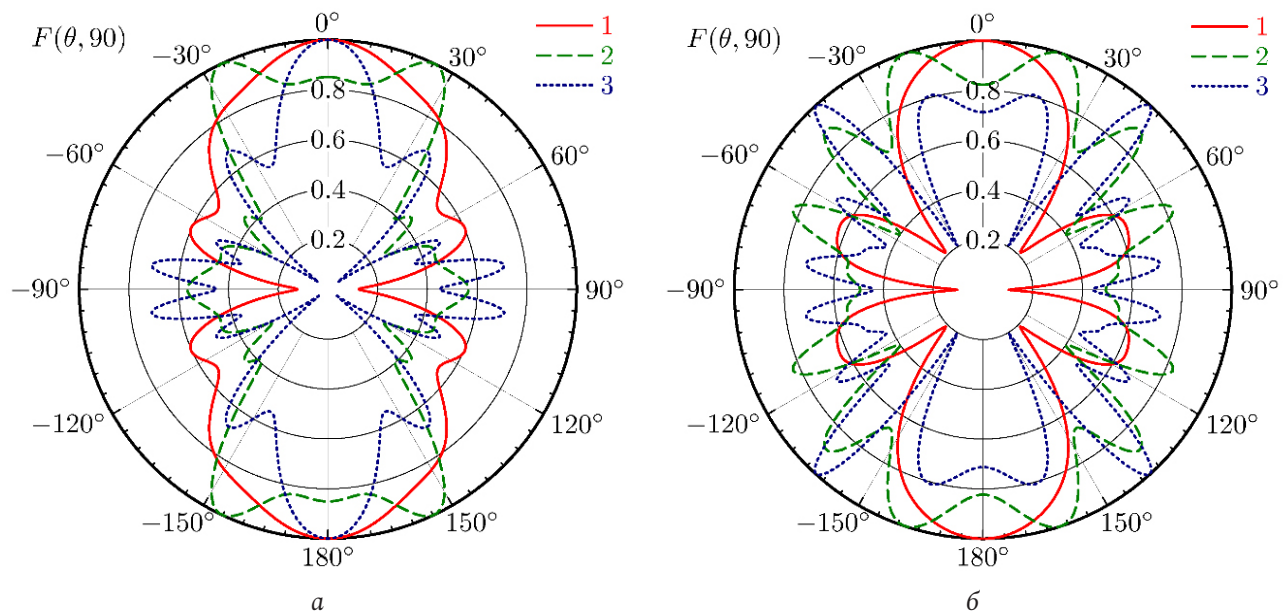


Рис. 3. Результаты расчета диаграмм направленности для 1 – $a/\lambda=0,3$; 2 – $a/\lambda=0,425$; 3 – $a/\lambda=0,55$: а – ЭС-2; б – ЭС-4
 Fig. 3. Results of calculating the radiation patterns for 1 – $a/\lambda=0,3$; 2 – $a/\lambda=0,425$; 3 – $a/\lambda=0,55$: а – ES-2; б – ES-4

линей на рис. 2. Результаты расчета диаграмм направленности отражены на рис. 3, б.

Заклучение

Таким образом, в статье рассмотрен вопрос построения математических моделей тонкопроволочных излучающих структур с двойной симметрией. Из тонкопроволочного ИП ЭМП получен набор СЛАУ для расчета амплитуд токов на сегментированных образующих. Показано, что учет двойной симметрии структуры существенно упрощает внутреннюю электродинамическую задачу.

В качестве примера в статье рассмотрены два спиральных излучателя (двузаходный и четырехзаходный). Для данных структур вычислены распределения токов вдоль проводников, зави-

симость их входного сопротивления от радиуса структуры, а также нормированные диаграммы направленности.

В заключение отметим, что на основе представленных в статье выражений можно достаточно просто строить математические модели спиральных антенн, используя при этом совокупность тонких проводников, в результате чего получаются модели сеточного типа. При малых расстояниях между проводниками такие модели эквивалентны моделям со сплошными поверхностями. При этом в ядрах получаемых систем ИУ не возникает особенностей логарифмического и гиперсингулярного типа, что упрощает численное моделирование. Также при наличии у излучающей структуры различных типов симметрий ее электродинамический анализ существенно упрощается.

Финансирование

Данное научное исследование проводится при поддержке Фонда содействия инновациям по

программе «УМНИК» по теме «Разработка программы для расчета излучающих структур с учетом их симметрии» в рамках договора № 157 ГУЦЭС8-D3/56497 от 24.12.2019.

Список литературы

1. Pocklington H.C. Electrical oscillations in wires // *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. 1897. Vol. 9. P. 324–332.
2. Hallén E. Theoretical investigations into the transmitting and receiving qualities of antennae // *Nova Acta Upsal*. 1938. Vol. 11, No. 4. P. 1–44.
3. Табаков Д.П., Морозов С.В., Куприянов Д.А. Электродинамический анализ тонкопроволочных излучающих структур с поворотной симметрией // *Радиотехника*. 2018. № 3. С. 60–64.
4. Тонкопроволочные излучающие структуры с зеркально-поворотной симметрией / Д.П. Табаков [и др.] // *Сборник трудов XXV Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь»*. Воронеж, 16–18 апреля, 2019. Т. 5. С. 82–88.
5. Табаков Д.П., Морозов С.В., Неганов В.А. Применение тонкопроволочных интегральных представлений электромагнитного поля к электродинамическому анализу вибраторных антенн с большим поперечным сечением // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2017. Т. 20, № 2. С. 57–58. URL: <https://journals.ssau.ru/index.php/pwp/article/view/7092>.
6. Дементьев А.Н., Ключев Д.С., Табаков Д.П. Электродинамический анализ спиральных излучателей, расположенных на поверхности эллипсоида // *Доклады академии наук*. 2017. Т. 472, № 4. С. 393–397. DOI: <https://doi.org/10.7868/S0869565217040089>.
7. Adekola S.A., Mowete I., Ayorinde A.A. Compact theory of the broadband elliptical helical antenna // *European Journal of Scientific Research*. 2009. Vol. 31. No. 3. P. 446–490.

References

1. Pocklington H.C. Electrical oscillations in wires. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1897, vol. 9, pp. 324–332.
2. Hallén E. Theoretical investigations into the transmitting and receiving qualities of antennae. *Nova Acta Upsal*, 1938, vol. 11, no. 4, pp. 1–44.
3. Tabakov D.P., Morozov S.V., Kuprijanov D.A. Electrodynamics analysis of fine-wire emitting structures with rotational symmetry. *Radiotekhnika*, 2018, no. 3, pp. 60–64. (In Russ.)
4. Tabakov D.P. et al. Fine-wire emitting structures with mirror-rotational symmetry. *Sbornik trudov XXV Mezhdunarodnoj nauchno-tekhnicheskoy konferentsii Radiolokatsija, navigatsija, svjaz'*. Voronezh, 16–18 April, 2019, vol. 5, pp. 82–88. (In Russ.)
5. Tabakov D.P., Morozov S.V., Neganov V.A. Application of fine-wire integral representations of the electromagnetic field to the electrodynamic analysis of dipole antennas with a large cross section. *Physics of Wave Processes and Radio Systems*, 2017, vol. 20, no. 2, pp. 57–58. URL: <https://journals.ssau.ru/index.php/pwp/article/view/7092>. (In Russ.)
6. Dement'ev A.N., Kljuev D.S., Tabakov D.P. Electrodynamics analysis of spiral emitters located on the surface of an ellipsoid. *Doklady akademii nauk*, 2017, vol. 472, no. 4, pp. 393–397. DOI: <https://doi.org/10.7868/S0869565217040089>. (In Russ.)
7. Adekola S.A., Mowete I., Ayorinde A.A. Compact theory of the broadband elliptical helical antenna. *European Journal of Scientific Research*, 2009, vol. 31, no. 3, pp. 446–490.

Physics of Wave Processes and Radio Systems 2020, vol. 23, no. 3, pp. 56–61

DOI 10.18469/1810-3189.2020.23.3.56-61

Received 18 June 2020
 Accepted 21 July 2020

Thin-wire radiating structures with double symmetry

Dmitry P. Tabakov, Sergey V. Morozov, Vladislav A. Kurakov

Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics
 23, L. Tolstoy Street,
 Samara, 443010, Russia

Abstract – The problems of electrodynamic analysis of thin-wire radiating structures with double symmetry are considered. New generalized integral representations of the electromagnetic field are obtained for the case of structures with single and double symmetries. Based on the obtained expressions, mathematical models of two - and four-way elliptical spiral antennas are constructed. It is shown that taking into account double symmetry in solving the internal electrodynamic problem leads to a set of independent Fredholm integral equations of the first kind written with respect to the distributions of normal current waves, which significantly simplifies the solution of the internal electrodynamic problem. Comparisons of current distributions along

conductors, their input resistance dependences on the radius of the structure, and normalized radiation patterns for two- and four-way spiral emitters are presented.

Keywords – integral representation of the electromagnetic field, Fredholm integral equation of the first kind, fine-wire approximation, double symmetry, spiral antenna.

Информация об авторах

Табакон Дмитрий Петрович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры радиоэлектронных систем Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики.

Область научных интересов: электродинамика, устройства СВЧ и антенны, оптика, численные методы математического моделирования.

E-mail: illuminator84@yandex.ru

Морозов Сергей Владимирович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиоэлектронных систем Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики.

Область научных интересов: электродинамика, устройства СВЧ и антенны, оптика, численные методы математического моделирования.

E-mail: grimmxxx@gmail.com

Кураков Владислав Александрович, магистр, инженер кафедры радиоэлектронных систем Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики.

Область научных интересов: интегральные представления электромагнитного поля, спиральные излучатели, симметричные тонкопроволочные модели.

E-mail: vlad.curak@yandex.ru

Information about the Authors

Dmitry P. Tabakov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor of the Department of Radioelectronic Systems, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

Research interests: electrodynamics, microwave devices and antennas, optics, numerical methods of mathematical modeling.

E-mail: illuminator84@yandex.ru

Sergey V. Morozov, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, associate professor of the Department of Radioelectronic Systems, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

Research interests: electrodynamics, microwave devices and antennas, optics, numerical methods of mathematical modeling.

E-mail: grimmxxx@gmail.com

Vladislav A. Kurakov, Master's degree, engineer of the Department of Radioelectronic Systems, Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia.

Research interests: integral representations of the electromagnetic field, spiral emitters, symmetric thin-wire models.

E-mail: vlad.curak@yandex.ru