

11

Импедансные характеристики двухэлементной антенной решетки с киральной подложкой

© А.Л. Бузов¹, Д.С. Ключев^{2,¶}, Д.А. Копылов¹, А.М. Нещерет¹

¹ АО „Самарское инновационное предприятие радиосистем“, Самара, Россия

² Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия

¶ E-mail: klyuevd@yandex.ru

Поступило в Редакцию 11 июля 2018 г.

Проведен расчет импедансных характеристик двухэлементной антенной решетки с подложкой из кирального метаматериала. Получена система сингулярных интегральных уравнений с особенностями типа Коши относительно неизвестных продольных распределений поверхностной плотности тока. Представлены зависимости входных импедансов от нормированной длины плеча для различных типов подложек, а также различных значений параметра киральности подложки.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.23.47007.17459

Перспективным направлением в области разработки антенных систем нового поколения, обладающих улучшенными электрическими и массогабаритными характеристиками, является применение в их конструкции метаматериалов [1]. В частности, применение метаматериалов позволяет улучшить характеристики направленности антенн, уменьшить их, а также уменьшить взаимное влияние между излучателями в антенных решетках. Последнее достаточно важно при использовании подобных антенн с метаматериалами в системах МИМО (multiple input multiple output), позволяющих увеличить пропускную способность [2]. Кроме того, уменьшение взаимного влияния может также оказаться существенным при обеспечении электромагнитной совместимости группы радиосредств, которые работают на близких частотах и расположены на довольно малом объекте.

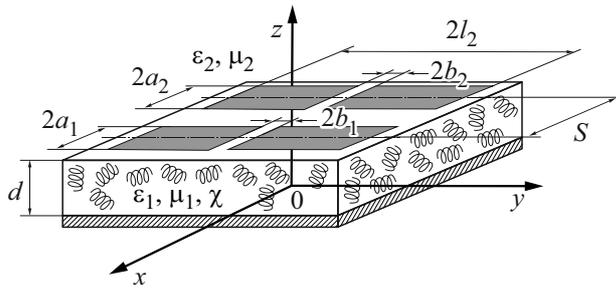


Рис. 1. Геометрия двухэлементной антенной решетки с киральной подложкой.

Вместе с тем в настоящее время существует актуальная проблема, связанная с электродинамическим анализом и синтезом подобных антенн, содержащих структуры из метаматериалов, поскольку отсутствуют их корректные физические и математические модели. В связи с этим, задача настоящей работы заключается в разработке адекватных математических моделей двухэлементных антенных решеток с киральными подложками, обеспечивающих корректный расчет их электрических характеристик.

Следует отметить, что разработанная модифицированная математическая модель выполнена на основе базовой модели микрополосковой структуры с одиночным излучателем, расположенным на киральной подложке [3]. В свою очередь такая базовая модель микрополосковой структуры была разработана на основе использования подхода сингулярного интегрального представления поля [4].

Рассмотрим антенную решетку (рис. 1), представляющую собой киральную подложку с односторонней металлизацией, толщина которой равна d . На подложке на расстоянии S расположены два прямоугольных плоских бесконечно тонких излучателя длиной $2l_1$ и $2l_2$, ширина которых составляет $2a_1$ и $2a_2$ и много меньше как их длины, так и длины волны ($a_1, a_2 \ll \lambda$). Над излучателями расположено диэлектрическое полупространство. При этом макроскопические параметры киральной подложки равны ϵ_1, μ_1, χ , а диэлектрического полупространства — ϵ_2, μ_2 , где $\epsilon_1, \epsilon_2, \mu_1, \mu_2$ — относительные диэлектрические и магнитные проницаемости подложки и полупространства соответственно, а χ — параметр киральности.

На излучателях располагаются зазоры толщиной $2b_1$ и $2b_2$, в которые подключены гармонические источники ЭДС, обеспечивающие такое распределение токов на излучателях, что формируемое ими электромагнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла, условию излучения Зоммерфельда, а также граничным условиям

$$\begin{aligned}\eta_y^1(x, -l_1) &= \eta_y^1(x, +l_1) = 0, \\ \eta_y^2(x + S, -l_2) &= \eta_y^2(x + S, +l_2) = 0, \\ \mathbf{E}_r^1(x, y) &= 0, \quad x \in [-a_1, a_1], \quad y \in [-l_1, -b_1] \cup [b_1, l_1], \\ \mathbf{E}_r^2(x + S, y) &= 0, \quad x + S \in [-a_2, a_2], \quad y \in [-l_2, -b_2] \cup [b_2, l_2], \\ \mathbf{E}_r^1(x, y) &= -\mathbf{E}_r^{ext-1}, \quad x \in [-a_1, a_1], \quad y \in [-b_1, b_1], \\ \mathbf{E}_r^2(x + S, y) &= -\mathbf{E}_r^{ext-2}, \quad x + S \in [-a_2, a_2], \quad y \in [-b_2, b_2].\end{aligned}\quad (1)$$

При этом учитывается также то, что функции распределения поверхностных плотностей токов являются непрерывными по всей длине излучателей, а тангенциальные составляющие сторонних электрических полей имеют по одной компоненте $\mathbf{E}_r^{ext-1} = (0, E_y^{ext-1}, 0)$ и $\mathbf{E}_r^{ext-2} = (0, E_y^{ext-2}, 0)$.

Как и в случае базовой модели, фурье-образы $\mathbf{T}_r = \{T_x, T_y\}$ тангенциальных составляющих напряженностей электрических полей \mathbf{E}_r и фурье-образы $\mathbf{F} = \{F_x, F_y\}$ поверхностных плотностей токов $\boldsymbol{\eta}$ для соответствующих излучателей связаны через матрицу поверхностных импедансов $[Z]$

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

Однако необходимо иметь в виду, что в силу разной ширины излучателей значения элементов матриц поверхностных импедансов могут иметь серьезные различия. Поэтому для каждого излучателя необходимо определить соответствующую матрицу. Методика определения матрицы поверхностных импедансов границы раздела диэлектрик–киральная среда приведена в работах [3,4].

В связи с отмеченным выше разложим векторы напряженностей электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей и поверхностных плотностей токов $\boldsymbol{\eta}$ на излучателях по координатам x и y в интегралы Фурье, в результате чего с учетом матрицы поверхностных импедансов (2), а также

того, что ввиду малой ширины излучателей поперечной составляющей плотности тока η_x можно пренебречь, получим следующую систему интегральных представлений поля на поверхности излучателей:

$$\begin{cases} E_y^1(0, y) = \int_{-l_1}^{l_1} \int_{-a_1}^{a_1} \eta_y^1(x', y') Z_{11}^{\Sigma-1}(x', y'; 0, y) dx' dy' \\ + \int_{-l_2}^{l_2} \int_{S-a_2}^{S+a_2} \eta_y^2(x'', y'') Z_{11}^{\Sigma-2}(x'', y''; 0, y) dx'' dy'', \\ E_y^2(S, y) = \int_{-l_1}^{l_1} \int_{-a_1}^{a_1} \eta_y^1(x', y') Z_{11}^{\Sigma-1}(x', y'; S, y) dx' dy' \\ + \int_{-l_2}^{l_2} \int_{S-a_2}^{S+a_2} \eta_y^2(x'', y'') Z_{11}^{\Sigma-2}(x'', y''; S, y) dx'' dy'', \end{cases}$$

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

$$Z_{11}^{\Sigma-2}(x'', y''; x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_{11}^2(\beta', h') e^{-i\beta'(x-x'')} e^{-ih'(y-y'')} d\beta' dh'. \quad (3)$$

В этих выражениях предполагалось, что координата по оси абсцисс источника ЭДС, располагаемого на первом излучателе, совпадает с началом координат, т.е. равна нулю ($x = 0$), а координата по оси абсцисс источника ЭДС, располагаемого на втором излучателе, равна расстоянию между рассматриваемыми излучателями, т.е. равна S ($x = S$).

В связи с тем, что излучатели обладают малой шириной, поперечную вариацию продольного распределения поверхностной плотности тока $\eta_y(x)$ можно описать в виде квазистатического распределения $1/\sqrt{1-(x/a)^2}$, в результате чего функции распределения плотностей токов $\eta_y^1(x', y')$ и $\eta_y^2(x'', y'')$ будут описываться следующим образом:

$$\eta_y^1(x', y') = \frac{f^1(y')}{\sqrt{1-(x'/a)^2}}, \quad \eta_y^2(x'', y'') = \frac{f^2(y'')}{\sqrt{1-(x''-S/a_2)^2}}, \quad (4)$$

где $f^1(y')$ и $f^2(y'')$ — неизвестные функции, характеризующие продольные распределения поверхностных плотностей токов в первом и втором излучателях.

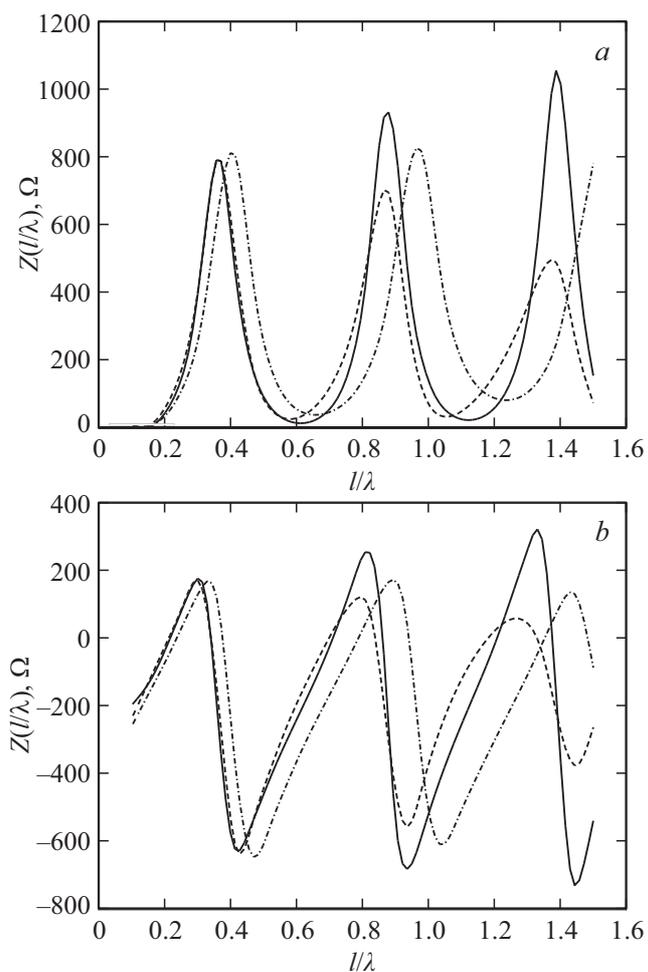


Рис. 2. Зависимость от длины плеча излучателя, нормированной на длину волны, действительной (*a, c*) и мнимой (*b, d*) частей входного импеданса излучателя антенной решетки, расположенного на диэлектрической ($\chi = 0$) (сплошная линия) и киральной подложках на основе право- (штриховая линия) и левосторонних (штрихпунктирная линия) элементов при параметре киральности $\chi = 0.2$ (*a, b*) и 0.5 (*c, d*).

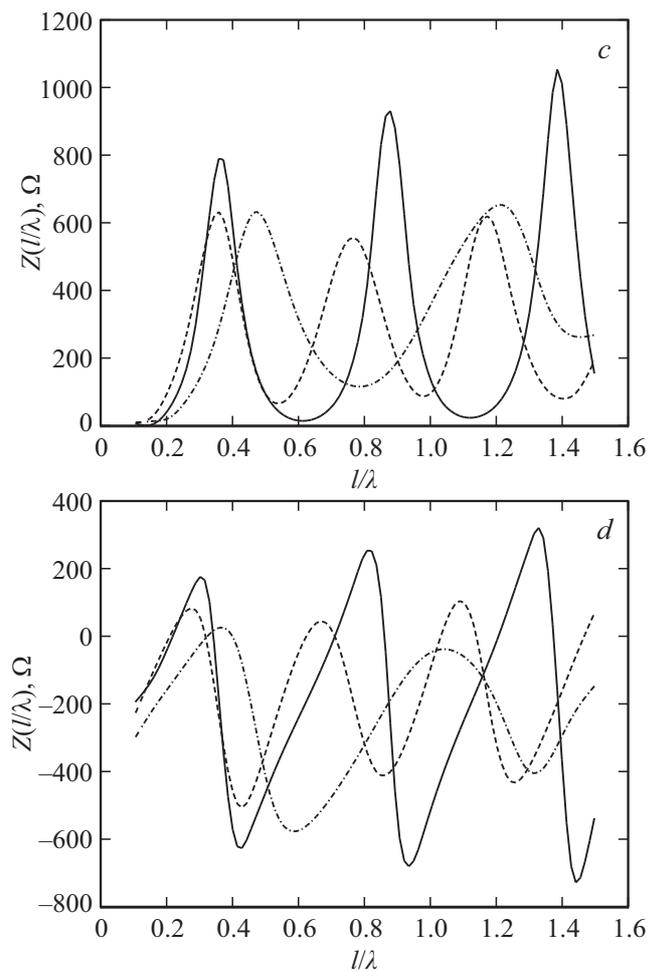


Рис. 2 (продолжение).

После подстановки функций плотностей токов (4) в (3), а также применения к получившимся выражениям операции интегрирования по частям по y' и y'' и учета граничных условий (1) перейдем к новым функциям $f^1(y') = df^1(y')/dy'$ и $f^2(y'') = df^2(y'')/dy''$. Устраняя

расходимости в несобственных интегралах (3) по h путем вычитания асимптотических сомножителей $Z_{11}^{\infty-1}(h)$ и $Z_{11}^{\infty-2}(h')$ и выполняя ряд аналитических преобразований, получим систему сингулярных интегральных представлений (СИП) электрического поля. Затем, подставляя в получившуюся систему СИП граничные условия (1), перейдем к системам сингулярных интегральных уравнений (СИУ) с особенностями Коши относительно неизвестных функций распределений плотностей токов $f^{11}(y')$ и $f^{12}(y'')$ по излучателям

$$\begin{aligned}
& -E_y^{ext-1}(0, y) = -\frac{a_1}{4\pi} \int_{-l_1}^{l_1} f^{11}(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{ih} J_0(\beta a_1) \\
& \times [Z_{11}^1(\beta, h) - C|h|] e^{-ih(y-y')} d\beta dh dy' - \frac{C}{\pi} \int_{-l_1}^{l_1} \frac{f^{11}(y')}{y' - y} dy' \\
& - \frac{a_2}{4\pi} \int_{-l_2}^{l_2} f^{12}(y'') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{ih'} J_0(\beta' a_2) e^{-i\beta' s} \\
& \times [Z_{11}^2(\beta', h') - C|h'|] e^{-ih'(y-y'')} d\beta' dh' dy'', \\
& -E_y^{ext-2}(S, y) = -\frac{a_1}{4\pi} \int_{-l_1}^{l_1} f^{11}(y') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{ih} J_0(\beta a_1) e^{-i\beta S} \\
& \times [Z_{11}^1(\beta, h) - C|h|] e^{-ih(y-y')} d\beta dh dy' \\
& - \frac{a_2}{4\pi} \int_{-l_2}^{l_2} f^{12}(y'') \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{ih'} J_0(\beta' a_2) \\
& \times [Z_{11}^2(\beta', h') - C|h'|] e^{-ih'(y-y'')} d\beta' dh' dy'' - \frac{C}{\pi} \int_{-l_2}^{l_2} \frac{f^{12}(y'')}{y'' - y} dy''. \quad (5)
\end{aligned}$$

Решение приведенной выше системы СИУ было проведено методом моментов в разложении функций распределений плотностей токов по

полиномам Чебышева первого рода. Более подробное решение приведено в [5]. В результате решения данной системы СИУ определяются функции, характеризующие продольные распределения поверхностных плотностей тока по излучателям. В свою очередь входной импеданс определяется в соответствии со следующим выражением:

$$Z = \frac{V}{I_y(y' = 0)}, \quad (6)$$

где

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

а $V = 1$ — эффективная ЭДС на зажимах излучателя.

Далее представлены зависимости от длины плеча излучателя, нормированной на длину волны, действительной (рис. 2, *a*) и мнимой (рис. 2, *b*) частей входного импеданса излучателя двухэлементной антенной решетки с диэлектрической подложкой ($\chi = 0$) и подложкой из кирального метаматериала на основе лево- и правосторонних элементов со следующими параметрами: $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $d/\lambda = 0.1$, $S/\lambda = 0.25$, $\chi = 0.2$. При этом геометрические параметры излучателей равны: $a_1/\lambda = a_2/\lambda = 0.025$, $b_1/\lambda = b_2/\lambda = 0.01$, где λ — длина волны. Кроме того, приведены зависимости действительной (рис. 2, *c*) и мнимой (рис. 2, *d*) частей входного импеданса для параметров киральности $\chi = 0$ и 0.5 при прочих равных остальных параметрах. В связи с тем, что излучатели абсолютно идентичны и запитаны синфазно, зависимости входного импеданса приводятся только для одного излучателя.

В результате анализа представленных зависимостей входного импеданса двухэлементной антенной решетки с киральной подложкой от длины плеча излучателя, нормированной на длину волны, установлено, что в случае киральной подложки на основе левосторонних элементов наблюдается уменьшение добротности. Кроме того, имеет место эффект укорочения.

Список литературы

- [1] Бузов А.Л., Клоев Д.С., Неццет А.М., Неганов В.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2017. Т. 20. № 3. С. 15–20.
- [2] Беспалов А.Н., Букашкин С.А., Назин В.Ю., Неццет А.М., Телегин С.С. // Радиотехника. 2018. № 4. С. 87–91.
- [3] Бузова М.А., Клоев Д.С., Минкин М.А., Неццет А.М., Соколова Ю.В. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 11. С. 80–86.
- [4] Дементьев А.Н., Клоев 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] Аронов В.Ю., Клоев Д.С., Копылов Д.А., Неццет А.М. // Радиотехника. 2018. № 4. С. 64–69.