

01;11

Решение электродинамической задачи для микрополосковой излучающей структуры с киральной подложкой

© М.А. Бузова¹, Д.С. Ключев^{2,¶}, М.А. Минкин¹, А.М. Нещерет¹,
Ю.В. Соколова²

¹ Концерн „Автоматика“, Москва, Россия

² Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия

¶ E-mail: klyuevd@yandex.ru

Поступило в Редакцию 8 декабря 2017 г.

Приведено решение электродинамической задачи для микрополосковой излучающей структуры с подложкой из кирального метаматериала методом сингулярного интегрального представления поля, которое в свою очередь сведено к сингулярному интегральному уравнению с особенностью типа Коши относительно продольной составляющей поверхностной плотности тока. Представлены графики распределения тока при различных типах подложек и значениях параметра киральности подложки.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.11.46200.17147

Одной из важных задач в антенной технике в настоящее время является сокращение массогабаритных показателей антенн при приемлемых электрических характеристиках. Безусловный прорыв в данном направлении в области СВЧ был совершен при создании микрополосковых антенн (МПА), представляющих собой подложку из высокочастотного диэлектрика с расположенным на ней планарным излучателем. Дальнейший прогресс в рассматриваемой области техники, как показали результаты многочисленных исследований, может быть обеспечен на основе использования в конструкции МПА искусственных композитных структур — метаматериалов [1–3], обладающих целенаправленно формируемыми электрофизическими характеристиками и позволяющих значительно улучшить электрические и массогабаритные характеристики МПА. Для анализа таких структур будем использовать метод сингулярного интегрального представления (СИП) поля [4]. В на-

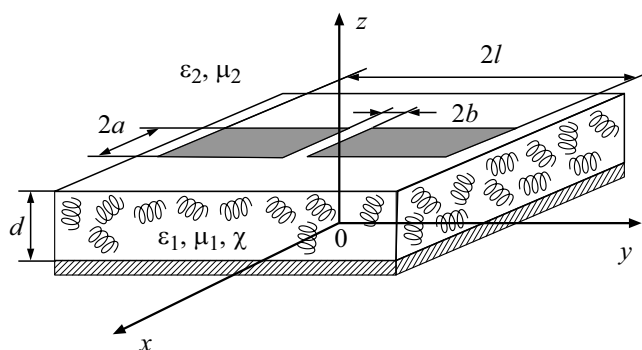


Рис. 1. Геометрия микрополосковой излучающей структуры с киральной подложкой.

стоящей работе приведено решение электродинамической задачи для микрополосковой излучающей структуры с подложкой из кирального метаматериала методом СИП поля.

Рассмотрим микрополосковую излучающую структуру (рис. 1), представляющую собой подложку из кирального метаматериала [5] с макроскопическими параметрами ε_1 , μ_1 , χ , металлизированную с нижней стороны и имеющую конечную толщину d , на которой расположена бесконечно тонкая и идеально проводящая пластина конечных размеров, длина которой составляет $2l$, а ширина — $2a$. Над проводящей пластиной расположено диэлектрическое полупространство с макроскопическими параметрами ε_2 , μ_2 . Киральный метаматериал (киральная среда) был выбран из-за его „особых“ электродинамических свойств, одним из которых является способность поворота плоскости поляризации нормально падающих электромагнитных волн. Однако никаких ограничений на применение в качестве материала подложки других типов метаматериалов предложенный метод не накладывает.

Ширина излучателя считается достаточно малой, так что поперечной составляющей поверхностной плотности тока η_x можно пренебречь: $\eta = (0, \eta_y)$. В зазор излучателя подключен сторонний источник ЭДС таким образом, что функция поверхностной плотности тока является непрерывной как на поверхности излучателя, так и в области зазора. Кроме того, предполагается также, что тангенциальная составляющая

электрического поля, создаваемого сторонним источником ЭДС, имеет только одну компоненту: $\mathbf{E}^{ext} = \{0, E_y^{ext}, 0\}$. Наконец, на поверхности излучателя предполагается выполнение следующих граничных условий:

$$\begin{aligned} \eta_y(x, -l) = \eta_y(x, +l) = 0, \\ E_\tau(x, y) = 0, \quad x \in [-a, a], \quad y \in [-l, -b] \cup [b, l], \\ E_\tau(x, y) = -E_\tau^{ext}, \quad x \in [-a, a], \quad y \in [-b, b]. \end{aligned} \quad (1)$$

Разложим векторы напряженности электрического и магнитного полей, а также вектор поверхностной плотности тока в интеграл Фурье [4]. На поверхности излучателя фурье-образ тангенциальной составляющей напряженности электрического поля $\mathbf{T}_\tau = \{T_x, T_y\}$ связан с фурье-образом поверхностной плотности тока $\mathbf{F} = \{F_x, F_y\}$ через матрицу поверхностных импедансов $[Z]$ [4]

$$\begin{bmatrix} T_y \\ T_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_y \\ F_x \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Для нахождения данной матрицы сначала получают обратную ей матрицу поверхностных адмитансов, которая в свою очередь выражается через матрицы входных адмитансов каждого слоя. Более подробно методика определения матрицы поверхностных импедансов границы раздела диэлектрик–киральная среда приведена в работах [6,7]. Выражения элементов матрицы входных адмитансов для кирального слоя на основе лево- и правосторонних элементов имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} Y_{11}^{(1)}(\beta, h) &= \frac{a(h)[i\omega\varepsilon_0\varepsilon_1\nu_p(\beta, h) - Y_{12}^{(1)}(\beta, h)w_p(\beta, h)]}{\pm(\sin(\gamma_R z) + \sin(\gamma_L z))}, \\ Y_{12}^{(1)}(\beta, h) &= \frac{w_m(\beta, h)}{i\omega\mu_0\mu_1\nu_m(\beta, h)}, \quad Y_{21}^{(1)}(\beta, h) = \frac{a(h)Y_{22}^{(1)}(\beta, h)w_p(\beta, h)}{\mp(\sin(\gamma_R z) + \sin(\gamma_L z))}, \\ Y_{22}^{(1)}(\beta, h) &= \frac{\sin(\gamma_R z) - \sin(\gamma_L z)}{i\omega\mu_0\mu_1\nu_m(\beta, h)a(h)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $k = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $i = \sqrt{-1}$ — мнимая единица,

$$a(h) = \frac{1}{k^2\varepsilon_1\mu_1 + k^2\chi^2 - h^2} \left(1 - \frac{4k^4\chi^2\varepsilon_1\mu_1}{(k^2\varepsilon_1\mu_1 + k^2\chi^2 - h^2)^2} \right)^{-1},$$

$$\begin{aligned}
\xi(h) &= \frac{2k\chi}{k^2\varepsilon_1\mu_1 + k^2\chi^2 - h^2}, \\
s(h) &= 1 - \frac{2k^2\chi^2}{k^2\varepsilon_1\mu_1 + k^2\chi^2 - h^2}, \\
q(h) &= k\chi - \frac{2k^3\chi\varepsilon_1\mu_1}{k^2\varepsilon_1\mu_1 + k^2\chi^2 - h^2}, \\
v_p(\beta, h) &= -s(h) \left[\pm(\gamma_R \cos(\gamma_R z) + \gamma_L \cos(\gamma_L z)) \right] \\
&\quad + \xi(h)\beta h(\sin(\gamma_R z) + \sin(\gamma_L z)), \\
v_m(\beta, h) &= -s(h)(\gamma_R \cos(\gamma_R z) - \gamma_L \cos(\gamma_L z)) \\
&\quad \pm \xi(h)\beta h(\sin(\gamma_R z) - \sin(\gamma_L z)), \\
w_p(\beta, h) &= -\beta h \left[\pm(\sin(\gamma_R z) + \sin(\gamma_L z)) \right] \\
&\quad \mp q(h) \left(\pm(\gamma_R \cos(\gamma_R z) + \gamma_L \cos(\gamma_L z)) \right), \\
w_m(\beta, h) &= \beta h(\sin(\gamma_R z) - \sin(\gamma_L z)) \pm q(h)(\gamma_R \cos(\gamma_R z) - \gamma_L \cos(\gamma_L z)), \\
\gamma_R &= \sqrt{k^2(n + \chi)^2 - \beta^2 - h^2}, \quad \gamma_L = \sqrt{k^2(n - \chi)^2 - \beta^2 - h^2}, \quad n = \sqrt{\varepsilon_1\mu_1}.
\end{aligned}$$

В этих выражениях верхние знаки соответствуют киральной структуре на основе правосторонних элементов, а нижние — на основе левосторонних. Элементы матрицы входных адмитансов диэлектрического слоя приведены в [4].

Применяя к данной матрице обратное преобразование Фурье и учитывая при этом, что поверхностная плотность электрического тока η отлична от нуля только на поверхности пластины ($z = d, x \in [-a, a], y \in [-l, l]$), получаем следующее выражение для напряженности стороннего поля:

$$E_y^{ext}(x, y, z = d) = \int_{-a}^a \int_{-l}^l \eta_y(x', y') Z^\Sigma(x', y', x, y) dx' dy', \quad (4)$$

где

$$Z^\Sigma(x', y', x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_{11}(\beta, h) e^{-i\beta(x-x')} e^{-ih(y-y')} d\beta dh.$$

Следует отметить, что несобственный интеграл в (4) является расходящимся. Устраняя данную расходямость путем суммирования и вычитания асимптотического множителя Z_{11}^{∞} в приведенном выше выражении, а также предполагая, что поперечная вариация продольного распределения поверхностной плотности тока описывается квазистатическим приближением [4]: $\eta_y(x', y') = f(y')/\sqrt{1 - (x'/a)^2}$, где $f(y')$ — функция, описывающая продольное распределение поверхностной плотности тока, и проводя ряд дополнительных преобразований, получим выражение СИП электрического поля. Подробное описание методики получения СИП приведено в [4].

Подставляя граничные условия (1) в СИП (4), получим сингулярное интегральное уравнение с особенностью Коши относительно неизвестной функции $f(y')$

$$-E_y^{ext}(0, y, d) = -\frac{a}{4\pi} \int_{-l}^l f'(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} J_0(\beta a) \frac{\Delta Z_{11}(\beta, h)}{ih} e^{-ih(y-y')} d\beta dh dy' - \frac{C_{\varepsilon, \mu, \chi}}{\pi} \int_{-l}^l \frac{f'(y')}{y' - y} dy', \quad (5)$$

где $\Delta Z_{11}(\beta, h) = Z_{11}(\beta, h) - Z_{11}^{\infty}(h)$; $Z_{11}^{\infty}(h)$ — это $Z_{11}(\beta, h)$ при $|h| \rightarrow \infty$,

$$Z_{11}(\beta, h) \xrightarrow{|h| \rightarrow \infty} Z_{11}^{\infty}(h) = C_{\varepsilon, \mu, \chi} |h|,$$

$$C_{\varepsilon, \mu, \chi} = \frac{i\omega\mu_0(\mu_1 + \mu_2)}{(k^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\mu_1 + \mu_2) - (k\chi)^2)}.$$

В результате решения приведенного выше уравнения определяется функция, описывающая продольное распределение поверхностной плотности тока. Методы решения сингулярных интегральных уравнений, подобных (5), подробно описаны в [4]. В свою очередь токовая функция определяется в соответствии с выражением

$$I_y(y') = \int_{-a}^a \eta_y(x', y') dx = \int_{-a}^a \frac{f(y')}{\sqrt{1 - (x'/a)^2}} dx = a\pi f(y'). \quad (6)$$

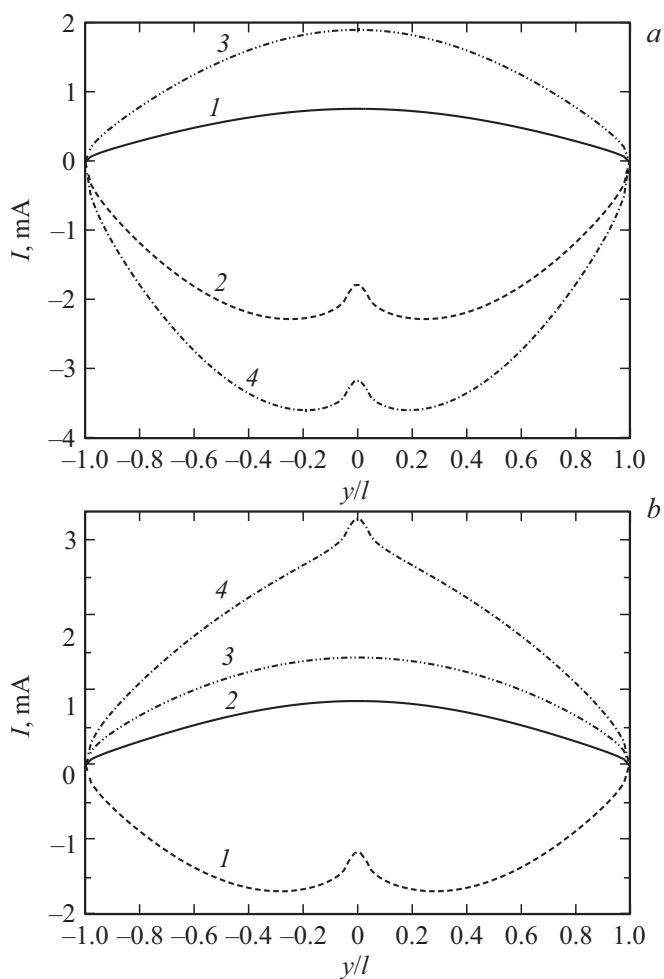


Рис. 2. Распределение тока на поверхности излучателя, расположенного на киральной подложке при параметре киральности $\chi = 0.15$ (a) и 0.5 (b). 1 и 2 — соответственно действительная и мнимая части тока в случае подложки на основе правосторонних элементов, 3 и 4 — соответственно действительная и мнимая части тока в случае подложки на основе левосторонних элементов.

На рис. 2 представлены графики распределения тока по излучателю, расположенному на подложке из кирального метаматериала на основе лево- и правовинтовых спиралей со следующими параметрами: толщина $d = 0.1\lambda$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\chi = 0.15$ (рис. 2, *a*) и 0.5 (рис. 2, *b*). При этом геометрические параметры излучателя равны: длина $2l = 0.5\lambda$, ширина $2a = 0.05\lambda$, ширина зазора $2b = 0.02\lambda$, где λ — длина волны.

Таким образом, в работе приведена методика нахождения распределения тока по микрополосковой излучающей структуре с киральной подложкой. Установлено, что тип подложки существенно влияет на токовую функцию, причем чем больше значение параметра киральности χ , тем более существенны различия.

Список литературы

- [1] Вендик И.Б., Вендик О.Г. // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 1. С. 3–28.
- [2] Слюсар В.И. // Электроника: НТБ. 2009. № 7. С. 10–19.
- [3] Шорохова Е.А., Манахова М.С. // Антенны. 2012. В. 12 (187). С. 11–31.
- [4] Дементьев А.Н., Клюев Д.С., Неганов В.А., Соколова Ю.В. Сингулярные и гиперсингулярные интегральные уравнения в теории зеркальных и полосковых антенн. М.: Радиотехника, 2015. 216 с.
- [5] Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006. 280 с.
- [6] Клюев Д.С., Неццет А.М., Осипов О.В., Почепцов А.О. // Успехи соврем. радиоэлектроники. 2015. № 11. С. 67–72.
- [7] Неццет А.М. // Радиотехника. 2016. № 4. С. 118–126.