

Корректный электродинамический анализ киральных элементов и метаматериалов на основе интегральных представлений электромагнитного поля

В.А. Неганов, Д.П. Табаков

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

Изложены основы корректного электродинамического анализа геометрически и физически киральных элементов и метаматериалов. В качестве главного инструмента предлагается использовать интегральные представления электромагнитного поля тонкопроволочной структуры. Рассмотрен механизм учета межэлементного взаимодействия, реализующийся через обобщенную процедуру метода Гаусса – Зейделя. Приведены результаты численного моделирования для некоторых киральных элементов и метаструктур.

Ключевые слова: киральность, метаструктура, метасреда, интегральные представления электромагнитного поля, тонкопроволочное приближение, метод Гаусса – Зейделя.

Введение

Метаматериал – материал, природные свойства, которого обусловлены не столько природными физическими свойствами, сколько периодической микроструктурой, создаваемой человеком [1]. Метаматериалы синтезируются внедрением в исходный природный материал различных периодических элементов с самыми различными формами, которые модифицируют диэлектрическую и магнитную восприимчивость исходного материала. В очень грубом приближении такие включения можно рассматривать как искусственные, чрезвычайно больших размеров, атомы. Метаматериалы могут обладать свойствами, принципиально отсутствующими у естественных материалов, встречающихся в природе [1]. Одно из таких возможных свойств метаматериалов – отрицательный (или левосторонний) коэффициент преломления, который проявляется при одновременной отрицательности диэлектрической и магнитной проницаемостей [2].

Теория киральных структур в настоящее время достаточно активно развивается, но практически все новые свойства метаматериала теоретически предсказаны с помощью эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей [3]. Как правило, исследование киральных сред осуществляется с помощью феноменологи-

ческой теории, материальные уравнения которой имеют вид [4]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \mp i\chi \mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \pm i\chi \mathbf{E}.$$

В данных выражениях верхние знаки соответствуют киральной среде на основе спиралей с правой закруткой, а нижние знаки – среде на основе левовинтовых спиралей. Константа χ 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.

В [5] утверждается, что изучение новых свойств метаматериала с помощью эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей надо проводить очень осторожно. Это необходимо делать на основании строгих электродинамических методов, работающих в ближней зоне дифракции электромагнитного поля. Поэтому утверждения об одновременной отрицательности диэлектрической и магнитной проницаемостей как об одном из свойств метаматериала требует существенных дополнительных разъяснений.

Большую часть ограничений феноменологической теории можно снять с помощью применения более строгих методов электродинамического анализа. Корректное описание элементов, соизмеримых с длиной волны, возможно только на основе строгого электродинамического подхода. К достоинствам строгого электродинамического подхода можно отнести отсутствие необходимости введения параметра киральности, снятие ограничения на размер элементов и расстояния между ними а также корректное описание ближней зоны киральных элементов.

Основным недостатком строгого подхода можно считать сложность численных расчетов и аналитических выводов. Наиболее рациональным с нашей точки зрения является комбинированный подход к анализу метаструктур, когда строгие методы анализа дополняют феноменологическую теорию, а в некоторых случаях выступают в качестве основных методов. Таким образом, построение строгих математических моделей киральных элементов и метаматериалов на их основе является актуальной задачей.

1. Основные расчетные выражения

Интегральное представление (ИП) связывает электромагнитное поле (ЭМП) в любой точке пространства с токами, находящимися в заданном объеме. Таким образом, ИП ЭМП полностью описывают излучающую структуру и окружающее ее пространство с точки зрения электродинамики.

При переходе к излучающей поверхности и применении граничных условий на ней ИП ЭМП переходят в (сингулярные) интегральные уравнения (СИУ), записанные относительно неизвестных распределений токов.

ИП ЭМП может иметь различные формы. Приведем здесь интегро-дифференциальную форму [6]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{W_m}{i\kappa} \int_V (\mathbf{j}(q)\kappa^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')) - \\ &- (\nabla_q \cdot \mathbf{j}(q)) \mathbf{d}B(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV; \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= \int_V (\mathbf{d} \times \mathbf{j}(q)) B(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV. \end{aligned} \quad (1)$$

Данное представление не содержит дифференциальных операторов, применяющихся к точке наблюдения. В последних выражениях: \mathbf{r} и \mathbf{r}' – соответственно радиус векторы точек наблюдения и источника; V – излучающий объем; κ – волновое число среды; W_m – вол-

новое сопротивление среды; \mathbf{j} – вектор объемной плотности электрического тока; ∇_q – оператор набла, применяемый к источникам поля; $\mathbf{d} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ – разностный вектор; G , B – ядра интегральных представлений, которые имеют вид:

$$G = \frac{\exp(-i\kappa R)}{4\pi R}, \quad B = -\frac{i\kappa R + 1}{R^2} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (2)$$

$R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = |\mathbf{d}|$ – расстояние между точкой источника и точкой наблюдения. Функцию $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ называют также функцией Грина свободного пространства.

Электродинамические модели киральных элементов и структур целесообразно строить на основе тонкопроволочного приближения [7]. ИП ЭМП тонкопроволочных структур можно легко получить из приведенных ранее интегрально-дифференциальных представлений. Оно имеет следующий вид:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \int_L I(l') \mathbf{K}_a^F(\mathbf{r}, \mathbf{r}(l')) dl', \quad F \equiv E, H; \quad (3)$$

здесь:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_a^E(\mathbf{r}, \mathbf{r}(l')) &= \frac{W_m}{i\kappa} \left(\mathbf{I}_0(l') \kappa^2 G_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}(l')) + \right. \\ &+ \left. \frac{\partial}{\partial l'} ((\mathbf{r} - \mathbf{r}(l')) B_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}(l'))) \right); \end{aligned}$$

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

– ядра интегральных представлений;

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

– компоненты ядер; L – образующая ТПС; l – натуральный параметр на образующей;

$$R_a = \sqrt{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 + a^2}$$

– регуляризованное расстояние между точкой наблюдения и точкой на образующей; a – радиус ТПС.

Полное ЭМП структуры, состоящей из N тонкопроволочных элементов, с учетом (3) может быть записано в следующем виде:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \sum_j \mathbf{F}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_j, I_j); \quad F \equiv E, H; \quad j = 1, \dots, N; \quad (4)$$

$$\mathbf{r}_j(l) = \mathbf{x}_0 X_j(l) + \mathbf{y}_0 Y_j(l) + \mathbf{z}_0 Z_j(l), \quad l \in [l_{b_j}; l_{e_j}].$$

ИУ для определения неизвестных токов I_j :

$$-\mathbf{I}_0(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{E}^{(in)}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{I}_0(\mathbf{r}_i) \cdot \sum_j \mathbf{E}(\mathbf{r}_i; \mathbf{r}_j, I_j); \quad (5)$$

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

Здесь использовано граничное условие:

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

на каждом элементе структуры.



Рис. 1. Частицы, используемые для построения метаматериалов

Осуществляя линеаризацию малых участков образующей, имеем:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \sum_{k_j=1}^{N_j} \mathbf{F}_{a_j}^{\Delta_j}(\mathbf{r}; \mathbf{r}_{j,k_j}, I_{j,k_j}), \quad F \equiv E, H. \quad (7)$$

Интегральное уравнение (ИУ) для определения неизвестных токов получаем на основе метода сшивания в дискретных точках [8] с учетом учета граничного условия (6):

$$\begin{aligned} & -\mathbf{l}_0(\mathbf{r}_{i,k_i}) \cdot \mathbf{E}^{(in)}(\mathbf{r}_{i,k_i}) = \\ & = \mathbf{l}_0(\mathbf{r}_{i,k_i}) \cdot \sum_{j=1}^N \sum_{k_j=1}^{N_j} \mathbf{E}_{a_j}^{\Delta_j}(\mathbf{r}_{i,k_i}; \mathbf{r}_{j,k_j}, I_{j,k_j}); \quad (8) \\ & i = 1, \dots, N, \quad k_i = 1, \dots, N_i. \end{aligned}$$

Здесь \mathbf{r}_{i,k_i} – радиус-вектор, проведенный в центр k_i -го сегмента i -го элемента.

Данное выражение целесообразно записать в виде СЛАУ:

$$\hat{\mathbf{Z}}\mathbf{I} = \mathbf{E}. \quad (9)$$

Корректное и устойчивое решение СЛАУ достигается при выполнении условия $\Delta \geq 4a$ для лю-

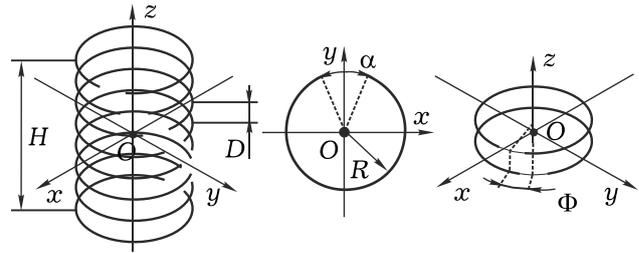
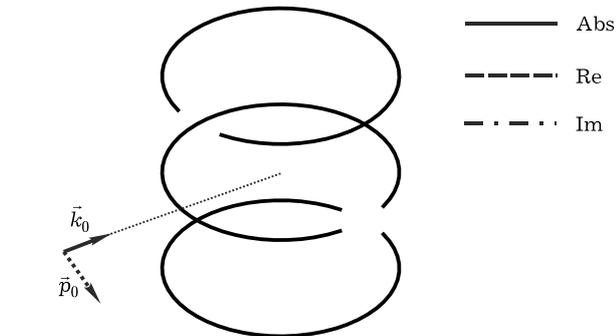


Рис. 2. Геометрически киральная структура

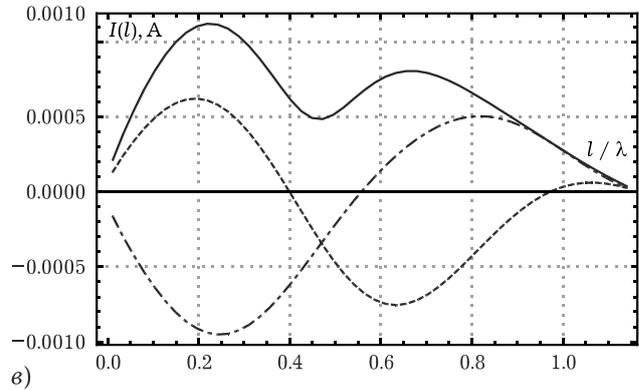
бого сегмента [7]. Соответствующие исследования и расчеты были также приведены в [9].

Элементы СЛАУ имеют вид:

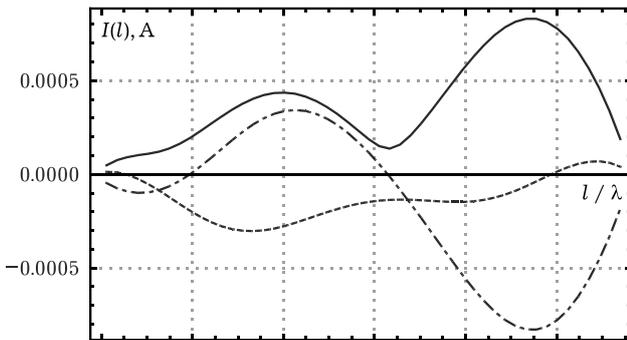
$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{Z}} &= \begin{pmatrix} \hat{z}_{11} & \hat{z}_{12} & \dots & \hat{z}_{1N} \\ \hat{z}_{21} & \hat{z}_{22} & \dots & \hat{z}_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \hat{z}_{N1} & \hat{z}_{N2} & \dots & \hat{z}_{NN} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{I} &= \begin{pmatrix} \mathbf{i}_1 \\ \mathbf{i}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{i}_N \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_1 \\ \mathbf{e}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{e}_N \end{pmatrix}; \\ \hat{z}_{ij} &= \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1N_j} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2N_j} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{N_i1} & Z_{N_i2} & \dots & Z_{N_iN_j} \end{pmatrix}, \end{aligned}$$



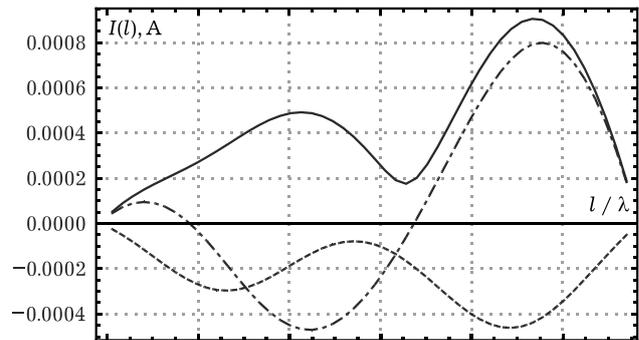
а)



б)



б)



з)

Рис. 3. Геометрия модели (а) и распределения токов на первом (б), втором (в) и третьем (г) кольцах

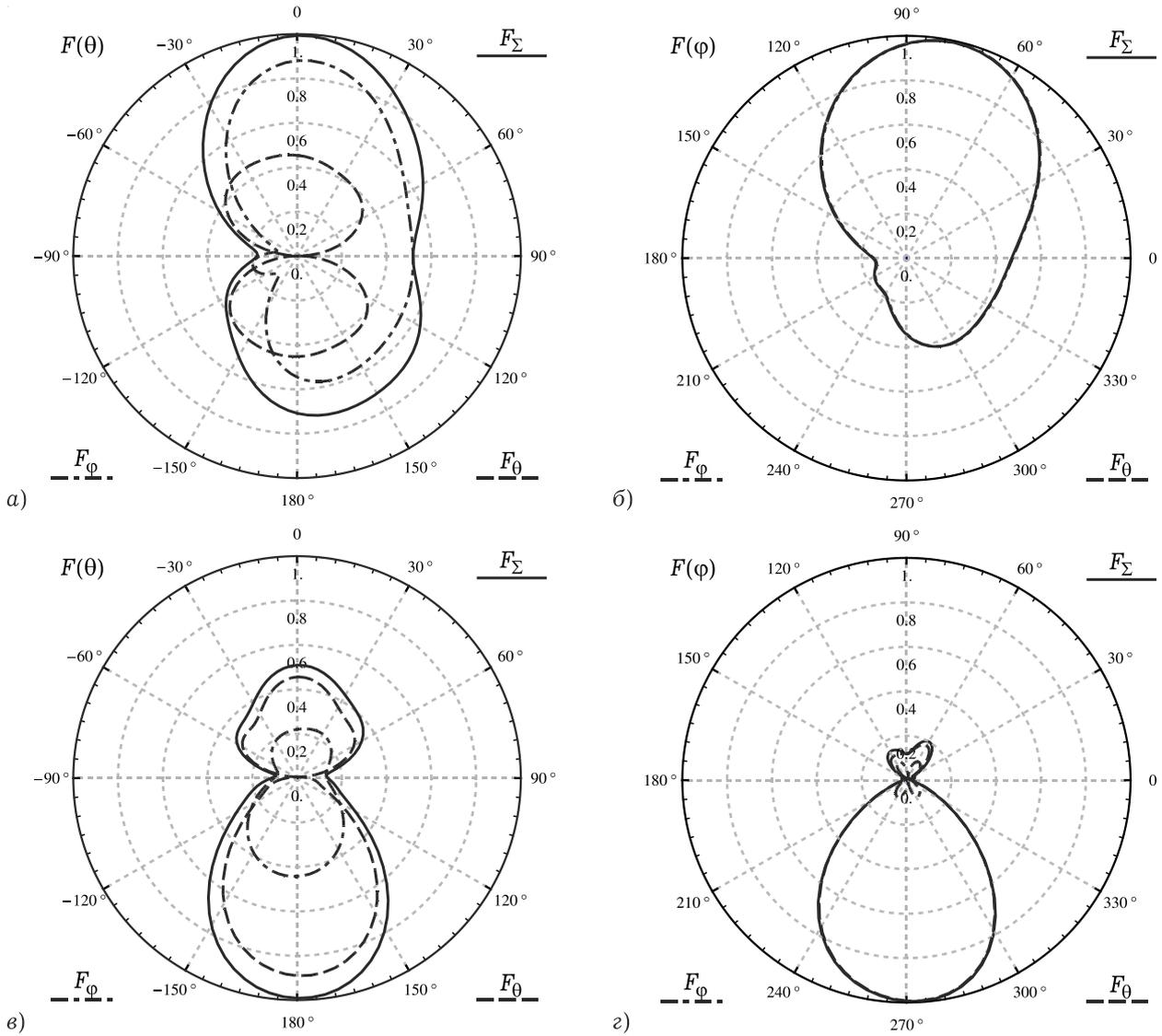


Рис. 4. Нормированные диаграммы рассеяния для ранее рассчитанных распределений тока: а) меридианная плоскость; б) азимутальная плоскость; в) $R/\lambda = 0.2$; г) $R/\lambda = 0.3$; $\mathbf{p}_0 = \mathbf{y}_0$, $\mathbf{k}_0 = \mathbf{z}_0$, $R/D = 1$, $\alpha = \pi/24$, $\phi = \pi$, $N_s = 50$

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

$$\hat{\mathbf{z}}_{ij} = \frac{W_m}{i\kappa} \mathbf{l}_0(\mathbf{r}_{i,k_i}) \cdot \left(\mathbf{l}_0(\mathbf{r}_{j,k_j}) \kappa^2 \times \int_{-\Delta_j/2}^{\Delta_j/2} G_a(\mathbf{r}_{i,k_i}^*, \mathbf{r}_{j,k_j}(l)) dl + B_a(\mathbf{r}_{i,k_i}^*, \mathbf{r}_{j,k_j}) \right);$$

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

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

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

Далее рассмотрим некоторые излучающие (переизлучающие) структуры, рассчитанные на основе выражений, приведенных в данном разделе.

2. Дифракция на геометрически киральном элементе

Геометрически киральный элемент (ГКЭ), показанный на рис. 2, состоит из N разомкнутых колец $L: L_1, L_2, \dots, L_N$. Уравнение i -го кольца имеет вид:

$$L_i: \mathbf{r}_i(l) = \mathbf{x}_0 R \cos(l / (2\pi) + \xi_i) + \mathbf{y}_0 R \sin(l / (2\pi) + \xi_i) + \mathbf{z}_0 h_i, \quad (10)$$

$$l \in [-\pi + \alpha; \pi - \alpha], \quad i = 1, \dots, N,$$

Целесообразно положить $\xi_i = \Phi(i-1)$; $h_i = D(i-1) - H/2$. Предполагается, что радиус проводов, образующих кольца, равен a .

В [6] представлено решение задачи дифракции на ГКЭ в случае возбуждения плоской линейно поляризованной электромагнитной волной (ПЭМВ):

$$\mathbf{E}^{in}(\mathbf{r}) = \mathbf{p}_0 E_0 \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r} + \psi) \quad (11)$$

при следующих параметрах моделирования: $N = 3$, $\alpha = \pi / 6$, $\phi = \pi$, $N_s = 50$, $R / D = 1$, $R / \lambda = 0.2$, $\mathbf{p}_0 = \mathbf{y}_0$, $\mathbf{k}_0 = \mathbf{x}_0$, $\psi = 0$.

Данная модель представляет собой обобщение задачи [10], где рассмотрена система из двух

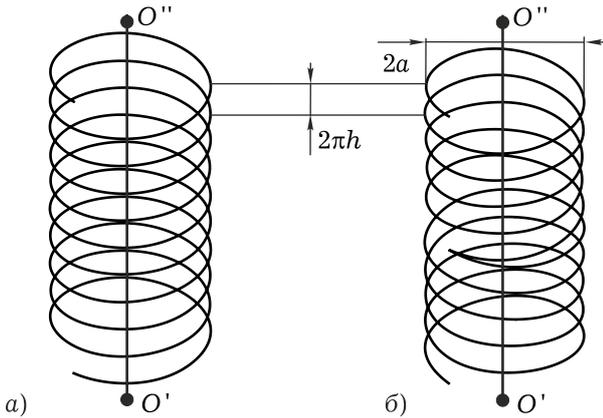


Рис. 5. Спиральные элементы

разомкнутых колец. Результаты решения внутренней электродинамической задачи показаны на рис. 3, результаты для внешней задачи – на рис. 4. Из последнего рисунка видно, что в случае бокового падения электромагнитной волны при определенных геометрических параметрах структуры возникает осевое рассеяние (а), а в случае осевого падения электромагнитной волны возможно отсутствие обратного рассеяния (з).

3. Дифракция на спиральных элементах

В данном разделе представлены результаты решения задачи дифракции на спиральных элементах двух типов [11]. Первый элемент представляет собой правовинтовую цилиндрическую спираль, образуемая которой описывается уравнением:

$$\mathbf{r}(l) = a \cos(\xi l) \mathbf{x}_0 + a \sin(\xi l) \mathbf{y}_0 + h \xi l \mathbf{z}_0, \quad l \in [-L / 2; L / 2]. \quad (12)$$

Второй элемент создан на основе совмещения лево- и правовинтовой цилиндрических спиралей. Уравнения образующих:

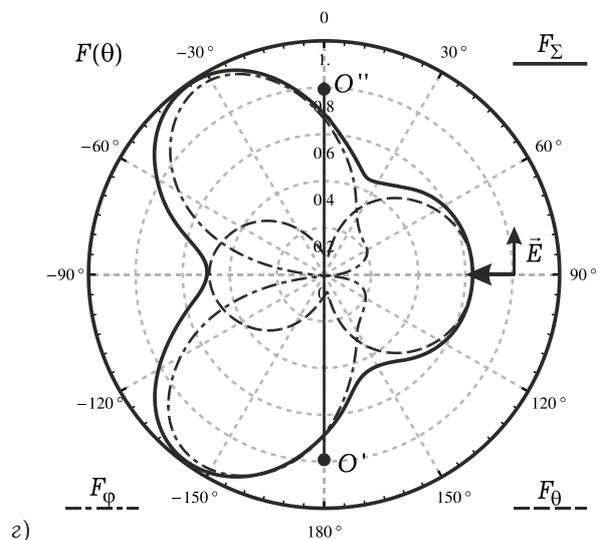
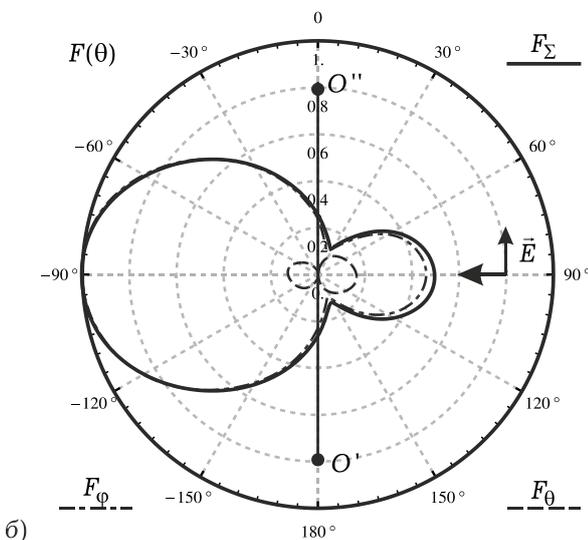
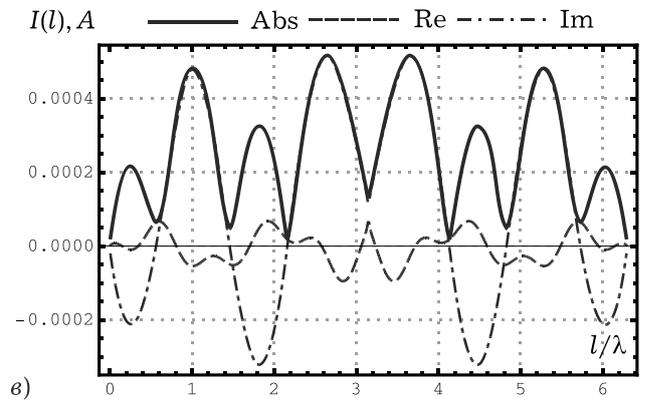
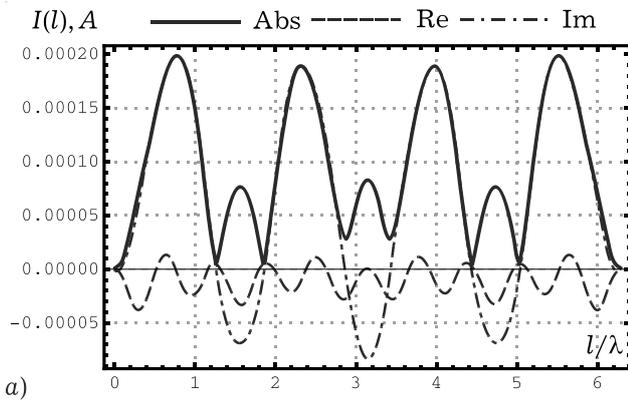


Рис. 6. Результаты численного моделирования для вертикально поляризованной ПЭМВ при $a = 0.1\lambda$: а) распределение тока на спирали; б) нормированная диаграмма рассеяния для спирали в угломестной плоскости при $\phi = 0$; в) распределение тока на совмещенной спирали; г) нормированная диаграмма рассеяния для совмещенной спирали в угломестной плоскости при $\phi = 0$

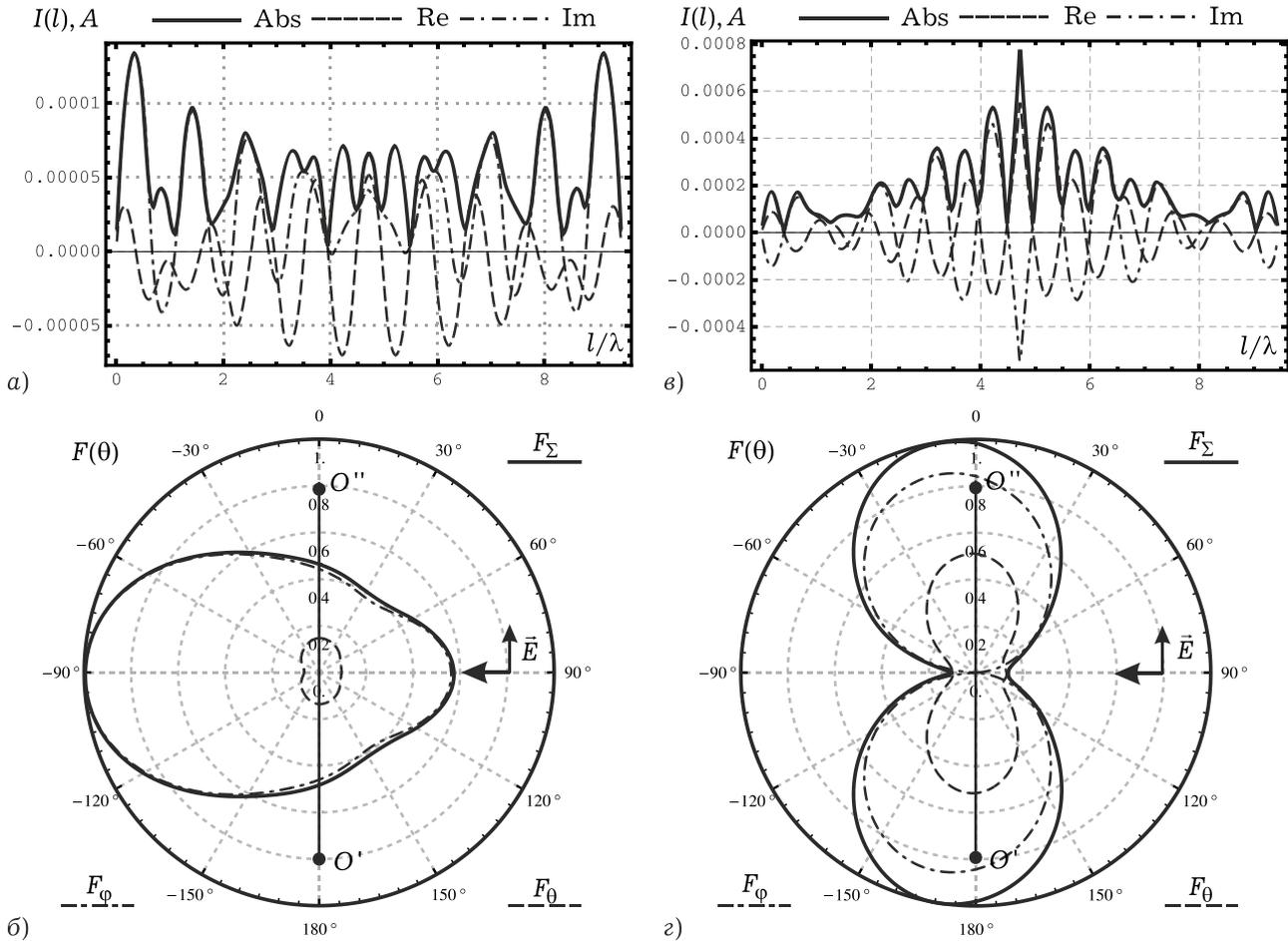


Рис. 7. Результаты численного моделирования для вертикально поляризованной ПЭМВ при $a = 0.15\lambda$: а) распределение тока на спирали; б) нормированная диаграмма рассеяния для спирали в угломестной плоскости при $\varphi = 0$; в) распределение тока на совмещенной спирали; г) нормированная диаграмма рассеяния для совмещенной спирали в угломестной плоскости при $\varphi = 0$

$$\mathbf{r}_{1(2)}(l) = a \cos(\xi l) \mathbf{x}_0 + a \sin(\xi l) \mathbf{y}_0 \pm h \xi l \mathbf{z}_0, \quad (13)$$

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

В приведенных выражениях: $\xi = 1 / \sqrt{a^2 + h^2}$; L – длина провода спирали; h – коэффициент намотки.

Возбуждение структур осуществлялось с помощью ПЭМВ (11), где $E_0 = 1$ В/м, $\psi = 0$, при следующих геометрических параметрах:

- 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 / λ . На рис. 6–8 приведены сравнительные результаты.

Из рисунков видно, что несмотря на схожую геометрию элементов, решения дифракционных задач для них кардинально отличаются. Так, в отличие от обычной цилиндрической спирали со-

вмещенная спираль рассеивает ПЭМВ в направлении, перпендикулярном направлению ее пространства, причем осевое рассеяние на совмещенной спирали наблюдается в широкой полосе частот, а обычная цилиндрическая спираль данным свойством не обладает. Эффект осевого рассеяния может послужить основой для создания малоотражающих покрытий и концентраторов СВЧ-энергии;

Можно утверждать, что модель совмещенной спирали в режиме осевого рассеяния является хорошим приближением для расчета совмещения слоев с разным знаком параметра киральности, т. к. взаимодействие между спиральными элементами будет незначительным.

4. Расчет взаимодействия элементов метаструктуры

Корректное описание близко расположенных элементов, соизмеримых с длиной волны, возможно только на основе строгого электродинамического подхода, который избавляет от необходимости введения параметра киральности,

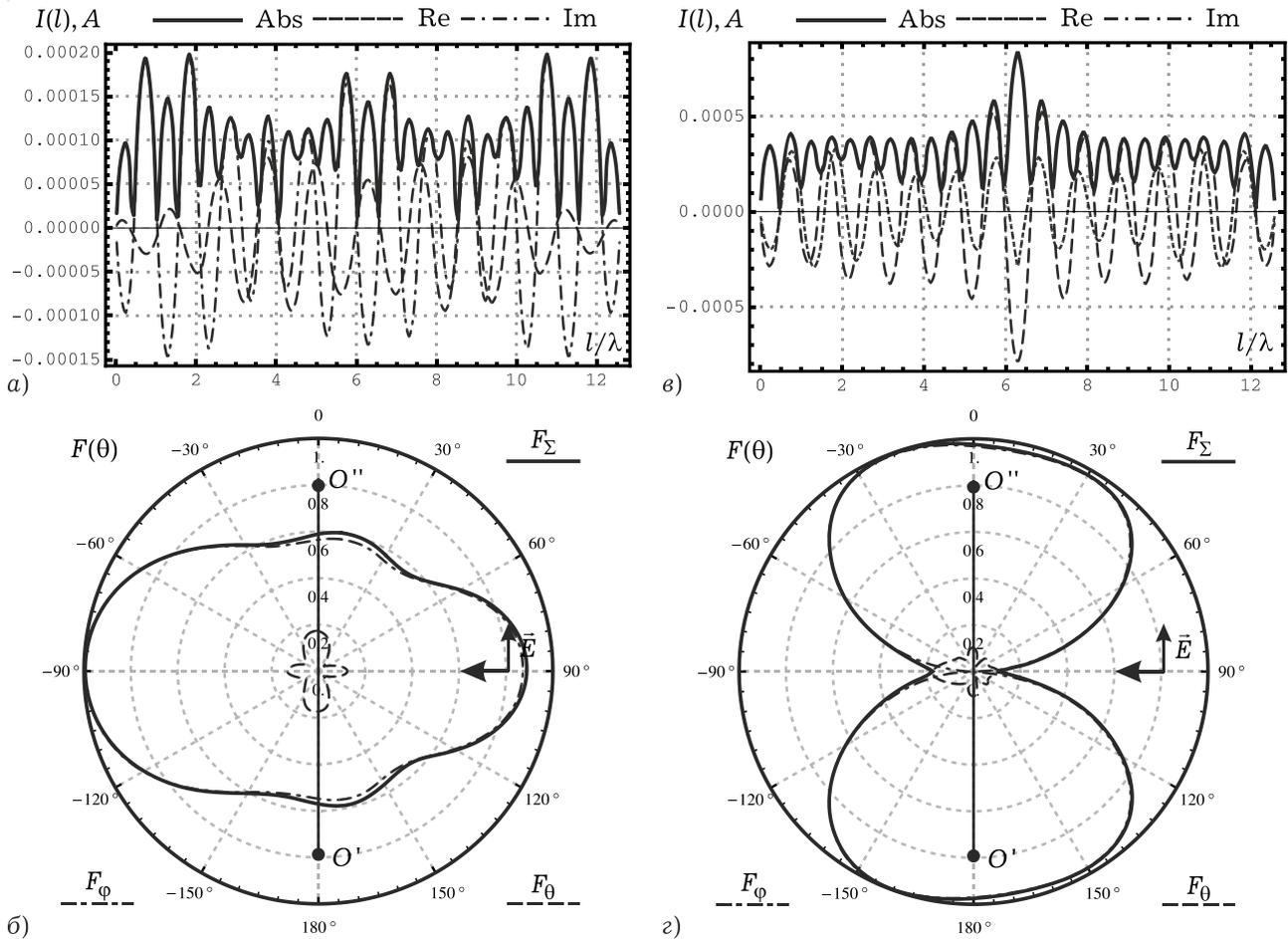


Рис. 8. Результаты численного моделирования для вертикально поляризованной ПЭМВ при $a = 0.2\lambda$: а) распределение тока на спирали; б) нормированная диаграмма рассеяния для спирали в угломестной плоскости при $\varphi = 0$; в) распределение тока на смещенной спирали; г) нормированная диаграмма рассеяния для смещенной спирали в угломестной плоскости при $\varphi = 0$

снимает ограничения на размер элементов и расстояния между ними, а также дает корректное описание ближней зоны киральных элементов.

Остановимся на взаимодействии элементов. Сложность расчета в отсутствии взаимодействия составляет $O(N)$, где N – число элементов структуры. Сложность расчета в присутствии взаимодействия равна $O(N^2)$, т. е. возрастает квадратично в зависимости от числа элементов. Таким образом, расчет структур со значительным числом элементов представляет собой проблему даже для современных ЭВМ и требует огромных затрат оперативной памяти.

С другой стороны, взаимодействие присутствует всегда, и при решении вопроса о пренебрежении им прежде всего важна количественная оценка. По этой причине актуальной задачей является построение метода расчета взаимодействия с возможностью его количественной оценки.

В [12] в качестве основы для расчета взаимодействия используется тонкопроволочное ИП

ЭМП в сочетании с модификацией метода Гаусса – Зейделя [13], оперирующего с матрицами собственных и взаимных импедансов, образующих общую матрицу системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). Метод применяется для решения задачи дифракции на тонком слое метаматериала, состоящего из двойных разомкнутых колец (рис. 9).

Итерационная процедура строится по формуле:

$$\mathbf{i}_i^{(k+1)} = \hat{\mathbf{y}}_i \mathbf{e}_i - \sum_{j>i} \hat{\mathbf{w}}_{ij} \mathbf{i}_j^{(k)} - \sum_{j<i} \hat{\mathbf{w}}_{ij} \mathbf{i}_j^{(k+1)}, \quad (14)$$

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

где

$$\hat{\mathbf{y}}_i = \hat{\mathbf{z}}_{ij}^{-1}, \quad \hat{\mathbf{w}}_{ij} = \hat{\mathbf{y}}_i \hat{\mathbf{z}}_{ij}$$

– соответственно матрицы собственных адмиттансов и весовые матрицы.

Данная процедура расчета взаимодействия в общем случае имеет следующие свойства:

- Позволяет произвести оценку степени взаимодействия элементов по скорости сходимости итерационного процесса;

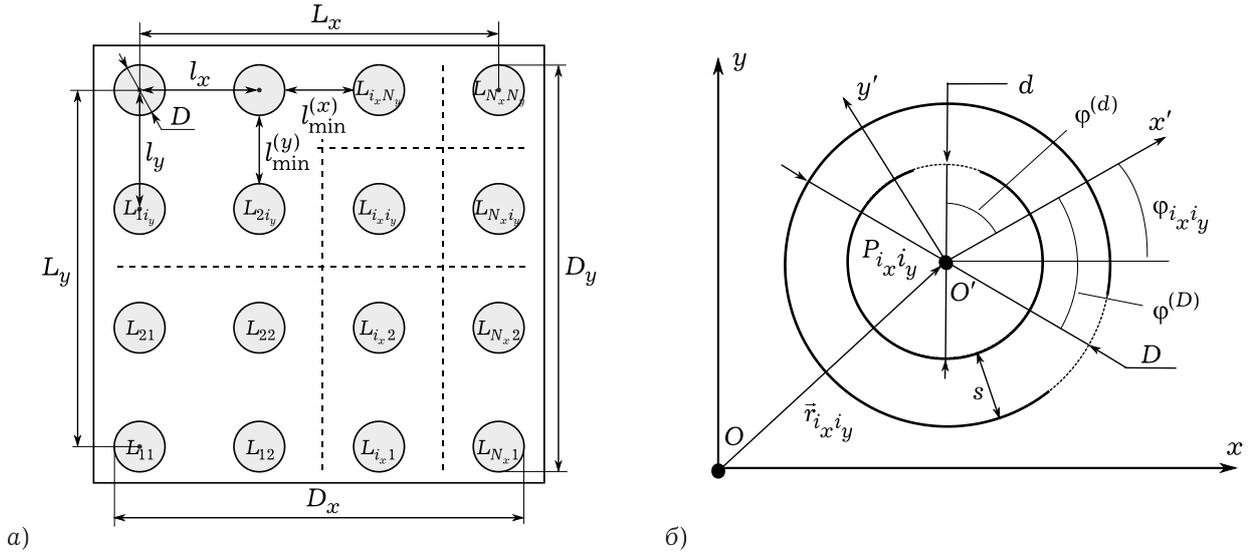


Рис. 9. Геометрия метаструктуры: а) общий вид метаструктуры; б) геометрия элементов

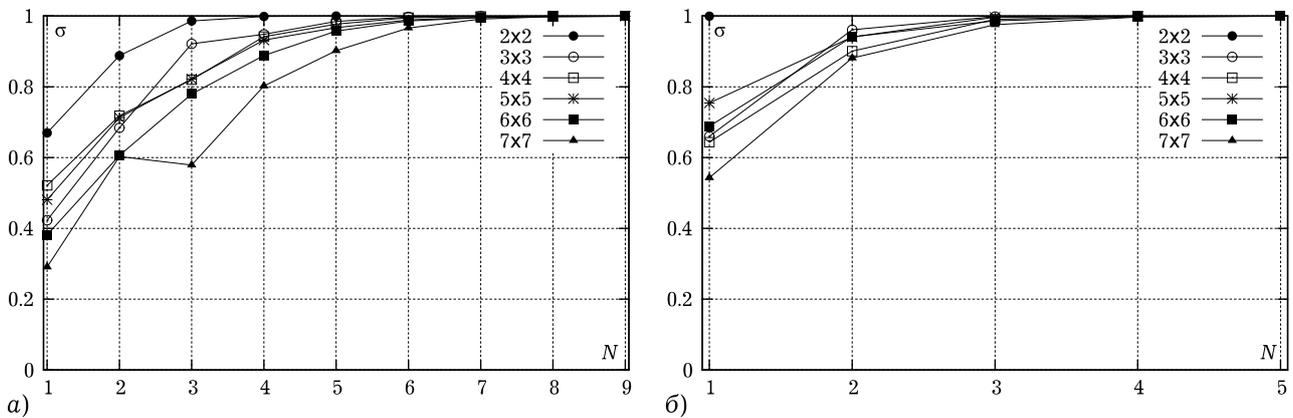


Рис. 10. Результаты оценки сходимости итерационного процесса при увеличении числа элементов $N_x \times N_y$ в системе: а) $D/l = 0.8, l/\lambda = 0.35$; б) $D/l = 0.4, l/\lambda = 0.3$

• Позволяет оперировать матрицами взаимных и собственных импедансов а не общей матрицей системы;

• Обращения требуют только матрицы собственных импедансов, имеющие, как правило, небольшой размер.

В частных случаях у метода появляются дополнительные достоинства:

• Необходимость обращения только одной матрицы собственных импедансов в случае, когда среда образована одинаковыми элементами;

• Снижение числа существенных весовых матриц в случае бианизотропной среды. Под существенными понимаются матрицы, необходимые для построения общей матрицы СЛАУ.

Все это позволяет существенно сократить затраты машинных ресурсов и времени.

На рис. 10 приведены результаты анализа сходимости для метаструктуры с различным числом образующих ее элементов при различных соотношениях D/l , где l – расстояние между

элементами; D – размер элемента. Возбуждение структуры осуществлялось плоской ПЭМВ (11). Предполагалось, что $E_0 = 1$ В/м, $\psi = 0$, $\mathbf{p}_0 = \mathbf{x}_0$, $\mathbf{k}_0 = -\mathbf{z}_0$ (волна падает против оси Oz). Критерий оценки сходимости результата строился в соответствии с неравенством:

$$\varepsilon \leq \delta_k = \max_j \left(\frac{|\mathbf{i}_j^{(k+1)} - \mathbf{i}_j^{(k)}|}{|\mathbf{i}_j^{(k+1)}|} \right),$$

где $\mathbf{i}_j^{(k)}$ – вектор значений токов на сегментах j -го элемента структуры при k -й итерации. Величина, иллюстрирующая сходимость:

$$\sigma_k = \frac{1}{1 + \delta_k},$$

Число ε в расчетах полагалось равным 10^{-3} .

Рисунки иллюстрируют хорошую сходимость итерационного процесса, причем скорость сходимости слабо зависит от числа элементов, образующих метаструктуру.

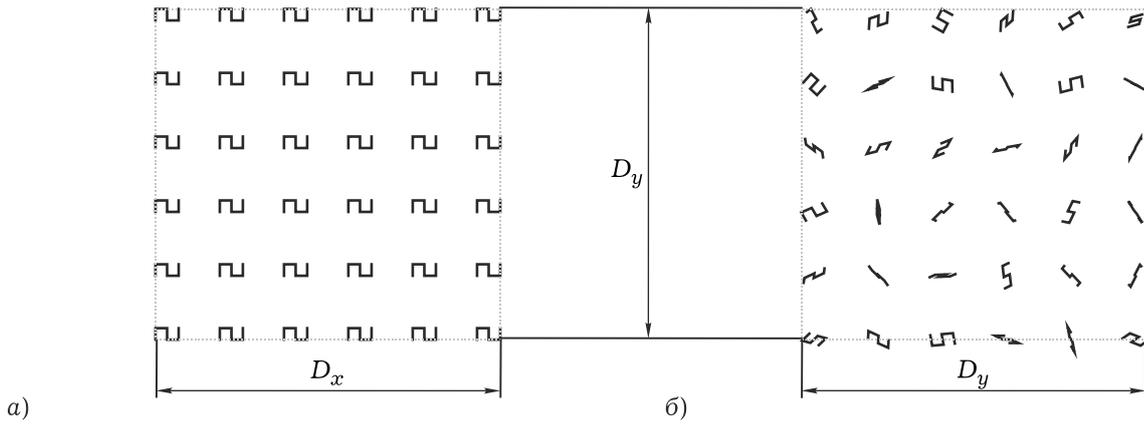


Рис. 11. Геометрия кирального слоя из S -элементов: а) упорядоченная ориентация элементов; б) хаотическая ориентация элементов

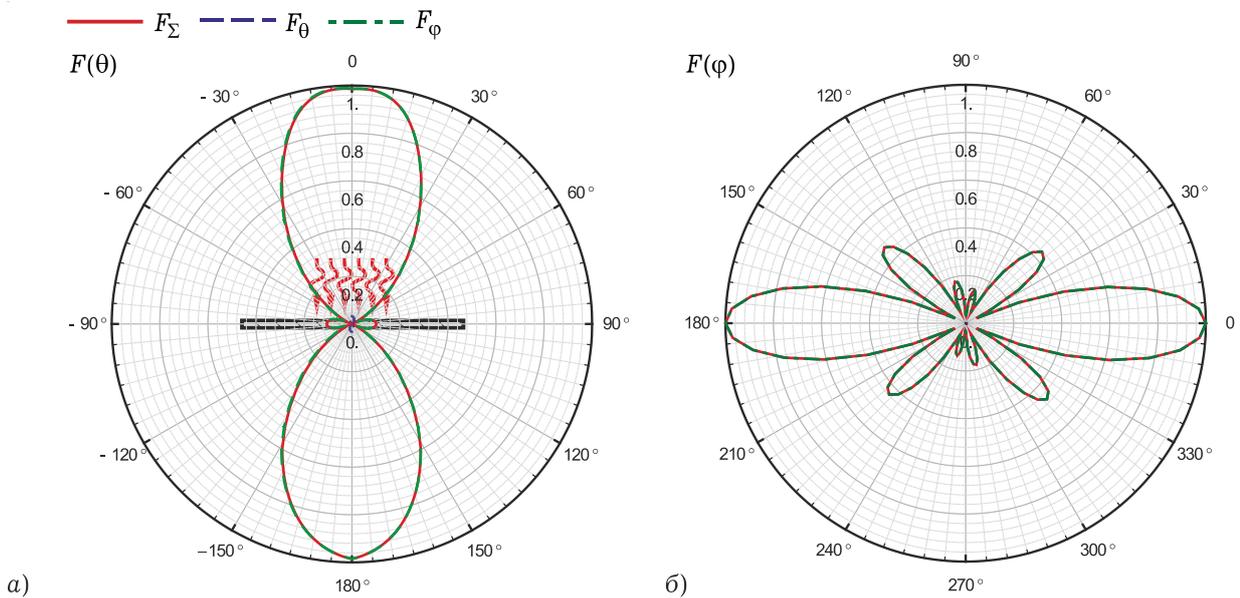


Рис. 12. Результаты расчета нормированных амплитудных диаграмм рассеяния отраженного поля от структуры, показанной на рис. 11, а) меридианная плоскость; б) азимутальная плоскость

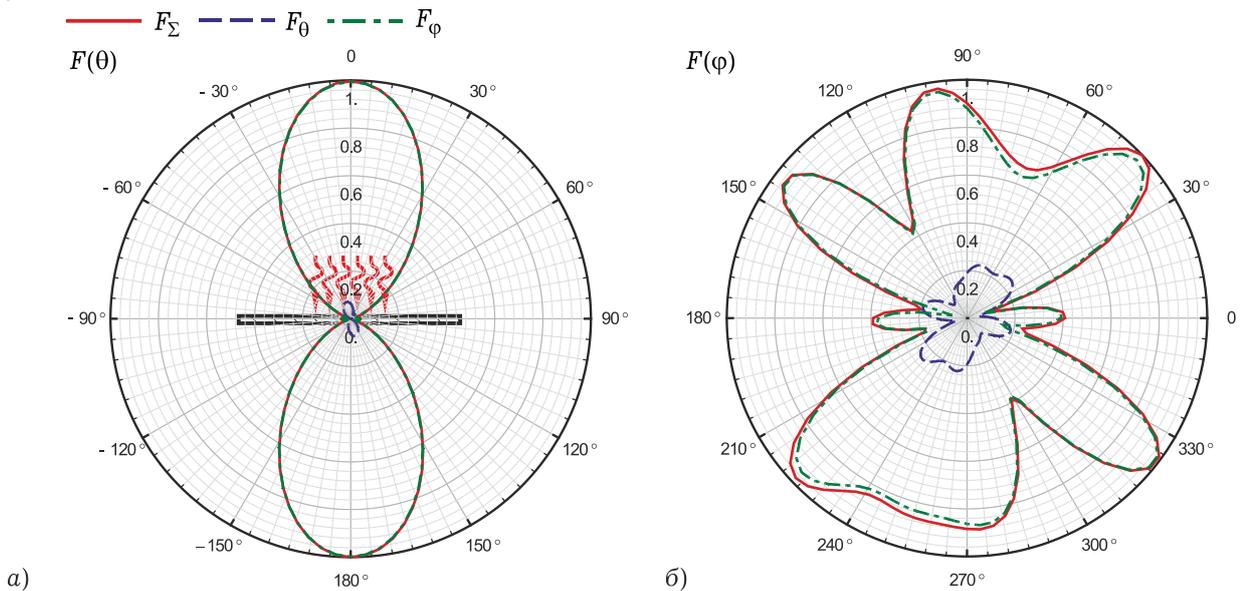


Рис. 13. Результаты расчета нормированных амплитудных диаграмм рассеяния отраженного поля от структуры, показанной на рис. 11, б) а) меридианная плоскость; б) азимутальная плоскость

5. Дифракция ПЭМВ на киральном слое

В заключение рассмотрим результаты решения задачи дифракции на структуре, образованной S -элементами (рис. 11).

На левом рисунке они ориентированы упорядоченно, а на правом – хаотически. Структура имеет размеры $D_x \times D_y$ и число элементов $N_x \times N_y$. На рис. 12 и 13 приведены результаты решения задачи дифракции в случае нормального падения на структуру плоской электромагнитной волны, линейно поляризованной вдоль оси Oy . Решение осуществлено с помощью ИП ЭМП. Параметры структуры: $D_x \times D_y = \lambda \times \lambda$, $N_x \times N_y = 10 \times 10$. Видно, что несмотря на довольно малое количество хаотически ориентированных S -элементов диаграммы рассеяния имеют вполне детерминированный характер.

Заключение

Изложены основные принципы корректного расчета киральных элементов и метаструктур на основе интегральных представлений электромагнитного поля, отражающих связь ЭМП в любой точке пространства с токами в некотором объеме либо на поверхности излучающей структуры.

Показано, что подавляющее большинство исследуемых сегодня метаструктур можно проанализировать с помощью тонкопроволочного ИП ЭМП. Подобный подход позволяет преодолеть ряд ограничений, накладываемых феноменологической теорией, таких как ограничение на размер элементов в сравнении с длиной волны и ограничение на расстояние между элементами.

Представлен эффективный метод оценки и учета межэлементного взаимодействия. На основании результатов численных расчетов, представленных в третьем разделе, можно сделать вывод о том, что переизлучающие элементы с очень близкой геометрической структурой, такие как спираль и совмещенная спираль, могут иметь кардинально отличающиеся диаграммы рассеяния.

Результаты решения задачи дифракции на киральном слое показывают, что даже при относительно небольшом числе хаотически ориентированных элементов в слое (10×10) диаграмма рассеяния имеет вполне детерминированный характер.

В целом хочется отметить, что приведенные ИП ЭМП, в перспективе можно использовать

для решения таких важных задач, как установление четких границ феноменологической теории, определение параметра киральности (в том числе в тензорном виде), а также определение минимально необходимого числа элементов, при котором структура конечных размеров начинает вести себя как бесконечно протяженная метасреда.

Список литературы

1. Engheta N. *Metamaterials: Physics and Engineering Explorations*. N.Y.: Wiley & Sons, 2006. P. 3–30, 37, 143–150, 215–234, 240–256.
2. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // *Успехи физических наук*. 1967. Т. 92. Вып. 3. С. 517–526.
3. Pendry J. A chiral route to negative refraction // *Science*. 2004. V. 306. P. 1353 – 1355.
4. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006. 280 с.
5. Кисель В.Н., Лагарьков А.Н. Электродинамические модели тонкослойных метаматериалов и устройства на их основе // *Радиотехника и электроника*. 2009. Т. 54. № 5. С. 531–540.
6. 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.
7. Стрижков В.А. Математическое моделирование электродинамических процессов в сложных антенных системах // *Математическое моделирование*. 1989. Т. 1. № 8. С. 127–138.
8. Вычислительные методы в электродинамике / под ред. Р. Митры, пер с англ. под ред. Э.Л. Бурштейна. М.: Мир, 1977. 487 с.
9. Неганов В.А., Клюев Д.С., Табаков Д.П. Физическая регуляризация некорректных задач теории антенн. М.: Электросвязь, 2011. С. 35–37.
10. Градинарь И.М., Неганов В.А. Дифракция плоской электромагнитной волны на двух разомкнутых кольцах // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2011. Т. 14. № 2. С. 531–540.
11. Неганов В.А., Марсаков И.Ю., Табаков Д.П. Дифракция электромагнитных волн на спиральных элементах // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2013. Т. 16. № 1. С. 31–39.
12. Неганов В.А., Марсаков И.Ю., Табаков Д.П. Расчет взаимодействия элементов метаструктуры на основе метода Гаусса – Зейделя // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2013. Т. 16. № 3. С. 7–16.
13. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. М.: Лаборатория базовых знаний, 2000. 624 с.

Correct electrodynamic analysis chiral elements and metamaterials based on the integral representations electromagnetic field

V.A. Neganov, D.P. Tabakov

The foundations of the correct electrodynamic analysis of geometrically and physically chiral elements and metamaterials. As the main tool is proposed to use the integral representation of the electromagnetic field stranded wire structure. The mechanism accounting interelemental interaction realized through a generalized procedure of the Gauss – Seidel method. Results of numerical simulation for some chiral elements and metastructures.

Keywords: chirality metastructures metasreda, integral representations of the electromagnetic field, thin-wire approximation, Gauss – Seidel method.

Неганов, В.А.

Теория и применение устройств СВЧ: учебн. пособие для вузов / В.А. Неганов, Г.П. Яровой;
под ред. В.А. Неганова. – М.: Радио и связь, 2006. – 720 с.

ISBN 5-256-01812-4

В.А. Неганов, Г.П. Яровой

**ТЕОРИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ
УСТРОЙСТВ СВЧ**



УДК 621.396.67

ББК 32.840

Н 41

В учебном пособии рассматриваются методы проектирования и конструктивной реализации устройств СВЧ: линий передачи различных видов, резонаторов, согласующих и трансформирующих устройств, фильтров, фазовращателей, аттенуаторов, тройниковых соединений, направленных ответвителей, различных мостовых соединений, ферритовых устройств (вентилей, циркуляторов, фазовращателей) и СВЧ-устройств на полупроводниковых диодах (умножителей, смесителей, переключателей, выключателей). Приводятся примеры применения устройств СВЧ в радиосвязи, радиолокации, измерительной аппаратуре и т. д. В книгу вошел оригинальный материал, полученный авторами. Учебное пособие может использоваться как справочник по устройствам СВЧ.

Для специалистов в области теории и техники СВЧ, преподавателей вузов, докторантов, аспирантов, студентов старших курсов радиотехнического и радиофизического профиля.