

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МУЛЬТИЧАСТОТНОЙ МЕТКИ РЕЗОНАНСНОГО ТИПА

Подобед И.М., Осипов О.В., Плотников А.М.

*ГОУ ВПО «Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики», Самара, Россия (443010, г. Самара, ул. Л. Толстого, 23),
pam_123@mail.ru*

Целью работы является получение именно аналитического алгоритма решения без использования каких-либо численных методов. Настоящая работа – это первый шаг к теоретическому решению задачи параметрического синтеза мультимчастотной RFID-метки резонансного типа, когда по заданному частотному распределению амплитуды поля рассеяния ищутся значения радиусов, ширины кольцевых резонансных элементов и общая геометрия структуры.

В работе рассмотрен электродинамический анализ системы плоских концентрических металлических колец для применения в бесчиповых метках радиочастотной идентификации сверхнизкой стоимости на основе метода частотного различения. Получены и проанализированы распределения токов на поверхности колец, диаграммы направленности структуры и зависимости амплитуды поля обратного рассеяния от частоты.

Рассмотрена задача электродинамического анализа антенны без учёта влияния диэлектрической подложки, являющейся основой для резонансных элементов.

Для расчёта в приближении регулярной компланарной линии авторами были использованы приближённые аналитические выражения.

Амплитуда токов кольца в резонансе значительно больше, чем вне резонанса. Амплитуда поля на резонансных диаграммах направленности (ДН) значительно превосходит амплитуду на средней частоте между резонансами.

Установлено, что в связи с этим поворот плоскости облучения на угол от нормали к поверхности метки не приводит к качественному искажению картины резонансных пиков и ДН.

Ключевые слова: радиочастотная идентификация, мультимчастотная метка, параметрический синтез, теория вычетов, квазистатическое приближение.

ELECTROMAGNETIC ANALYSIS OF RESONANT MULTI-FREQUENCY TAG

Podobed I.M., Osipov O.V., Plotnikov A.M.

*Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics, Samara
Samara, Russia (443010, Samara, L. Tolstogo str., 33) pam_123@mail.ru*

The purpose of work is reception analytical algorithm of the decision without use of any numerical methods. The present work is the first step to the theoretical decision of a problem of parametrical synthesis of a multifrequency RFID-label of resonant type when width of ring of resonant elements and the general geometry of structure are searching with help of the definite frequency distribution of amplitude of a field of dispersion values of radiuses.

In work the electrodynamic analysis of system of flat concentric metal rings for application in labels without chip of radio-frequency identification of ultralow cost on the basis of a method of frequency distinction are considered. Distributions of currents to surfaces of rings, diagrammes of an orientation of structure and dependence of amplitude of a field of return dispersion on frequency are received and analysed.

The problem of the electrodynamic analysis of the antenna without influence of the dielectric substrate which are a basis for resonant elements is considered.

For calculation in approach of a regular coplanar line the approached analytical expressions have been used by authors.

Amplitude of currents of a ring in a resonance much more than out of a resonance. The amplitude of a field on resonant diagrammes of an orientation (DA) considerably surpasses amplitude on average frequency between resonances.

It is established that in this connection turn of a plane of an irradiation on a corner from a normal to a surface of a label does not lead to qualitative distortion of a picture of resonant peaks and DA.

Key words: radiofrequency identification, multi frequency tag, parametrical synthesis, residue theory, quasi-static approach.

1. Введение. Геометрия задачи.

Мультислотная метка радиочастотной идентификации резонансного типа [1], рисунок 1, состоящая из диэлектрической подложки и нанесённой на неё системы плоских концентрических колец – резонаторов, имеет достаточно простую структуру и может быть проанализирована в большинстве соответствующих пакетов САПР, что было неоднократно сделано авторами данной работы. Однако при проектировании и настройке считывающего устройства системы радиочастотной идентификации авторам приходилось сталкиваться с трудностями, связанными непосредственно с физикой процесса считывания.

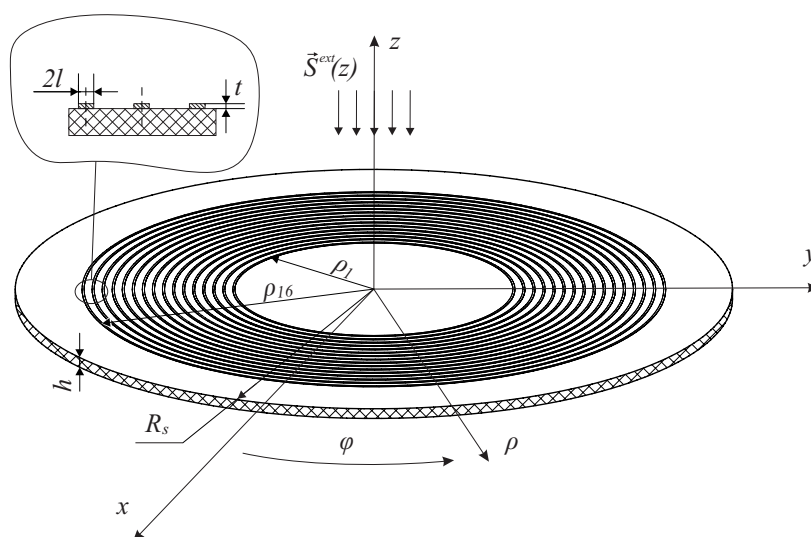


Рисунок 1. Геометрия системы колец.

Авторами работы было принято решение получить алгоритм аналитического электродинамического анализа системы плоских концентрических колец, который в отличие от чисто численного анализа не только проводится значительно быстрее, но также позволит впоследствии провести электродинамический параметрический синтез данной системы с учётом взаимного влияния кольцевых элементов метки.

2. Теоретические положения.

Приведём основные математические выкладки. В качестве исходных уравнений возьмём связь векторного потенциала и поверхностной плотности электрического тока (1), связь вектора электрического поля и векторного потенциала (2), граничное условие (3) на поверхности металла [2]:

$$\vec{A}(\vec{p}) = \int_S \vec{\eta}(\vec{q}) G(\vec{p}, \vec{q}) dS, \quad (1)$$

$$\vec{E}(\vec{p}) = -i\omega\mu_a \vec{A}(\vec{p}) + \frac{1}{i\omega\epsilon_a} \text{grad div } \vec{A}(\vec{p}), \quad (2)$$

$$\left(\vec{E}(\vec{p}) + \vec{E}^{ext}(\vec{p}) \right) \cdot \vec{\tau} = 0. \quad (3)$$

Здесь и далее \vec{p} и \vec{q} – радиус-векторы точек наблюдения и источника.

Подставив (1) и (2) в (3), получим интегральное уравнение Фредгольма первого рода относительно распределения поверхностной плотности тока $\vec{\eta}(\vec{q})$:

$$-i \frac{k}{W_c} \vec{E}^{ext}(\vec{p}) = \left[k^2 + \text{grad div} \right] \int_S \vec{\eta}(\vec{q}) G(\vec{p}, \vec{q}) dS, \quad (4)$$

где $k = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a}$ – волновое число, $W = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}$ – сопротивление среды,

$\vec{E}^{ext}(\vec{p}) = E_0 \begin{pmatrix} \vec{n}_{\rho_p} & \vec{n}_{\varphi_p} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{-i\varphi_p}$ – внешнее возбуждающее циркулярно-поляризованное электрическое поле в полярных координатах точки наблюдения на поверхности металла, $G(\vec{p}, \vec{q})$ – функция Грина для свободного пространства:

$$G(\vec{p}, \vec{q}) = \frac{e^{-ikr(\vec{p}, \vec{q})}}{4\pi r(\vec{p}, \vec{q})}, \quad (5)$$

$$r(\vec{p}, \vec{q}) = \sqrt{\rho_p^2 + \rho_q^2 - 2\rho_p \rho_q \cos(\varphi_p - \varphi_q)},$$

где $r(\vec{p}, \vec{q})$ – функция расстояния между точками наблюдения и источника.

Выразим компоненты вектора $\vec{\eta}(\vec{q})$ в координатах точки наблюдения с помощью матрицы поворота $R(\Delta)$:

$$\begin{pmatrix} \eta_{\rho_p}(\vec{p}, \vec{q}) \\ \eta_{\varphi_p}(\vec{p}, \vec{q}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Delta) & \sin(\Delta) \\ -\sin(\Delta) & \cos(\Delta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_{\rho_q}(\vec{q}) \\ \eta_{\varphi_q}(\vec{q}) \end{pmatrix} = R(\Delta) \begin{pmatrix} \eta_{\rho_q}(\vec{q}) \\ \eta_{\varphi_q}(\vec{q}) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $\Delta = \varphi_p - \varphi_q$ – разность азимутальных координат.

Опуская аргументы у функции Грина, для краткости вычислим производные в (4):

$$\text{div}(\vec{\eta}(\vec{p}, \vec{q}) G) = \frac{\partial G}{\partial \rho_p} \eta_{\rho_p}(\vec{p}, \vec{q}) + \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial G}{\partial \varphi_p} \eta_{\varphi_p}(\vec{p}, \vec{q}),$$

$$\text{grad div}(\vec{\eta}(\vec{p}, \vec{q})G) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 G}{\partial \rho_p^2} & \frac{1}{\rho_p} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \rho_p \partial \varphi_p} - \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial G}{\partial \varphi_p} \right) \\ \frac{1}{\rho_p} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \rho_p \partial \varphi_p} - \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial G}{\partial \varphi_p} \right) & \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial G}{\partial \rho_p} + \frac{1}{\rho_p^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi_p^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_{\rho_p}(\vec{p}, \vec{q}) \\ \eta_{\varphi_p}(\vec{p}, \vec{q}) \end{pmatrix}.$$

Тогда система (4) принимает вид:

$$-i \frac{k}{W_c} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{-i\varphi_p} = \int_S M(\vec{p}, \vec{q}) R(\Delta) \vec{\eta}(\vec{q}) dS, \quad (7)$$

где

$$M(\vec{p}, \vec{q}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 G}{\partial \rho_p^2} + k^2 G & \frac{1}{\rho_p} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \rho_p \partial \varphi_p} - \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial G}{\partial \varphi_p} \right) \\ \frac{1}{\rho_p} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \rho_p \partial \varphi_p} - \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial G}{\partial \varphi_p} \right) & \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial G}{\partial \rho_p} + \frac{1}{\rho_p^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi_p^2} + k^2 G \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Рассмотрим геометрию метки на предмет симметрии. Данная структура симметрична относительно оси z . Поворот метки относительно оси симметрии на произвольный угол $\varphi_p \rightarrow \varphi_p + \delta$, $\varphi_q \rightarrow \varphi_q + \delta$ не должен приводить к изменению выражения (7). Это возможно лишь в том случае, когда азимутальные координаты встречаются только в виде разности Δ . Матрицы $R(\Delta)$ и $M(\vec{p}, \vec{q})$ зависят только от разности Δ , а неизвестная функция $\vec{\eta}(\vec{q})$ не может содержать φ_p , но содержит φ_q . Для компенсации множителя $e^{-i\varphi_p}$ в левой части (7) функция $\vec{\eta}(\vec{q})$ ищется в виде:

$$\vec{\eta}(\vec{q}) = \vec{\eta}(\rho_q) e^{-i\varphi_q}.$$

Тогда уравнение (7) примет вид:

$$-i \frac{k}{W_c} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \int_{\rho_q} \int_0^{2\pi} M(\rho_p, \rho_q, \Delta) R(\Delta) e^{i\Delta} \vec{\eta}(\rho_q) d\Delta d\rho_q. \quad (9)$$

Это значит, что (9) решается в два этапа: взятие интеграла по φ_p :

$$\hat{I}(\rho_p, \rho_q) = \int_0^{2\pi} M(\rho_p, \rho_q, \Delta) R(\Delta) e^{i\Delta} d\Delta, \quad (10)$$

куда неизвестная функция $\vec{\eta}(\rho_q)$ уже не входит, и решение одномерного уравнения:

$$-i \frac{k}{W_c} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \int_{\rho_q} \hat{I}(\rho_p, \rho_q) \bar{\eta}(\rho_q) \rho_q d\rho_q.$$

Вычтем и добавим в (10) выражение $g(\rho_p) = \hat{I}(\rho_p, \rho_p)$:

$$-i \frac{k}{W_c} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = v.p. \int_{\rho_q} P(\rho_p, \rho_q) \bar{\eta}(\rho_q) \rho_q d\rho_q + \int_{\rho_q} g(\rho_p) \bar{\eta}(\rho_q) \rho_q d\rho_q, \quad (11)$$

где $P(\rho_p, \rho_q) = [\hat{I}(\rho_p, \rho_q) - g(\rho_p)]$ – регулярное выражение, тогда первый интеграл можно взять численно в смысле главного значения, а второй с помощью теории вычетов.

Рассмотрим второй интеграл подробнее. Получим явный вид элементов матрицы M , опуская аргументы функций для краткости:

$$M_{11} = \frac{\partial^2 G}{\partial \rho_p^2} + k^2 G = \left[\left(\frac{3}{r^5} + \frac{3ik}{r^4} - \frac{k^2}{r^3} \right) (\rho_p - \rho_q \cos(\Delta))^2 - \left(\frac{1}{r^3} + \frac{ik}{r^2} - \frac{k^2}{r} \right) \right] \frac{e^{-ikr}}{4\pi},$$

$$M_{12} = M_{21} = \frac{1}{\rho_p} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \rho_p \partial \varphi_p} - \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial G}{\partial \varphi_p} \right) = \left[\left(\frac{3}{r^5} + \frac{3ik}{r^4} - \frac{k^2}{r^3} \right) (\rho_p - \rho_q \cos(\Delta)) \rho_q \sin(\Delta) \right] \frac{e^{-ikr}}{4\pi},$$

$$M_{22} = \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial G}{\partial \rho_p} + \frac{1}{\rho_p^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \varphi_p^2} + k^2 G = \left[\left(\frac{3}{r^5} + \frac{3ik}{r^4} - \frac{k^2}{r^3} \right) (\rho_q \sin(\Delta))^2 + \left(\frac{1}{r^3} + \frac{ik}{r^2} - \frac{k^2}{r} \right) \right] \frac{e^{-ikr}}{4\pi}.$$

Приравняем ρ_q к ρ_p и сделаем замену переменной интегрирования:

$$z = e^{i\Delta}. \quad (12)$$

Тогда:

$$\hat{I}(\rho_p, \rho_p) = \int_{\gamma} \left[\left(\frac{3z^2}{(z-1)^3} + \frac{-3Kz\sqrt{z}}{(z-1)^2} + \frac{K^2 z}{(z-1)} \right) \begin{pmatrix} -(z-1)^2 & i(z^2-1) \\ -i(z^2-1) & -(z+1)^2 \end{pmatrix} + \right. \quad (13)$$

$$\left. + \left(\frac{2z^2}{(z-1)^3} + \frac{-2Kz\sqrt{z}}{(z-1)^2} + \frac{2K^2 z}{(z-1)} \right) \begin{pmatrix} z^2+1 & -i(z^2-1) \\ i(z^2-1) & z^2+1 \end{pmatrix} \right] \frac{(-i)e^{-K\frac{(z-1)}{\sqrt{z}}}}{16\pi\rho_p^3\sqrt{z}} dz,$$

где $K = k\rho_p$, а контур интегрирования γ – единичная окружность, стягивающаяся до контура γ_1 , рисунок 2.

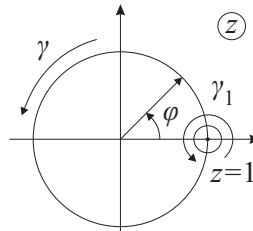


Рисунок 2. Контурсы интегрирования на комплексной плоскости.

Определим степень полюса $z=1$ в подынтегральном выражении (13). Для этого разложим его по степеням $(z-1)$:

$$\begin{aligned} \hat{I}(\rho_p, \rho_p) = \int_{\gamma_1} \left[\begin{pmatrix} 4\sqrt{z} & 0 \\ 0 & -8\sqrt{z} \end{pmatrix} (z-1)^{-3} + \begin{pmatrix} 8\sqrt{z} - 4iK & 2i\sqrt{z} \\ -2i\sqrt{z} & (12-4i)K - 16\sqrt{z} \end{pmatrix} (z-1)^{-2} + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} (3+4K^2)\sqrt{z} - 8iK & -(4+6i)K + 3i\sqrt{z} \\ (4+6i)K - 3i\sqrt{z} & (24-8i)K - 9\sqrt{z} \end{pmatrix} (z-1)^{-1} + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} (3-6i)K + (4K^2-1)\sqrt{z} & -(2K^2-1)i\sqrt{z} - (6+9i)K \\ (2K^2-1)i\sqrt{z} + (6+9i)K & (15-6i)K - \sqrt{z} \end{pmatrix} + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} K(K\sqrt{z} + 3 - 2i) & -(2+3i)K - K^2i\sqrt{z} \\ (2+3i)K + K^2i\sqrt{z} & K(K\sqrt{z} + 3 - 2i) \end{pmatrix} (z-1) \right] \frac{(-i)e^{-K\frac{(z-1)}{\sqrt{z}}}}{16\pi\rho_p^3} dz, \end{aligned} \quad (14)$$

Видно, что максимальный порядок полюса – 3. Согласно теории вычетов:

$$\int_{\gamma_2} f(z) dz = 2\pi i \cdot \operatorname{Res}_{z \rightarrow 1} (f(z)) = 2\pi i \cdot \lim_{z \rightarrow 1} \frac{1}{(n-1)!} \frac{\partial^{n-1} (f(z)(z-1)^n)}{\partial z^{n-1}}, \quad (15)$$

где $n \geq 1$ порядок полюса. Подставляя (14) в (15), получаем:

$$g(\rho_p) = \frac{1}{16\pi\rho_p^3} \begin{pmatrix} 13 - 16(1-i)K + (12+8i)K^2 & 8i - (8+16i)K \\ (8+16i)K - 8i & (16 - (32-8i)K)(K-2) \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Вернёмся к выражению (11). Разобьём интервал интегрирования по переменной ρ_q на сумму интервалов, каждый из которых соответствует одному из колец метки:

$$-i \frac{k}{W} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \sum_{qr=1}^{Nr} \left(v.p. \int_{\rho_{qr}-l}^{\rho_{qr}+l} P(\rho_p, \rho_q) \bar{\eta}(\rho_q) \rho_q d\rho_q + \int_{\rho_{qr}-l}^{\rho_{qr}+l} g(\rho_p) \bar{\eta}(\rho_q) \rho_q d\rho_q \right),$$

где $2l$ – ширина кольца, Nr – число колец, ρ_{qr} – средний радиус кольца с индексом qr . Сделаем замену переменной $\rho_q = lt_q + \rho_{qr}$ и разложим неизвестную функцию в ряд:

$$\bar{\eta}(\rho_q) = \bar{\eta}(lt_q + \rho_{qr}) = \bar{\eta}_{qr}(t_q) = \sum_{qd=0}^{Nd} \frac{\bar{D}_{qr,qd} T_{qd}(t_q)}{\sqrt{1-t_q^2}}$$

Тогда:

$$-i \frac{k}{W_c} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \sum_{qd=0}^{Nd} \sum_{qr=1}^{Nr} \bar{D}_{qr,qd} \alpha_{qr,qd}(\rho_p) \quad (17)$$

где

$$\alpha_{qr,qd}(\rho_p) = v.p. \int_{-1}^1 \frac{P_{pr,qr}(\rho_p, t_q)(lt_q + \rho_{qr})T_{qd}(t_q)}{\sqrt{1-t_q^2}} dt_q + g_{qr}(t_p)l \int_{-1}^1 \frac{(lt_q + \rho_{qr})T_{qd}(t_q)}{\sqrt{1-t_q^2}} dt_q.$$

Для индексов $qd < 2$ во втором интеграле уместно сделать замену:

$$\int_{-1}^1 \frac{S(t_q)}{\sqrt{1-t_q^2}} dt_q = 2 \int_0^1 \frac{S(t_q)}{\sqrt{1-t_q^2}} dt_q = \left| t_q = \sin(u) \right| = \int_0^{\frac{\pi}{2}} S(\sin(u)) du,$$

где $S(t_q)$ – некоторая симметричная функция, регулярная на интервале $[-1;1]$.

Представляя значения переменной ρ_p как множество дискретных значений $\rho_{qr Nd+qd}$ числом, равным $Nd Nr$, получаем квадратную матрицу коэффициентов $\alpha_{pr Nd+pd, qr Nd+qd} = \alpha_{qr Nd+qd}(\rho_{qr Nd+qd})$, что позволяет найти неизвестные коэффициенты $\bar{D}_{qr,qd}$ решая СЛАУ:

$$-i \frac{k}{W_c} E_0 (1 \quad -i \quad \dots \quad 1 \quad -i) = \alpha \left(\bar{D}_{1,0} \Big|_{\rho} \quad \bar{D}_{1,0} \Big|_{\varphi} \quad \dots \quad \bar{D}_{Nr, Nd} \Big|_{\rho} \quad \bar{D}_{Nr, Nd} \Big|_{\varphi} \right)^T \quad (18)$$

3. Учёт влияния подложки.

В предыдущем разделе рассмотрена задача электродинамического анализа антенны без учёта влияния диэлектрической подложки, являющейся основой для резонансных элементов. Оценку этого влияния удобно провести, вычисляя эффективную диэлектрическую проницаемость структуры $\varepsilon_{y\delta\delta}$ в приближении компланарной линии (КПЛ), рисунок 3.

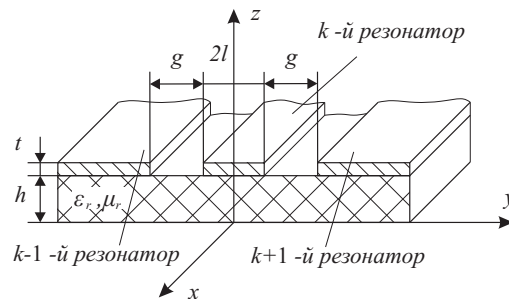


Рисунок 3. К определению эффективной диэлектрической проницаемости структуры.

Если мы представим набор из 3-х соседних колец метки в виде регулярной КПЛ на подложке без экрана с обратной стороны, то центральный резонатор будет играть роль проводника линии, а соседние резонаторы – роль экрана в той же плоскости. При этом существует некоторая погрешность вычислений ($<1-3\%$), связанная с тем, что КПЛ

рассчитывается в приближении бесконечно широких экранирующих проводников, однако с практической точки зрения точность является вполне достаточной.

Для расчёта $\varepsilon_{y\delta\delta}$ в приближении регулярной КПЛ авторами были использованы приближённые аналитические выражения [5].

4. Анализ полученных результатов.

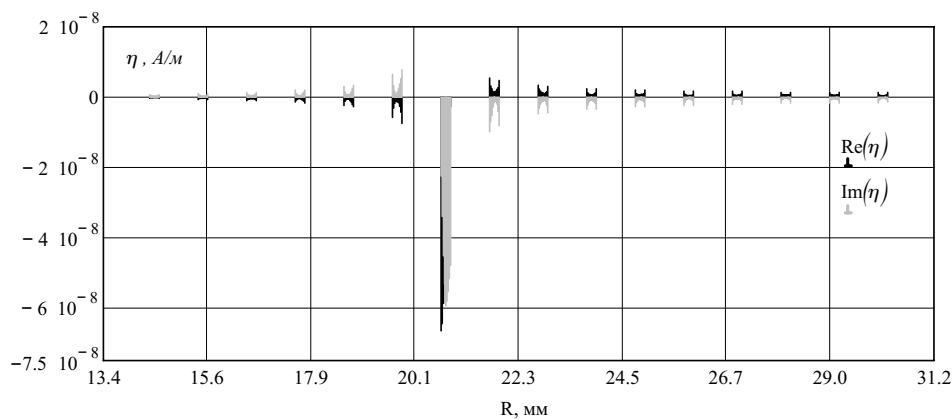
На рисунке 4(а) изображено распределение поверхностной плотности тока поперёк кольцевых элементов при длине волны внешнего поля, равной электрической длине 7-го кольца (от центра метки), и амплитуде поля падающей волны круговой поляризации на поверхности структуры $E_m = 1 \hat{A} / i$. Из графика легко видеть, что амплитуда токов кольца в резонансе значительно больше, чем вне резонанса. На рисунке 4(б) изображено распределение плотностей токов при длине волны внешнего возбуждающего поля, равной среднему электрических длин 7-го и 8-го колец. При переходе через резонанс фаза токов меняется на π .

На рисунке 5 изображены нормированные характеристики отклика метки. Амплитудные диаграммы направленности (ДН) структуры [2] приведены на рисунке 5(а):

$$F(\theta, \varphi) = \left| \vec{E}(\theta, \varphi) \right| / \left| \vec{E}_{\max}(\theta_0, \varphi_0) \right|, \quad (19)$$

где $\left| \vec{E}_{\max}(\theta_0, \varphi_0) \right|$ – максимальное значение поля \vec{E} , которому соответствуют координаты θ_0 и φ_0 .

Очевидно, что амплитуда поля \vec{E} на резонансных ДН значительно превосходит амплитуду на средней частоте между резонансами. Отличаются ДН и по форме.



(а)

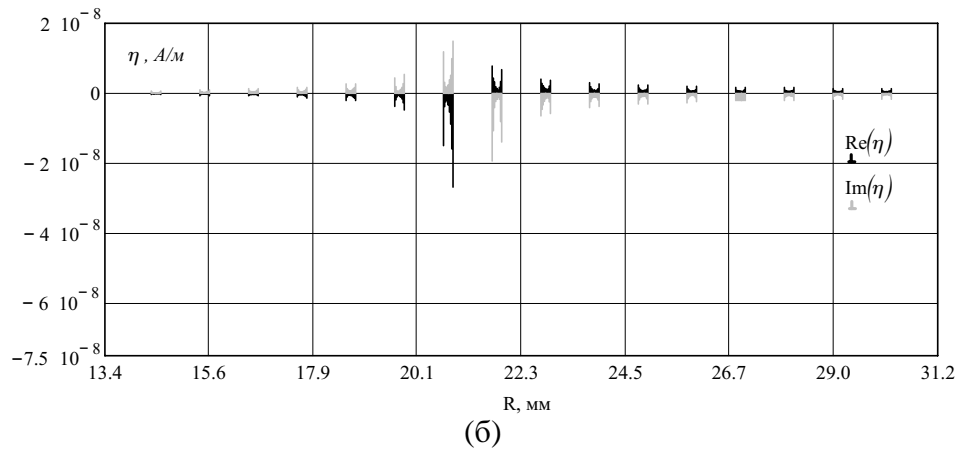


Рисунок 4. Графики координатных зависимостей распределения поверхностной плотности тока в поперечном сечении метки: (а) – на резонансной частоте; (б) – на частоте между резонансными.

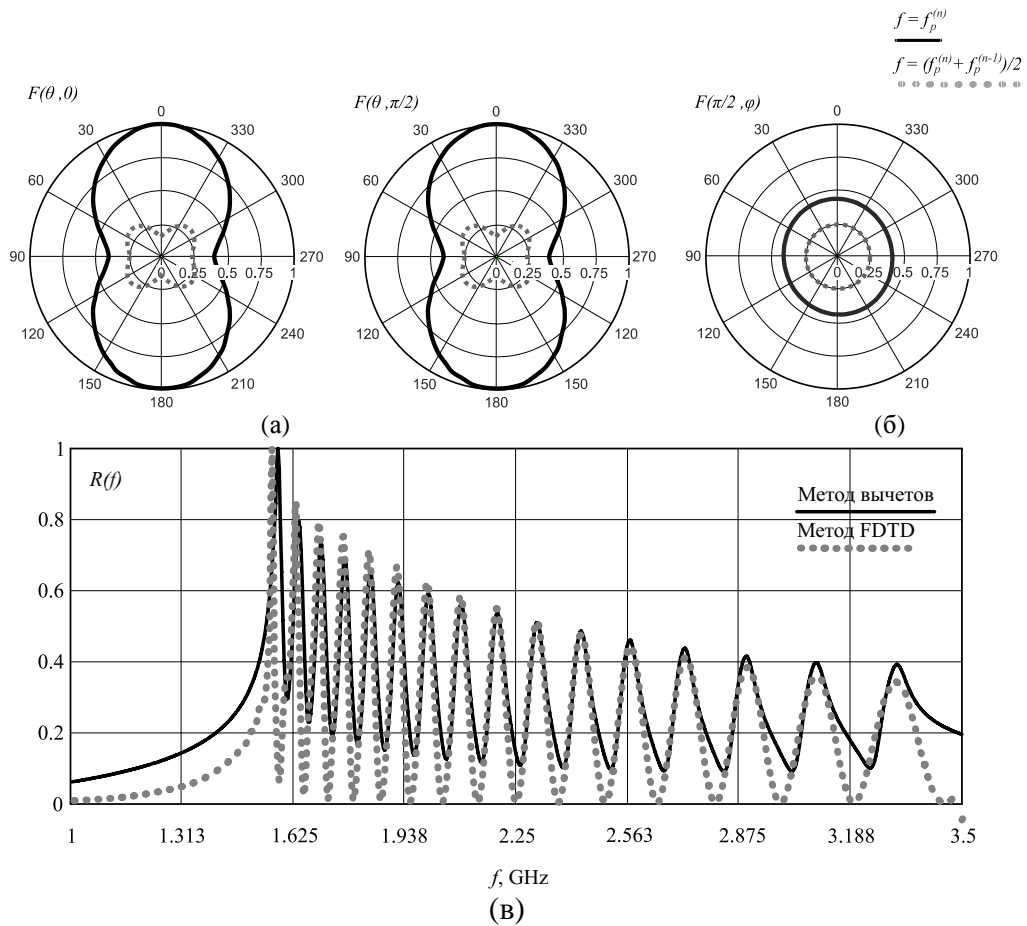


Рисунок 5. Графики отклика мультислойной метки: (а) – меридиональные ДН; (б) – азимутальные ДН (метка расположена перпендикулярно плоскости рисунка); (в) – частотная зависимость амплитуды поля.

Кроме того, в области резонансных частот излучение колец направлено перпендикулярно плоскости метки и имеет осевой характер. Установлено, что в связи с этим поворот плоскости облучения на угол $\theta \leq 45^\circ$ от нормали к поверхности метки не приводит к качественному искажению картины резонансных пиков и ДН.

График зависимости амплитуды поля рассеяния RFID-метки от частоты падающей плоской волны круговой поляризации при $\theta_0 = 0$, $\varphi_0 = 0$, $r = 1i$ приведён на рисунке 5(в).

По аналогии с рисунком 3 и (19) график представлен в нормированном виде:

$$R(f) = \left| \bar{E}(f) \right| / \left| \bar{E}_{i \hat{a} \hat{e} \hat{n}}(f_0) \right|, \quad (20)$$

где $\left| \bar{E}_{i \hat{a} \hat{e} \hat{n}}(f_0) \right|$ – максимальное значение поля \bar{E} , которому соответствует значение частоты f_0 .

Результаты, полученные в рамках предлагаемого подхода, подтверждены методом конечных разностей во временной области (англ. Finite Difference Time Domain, **FDTD**).

Отчётливо видно, что расположение и форма резонансных пиков различаются. Это происходит потому, что при линейном распределении радиусов колец резонансные частоты обратно пропорциональны радиусам, т.е. распределены нелинейно. Каждый пик имеет некоторую частотную полосу, и при сближении радиусов колец полосы могут перекрываться, а соответствующие им пики – частично или полностью «сливаться».

Так как площади колец пропорциональны радиусам, то большие кольца оказывают более существенное влияние на маленькие, чем наоборот. Это приводит не только к изменению амплитуд, но и к искажению формы резонансных пиков.

Выводы по исследованиям

Настоящая работа – это первый шаг к теоретическому решению задачи параметрического синтеза мультимодальной RFID-метки резонансного типа, когда по заданному частотному распределению амплитуды поля рассеяния ищутся значения радиусов, ширины кольцевых резонансных элементов и общая геометрия структуры.

Практически любая электродинамическая задача может быть решена численным электродинамическим моделированием и оптимизацией структуры в многочисленных САПР, предлагаемых на современном рынке. Однако авторы считают первостепенной целью получить именно аналитический алгоритм решения без использования каких-либо численных методов. Именно такой подход, по их мнению, позволит получить результаты с минимальными временными затратами и поможет существенно интенсифицировать процесс разработки и оптимизации новых систем радиочастотной идентификации.

Список литературы

1. Мультимодальная радиометка резонансного типа / Неганов В.А., Плотников А.М., Сеона Ким : патент РФ. Приоритет от 18.11.2009.

2. Неганов В.А., Табаков Д.П., Яровой Г.П. Современная теория и практические применения антенн / под ред. В.А. Неганова. – М. : Радиотехника, 2009. – С. 302–305.
3. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. – М. : Наука, 1965. – С. 46.
4. Collin R.E. Foundations for Microwave Engineering. – 2nd ed. – New York : McGraw-Hill, 1992. – P. 175–180.
5. Gupta K.C., Garg R., Bahl I.J. and Bhartia P. Microstrip Lines and Slotlines. – 2nd ed. – Artech House, Inc., 1996. – P. 375–399.
6. Неганов В.А., Плотников А.М. Метки радиочастотной идентификации низкой стоимости на основе метода частотного различения // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2011. – № 2. – С. 46–52.

Рецензенты:

Степанов С.А., д.ф.-м.н., профессор кафедры физики Пензенского государственного университета архитектуры и строительства, г. Пенза.

Морозов Г.А., д.т.н., профессор, ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технический университет им А.Н. Туполева» (КАИ), г. Казань.

Бичурин М.И., д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой «Проектирование и технология радиоаппаратуры», Новгородский государственный университет, Министерство образования и науки РФ, г. Новгород.