

На правах рукописи



*Градинарь Иван Михайлович*

**ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАМАТЕРИАЛОВ,  
СОЗДАНЫХ УПОРЯДОЧЕННЫМИ ТОНКОПРОВОЛОЧНЫМИ  
ТОКОПРОВОДЯЩИМИ ЧАСТИЦАМИ**

01.04.03 – Радиофизика

А в т о р е ф е р а т  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Самара – 2012

Работа выполнена на кафедре основ конструирования и технологий радиотехнических систем ФГБОУ ВПО «Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики» (ПГУТИ) и на кафедре радиофизики и компьютерного моделирования радиосистем ФГБОУ ВПО «Самарский государственный университет» (СамГУ)

**Научный руководитель:**

доктор физико-математических наук, профессор  
*Неганов Вячеслав Александрович*

**Официальные оппоненты:**

доктор физико-математических наук, профессор  
*Альциулер Евгений Юрьевич*

доктор физико-математических наук, профессор  
*Шатров Александр Дмитриевич*

**Ведущая организация:**

Военный авиационный инженерный университет (г. Воронеж)

Защита состоится « 2 » марта 2012 г. в 10:00 часов  
на заседании диссертационного совета Д 219.003.001  
в конференц-зале корпуса № 1 ПГУТИ по адресу:  
443010, г. Самара, ул. Льва Толстого, 23

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ПГУТИ

Автореферат разослан « \_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2012 г.

Ученый секретарь диссертационного  
совета Д 219.003.01,  
доктор физико-математических наук



О.В. Осипов

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

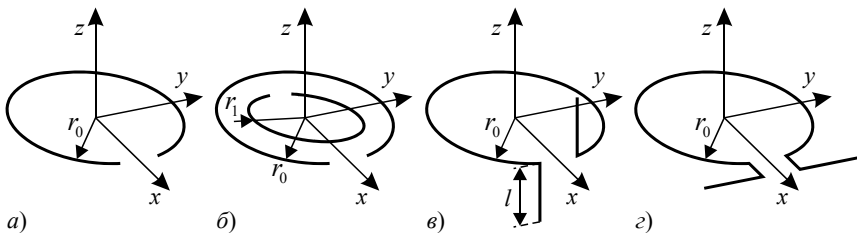
**Актуальность темы.** Метаматериал – материал, свойства которого обусловлены не столько природными физическими свойствами, сколько периодической микроструктурой создаваемой человеком [Л1]. Метаматериалы могут обладать свойствами принципиально отсутствующими в природе, например [Л2]. Одно из таких возможных свойств метаматериалов – отрицательный (или левосторонний) показатель преломления, который проявляется при одновременной отрицательности диэлектрической и магнитной проницаемостей [Л3], что, в свою очередь, приводит к их частотным дисперсиям. В [Л4] утверждается, что изучение новых свойств метаматериала с помощью эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей необходимо проводить очень осторожно – делать на основании строгих электродинамических методов, корректно работающих в ближней зоне дифракции электромагнитной волны (ЭМВ). Поэтому утверждения об одновременной отрицательности диэлектрической и магнитной проницаемостей как об одном из свойств метаматериала требует существенных дополнительных разъяснений. В [Л4] разомкнутое кольцо используется вместе с линейными проводниками для построения метаматериала. Метаматериалы синтезируются внедрением в исходный природный материал различных периодических элементов с самыми различными формами, которые модифицируют диэлектрическую  $\varepsilon$  и магнитную  $\mu$  восприимчивость исходного материала. В грубом приближении такие включения можно рассматривать как искусственные, больших размеров, атомы. Разработчик метаматериалов при их синтезировании имеет большой набор свободных параметров при выборе включений. Иногда включения в метаматериале называют бианизотропными частицами [Л5–Л8]. В [Л9] предложено создавать метаматериалы с помощью разомкнутых металлических колец.

Поскольку частицы в метаматериале находятся на расстояниях, гораздо меньших длины падающей волны и для получения новых свойств хотя бы один их линейный размер должен быть соизмерим с длиной падающей волны, то для описания электродинамических свойств метаматериалов с упорядоченным расположением частиц воспользуемся аналогией с магнитоупорядоченными средами – ферромагнетиками (когда ориентация элементарных магнитных моментов параллельна) и антиферромагнетиками, состоящими из двух антипараллельных ферромагнетиков [Л10]. Такие магнитоупорядоченные среды ведут себя как один магнитный момент (ферромагнетик) или два антипараллельных магнитных момента (антиферромагнетик).

В диссертации были рассмотрены частицы: идеально проводящее бесконечно тонкое разомкнутое кольцо (рис. 1, а); два идеально проводящих бесконечно тонких разомкнутых одинаковых кольца, расположенных одно над другим, с произвольной ориентацией зазоров (рис. 3); кольцевой

разомкнутый резонатор (*Split Ring Resonator*, SRR), который состоит из двух концентрических идеально проводящих разомкнутых колец, лежащих в одной плоскости, с диаметрально противоположным расположением зазоров (рис. 1, б); киральная частица (частица Телледжена), представляющая собой идеально проводящее разомкнутое кольцо, из открытых концов которого перпендикулярно его плоскости выступают линейные элементы (рис. 1, в); омега-частица – идеально проводящая частица в виде греческой буквы  $\Omega$  (рис. 1, г).

Исследуем наиболее интересный, с нашей точки зрения, резонансный случай: радиус разомкнутого кольца  $r_0 = \lambda/2\pi$ , где  $\lambda$  – длина падающей волны. Длина штырьков  $l$  для частиц на рис. 1, в и г выбирается из условия  $l = \lambda/4$  (хотя это условие и не обязательное), поэтому два штырька как бы образуют полуволновую вибраторную антенну. Радиус внутреннего разомкнутого кольца в кольцевом разомкнутом резонаторе обозначим через  $r_1$  (рис. 1, б). В дальнейшем рассмотрим метаматериал, созданный одинаковыми такими частицами с параллельной ориентацией. Частицы, изображенные на рис. 1, а, в и г, создают среду аналогичную ферромагнетику, которую назовем *однорезонансным упорядоченным метаматериалом*; частица, изображенная на рис. 1, б, создает среду аналогичную двухподрешоточному антиферромагнетику, назовем ее *двухрезонансным упорядоченным метаматериалом*. По аналогии с теорией ферромагнетика и антиферромагнетика будем использовать физическую модель для электродинамических свойств упорядоченного метаматериала в виде одной проводящей частицы в однородной диэлектрической среде, т. е. электродинамические свойства упорядоченного метаматериала определяются свойствами одной бианизотропной частицы.



**Рис. 1.** Некоторые часто используемые тонкопроволочные бианизотропные частицы: а) разомкнутое кольцо; б) кольцевой разомкнутый резонатор; в) киральная частица (частица Телледжена); г) омега-частица

В работе с помощью пакета CST Microwave Studio был проведен численный эксперимент: при хаотическом расположении частиц в метаматериале уникальные электродинамические свойства отдельных частиц пропадают (уже при их числе  $\geq 6$ ). Так как размеры частицы соизмеримы с

длиной падающей волны, то для корректного описания метаматериала необходимо использовать самосогласованный электродинамический метод [Л11], единственный на настоящий момент времени метод решения некорректных задач [Л12]: получение интегрального представления электромагнитного поля частицы, которое на ее поверхности переходит в сингулярное интегральное уравнение (СИУ). Такой подход дает возможность определять поле в ближней зоне и ток на резонансных частицах.

В настоящее время подобные проблемы можно рассматривать в программных пакетах, реализованных на ПЭВМ, расчет в которых происходит с использованием метода конечных разностей во временной области (*Finite Difference Time Domain, FDTD*). Основной его недостаток заключается в том, что алгоритм производит расчет поля в каждой точке объема. И если потребуется определить поле на достаточном удалении от источника, то объем, в котором будет производиться расчет, окажется очень большим, что существенно скажется на времени выполнения алгоритма [Л13].

Таким образом, для описания электродинамических свойств метаматериалов с упорядоченным расположением частиц возникает потребность в создании строгих электродинамических моделей дифракции ЭМВ на одной частице и построение сходящихся, быстрых, устойчивых алгоритмов ее решения на основе самосогласованного подхода.

**Цели и задачи диссертационной работы.** Целью работы является изучение электродинамических свойств однорезонансного и двухрезонансного упорядоченных метаматериалов на основе дифракции плоской электромагнитной волны (ПЭМВ) на тонкопроволочных токопроводящих частицах (рис. 1), и сравнение этих свойств между собой в зависимости от структуры токопроводящих частиц.

Рассматриваются следующие задачи:

*для однорезонансного упорядоченного метаматериала:*

- задача дифракции ПЭМВ на идеально проводящем бесконечно тонком разомкнутом кольце;
- падение ПЭМВ на два идеально проводящих бесконечно тонких разомкнутых одинаковых кольца, расположенных одно над другим;
- дифракция волны на киральной частице и на омега-частице;

*для двухрезонансного упорядоченного метаматериала:*

- задача дифракции ПЭМВ на кольцевом разомкнутом резонаторе.

**Методы исследования.** В основу работы легли методы математического моделирования; математический аппарат электродинамики; математический аппарат теории СИУ, позволяющий решать некорректные электродинамические задачи; метод ортогонализирующей подстановки; численные методы решения интегральных уравнений. Численное моделирование производилось при помощи вычислительных алгоритмов, реализованных на ПЭВМ, а также в пакете CST Microwave Studio.

### **Научная новизна диссертации:**

– предложена новая физическая модель упорядоченных метаматериалов с токопроводящими частицами, позволяющая определить электродинамические свойства среды с помощью свойств одной частицы;

– задачи дифракции ПЭМВ на одном разомкнутом кольце; на двух разомкнутых кольцах, расположенных одно над другим, и на кольцевом разомкнутом резонаторе, состоящим из двух концентрических идеально проводящих колец, лежащих в одной плоскости, сведены к системам СИУ относительно функций, определяющих поверхностные плотности токов, с особенностями типа Коши и логарифмическими особенностями;

– задачи дифракции ПЭМВ на киральной частице и омега-частице решены с использованием пакета CST Microwave Studio;

– получены распределения комплексных величин и абсолютных значений токов, диаграммы рассеяния для всех частиц, рассматриваемых в работе;

– предсказано новое электродинамическое свойство упорядоченного метаматериала с двумя омега-частицами: ноль в диаграмме рассеяния при падении ПЭМВ на метаматериал;

– предложен способ создания малоотражающего покрытия на основе упорядоченного метаматериала с омега-частицами.

**Обоснованность и достоверность результатов работы.** Результаты исследований получены на основе строгих электродинамических и математических моделей. В ходе построения решения использовались приближенные методы решения СИУ, но они являются корректными с математической точки зрения при решении некорректных электродинамических задач. О достоверности результатов можно судить по внутренней сходимости численных алгоритмов и физической интерпретации решений. Результаты схожи с результатами, полученными в пакете CST Microwave Studio, в котором используется метод конечных разностей во временной области.

**Практическая ценность работы.** В работе введены понятия об однорезонансном и двухрезонансном упорядоченных метаматериалах, как средах с упорядоченным расположением токопроводящих частиц, электродинамические свойства которых определяются свойствами отдельных частиц. Такой подход позволяет уйти от описания свойств метаматериала с помощью эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей. Построенные алгоритмы дифракции ПЭМВ на двух одинаковых идеально проводящих разомкнутых кольцах и на кольцевом разомкнутом резонаторе, состоящем из двух разомкнутых колец могут быть обобщены на более сложные системы, т. е. описывать метаматериал с тремя резонансами. На основе метаматериала с упорядоченными омега-частицами возможно создание конформного малоотражающего покрытия объектов.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Физические модели однорезонансного и двухрезонансного упорядоченных метаматериалов на основе задач дифракции ПЭМВ на частицах, из которых они состоят.
2. Математические модели задач дифракции ПЭМВ на метаматериалах на основе математического аппарата СИУ для разомкнутого кольца; системы из двух разомкнутых колец, размещенных одно над другим; кольцевого разомкнутого резонатора; киральной частицы и омега-частицы.
3. Численные результаты задач дифракции ПЭМВ на структурах, указанных в п. 2, а именно: комплексные распределения токов и диаграммы рассеяния.
4. Малоотражающее покрытие на основе метаматериала, состоящего из взаимно ортогонально ориентированных омега-частиц.

**Апробация работы.** Материалы диссертационной работы докладывались на XVI, XVII и XVIII Российских научных конференциях профессорско-преподавательского состава, научных сотрудников и аспирантов ПГУТИ (Самара, 2009; 2010; 2011); на XLII научной конференции преподавателей и сотрудников СамГУ и XXXVI научной конференции молодых ученых и специалистов (Самара, 2011); на VII, VIII, IX и X Международных научно-технических конференциях «Физика и технические приложения волновых процессов» (Самара, 2008; Санкт-Петербург, 2009; Челябинск, 2010; Самара, 2011).

**Публикации.** По материалам диссертационной работы опубликовано 11 работ, в том числе 4 статьи и 7 тезисов докладов на различных научно-технических конференциях. В работах, написанных в соавторстве, соискатель является автором математических преобразований и программных реализаций.

**Структура и объем диссертации.** Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка использованных источников из 75 наименований, содержит 120 страниц текста, в том числе 40 рисунков.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Во **введении** диссертационной работы обосновывается актуальность темы, определяются цели и задачи исследования, отражены новизна и практическая ценность работы, приведены основные положения, выносимые на защиту.

Для решения поставленных задач дифракции на частицах, показанных на рис. 1, было использовано уравнение Гельмгольца для  $\varphi$ -ой компоненты векторного потенциала, записанное в цилиндрической системе координат:

$$E_\varphi(p) = \frac{W_c}{ik} \left[ k^2 A_\varphi(p) + \frac{1}{r} \text{grad}_\varphi \text{div} \vec{A}(p) \right], \quad (1)$$

где  $p = \{r, \varphi, z\}$  – точка наблюдения;  $W_c$  – волновое сопротивление среды;  $k = 2\pi / \lambda$  – волновое число;  $\vec{A}(p)$  и  $A_\varphi(p)$  – векторный потенциал и его  $\varphi$ -ая компонента, которые имеют вид

$$\begin{aligned} \vec{A}(p) &= A_r(p) \vec{e}_r + A_\varphi(p) \vec{e}_\varphi, \\ A_r(p) &= \int_V j_\varphi(q) \sin(\varphi - \varphi') G(p; q) dV', \\ A_\varphi(p) &= \int_V j_\varphi(q) \cos(\varphi - \varphi') G(p; q) dV'. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $q = \{r', \varphi', z'\}$  – точка источника;  $j_\varphi(q)$  – объемная плотность тока;  $G(p; q)$  – функция Грина свободного пространства в виде

$$G(p; q) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-ikR(p; q)}}{R(p; q)},$$

где  $R(p; q) = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\varphi - \varphi') + (z - z')^2}$ .

Все рассмотренные частицы предполагаются бесконечно тонкими по координате  $r$ . Поэтому объемную плотность тока можно записать в виде

$$j_\varphi(r, \varphi, z) = \eta_\varphi(\varphi, z) \delta(r - a), \quad (3)$$

Здесь  $\delta(r - a)$  –  $\delta$ -функция Дирака;  $a$  – радиус изучаемой структуры. Этим же и объясняется отсутствие компоненты  $z$  векторного потенциала в выражении (2).

**Глава 1** «Однорезонансный упорядоченный метаматериал на основе разомкнутых колец» содержит решение задачи дифракции ПЭМВ Н-поляризации на идеально проводящем разомкнутом кольце (рис. 2). Проводник длиной  $2\xi$  считаем бесконечно тонким и достаточно узким ( $2h \ll a$ ,  $2h \ll \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве), поэтому будем учитывать только продольную вдоль кольца составляющую поверхностной плотности тока  $\eta_\varphi(\varphi, z)$ . Ее вид запишем в квазистатическом приближении по ширине кольца  $\eta_\varphi(\varphi, z) = f(\varphi) / \sqrt{1 - (z/h)^2}$ , где  $f(\varphi)$  – неизвестная функция, описывающая азимутальное распределение поверхностной плотности тока.



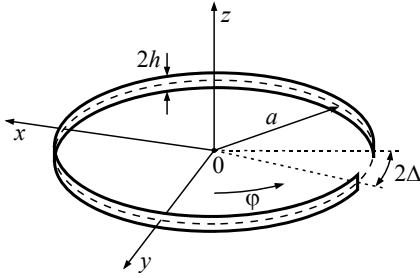


Рис. 2. Разомкнутое кольцо

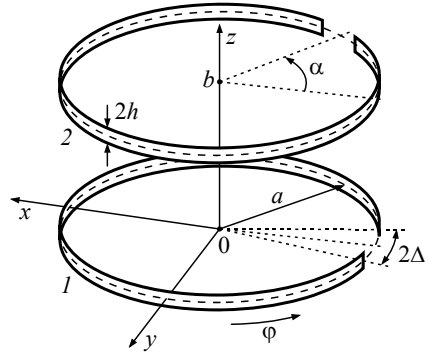


Рис. 3. Разомкнутые кольца, разнесенные по оси  $z$  на расстояние  $b$

Постановка задачи в таком приближении приводит к СИУ вида

$$k^2 \int_{-\xi}^{\xi} f(\varphi') R_1(\varphi; \varphi') d\varphi' - \int_{-\xi}^{\xi} f'(\varphi') R_2(\varphi; \varphi') d\varphi' -$$

$$-2k^2 \int_{-\xi}^{\xi} f(\varphi') \ln|\varphi - \varphi'| d\varphi' - \frac{2}{a^2} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{f'(\varphi')}{\varphi - \varphi'} d\varphi' = -\frac{4\pi ik}{aW_c} E_{\varphi}^{cm}(\varphi); \quad (4)$$

$$R_1(\varphi; \varphi') = \int_{-h}^h \frac{\cos(\varphi - \varphi')}{\sqrt{1 - \left(\frac{z'}{h}\right)^2}} \frac{e^{-ikL(\varphi; \varphi'; z')}}{L(\varphi; \varphi'; z')} dz' + 2 \ln|\varphi - \varphi'|,$$

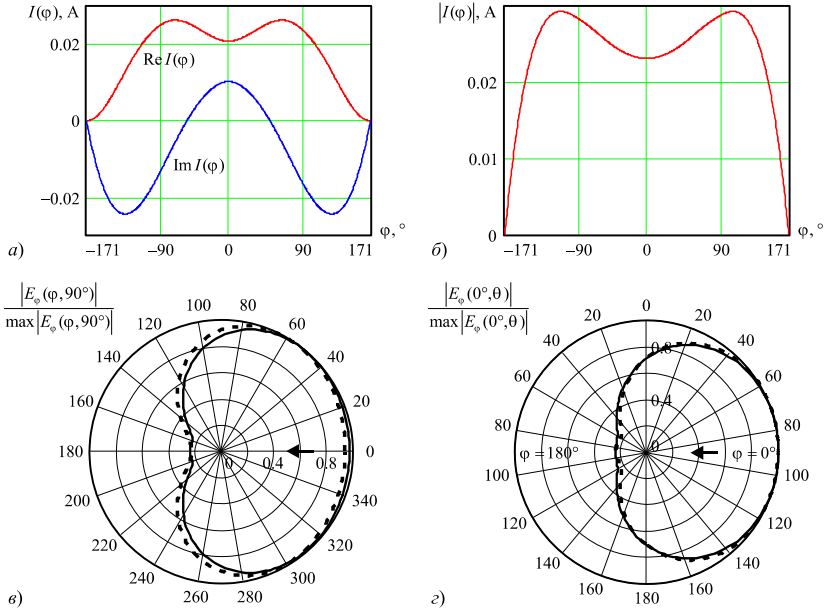
$$R_2(\varphi; \varphi') = \int_{-h}^h \frac{\sin(\varphi - \varphi')}{\sqrt{1 - \left(\frac{z'}{h}\right)^2}} \frac{ikL(\varphi; \varphi'; z') + 1}{L^3(\varphi; \varphi'; z')} e^{-ikL(\varphi; \varphi'; z')} dz' - \frac{2}{a^2(\varphi - \varphi')},$$

где  $L(\varphi; \varphi'; z') = \sqrt{2a^2(1 - \cos(\varphi - \varphi')) + z'^2}$ ;  $E_{\varphi}^{cm}(\varphi) = e^{ika \cos \varphi}$  при распространении волны против оси  $x$ .

СИУ (4) содержит логарифмическую особенность и особенность типа Коши. Для его решения использовался метод ортогонализирующей подстановки [Л14], при использовании которого интегральное уравнение переходит в систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). После решения системы были построены комплексные распределения токов, их абсолютные значения и диаграммы направленности рассеянного поля. На рис. 4 показан один из примеров подобного расчета. В этом случае рассматривалось падение ПЭМВ против оси  $x$ . Геометрические размеры

кольца, отнесенные к длине волны, равны:  $a/\lambda = 0.167$  и  $h/\lambda = 8.333 \cdot 10^{-3}$ . Угловая длина зазора  $2\Delta = 18^\circ$ .

Из рис. 4, в видно, что при определенных значениях размеров кольца, можно наблюдать отсутствие переизлучения в направлении  $180^\circ$ . Также в главе были приведены и другие случаи отсутствия поля в направлениях  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $270^\circ$ .



**Рис. 4.** Результаты моделирования для разомкнутого кольца при  $a/\lambda = 0.167$ ,  $h/\lambda = 8.333 \cdot 10^{-3}$  и  $2\Delta = 18^\circ$  (падение ПЭМВ показано стрелкой): а) распределение тока по кольцу; б) абсолютное значение тока; в) ДН рассеянного поля в азимутальной плоскости; г) ДН рассеянного поля в меридиональной при  $\varphi = 0^\circ$  плоскости. Сплошная линия – численный расчет с использованием самосогласованной модели, пунктирная линия – моделирование в CST Microwave Studio

В главе 2 «Однорезонансный упорядоченный метаматериал на основе двух разомкнутых колец, расположенных одно над другим» рассматривается задача дифракции ПЭМВ на двух разомкнутых кольцах, центры которых расположены на оси  $z$  и отстоят друг от друга на расстоянии  $b$  (рис. 3). Угловая длина колец –  $2\xi$ . Положение зазора второго кольца относительно зазора первого определяется углом  $\alpha$ , принимающего произвольные значения. Для нахождения поля рассеяния поверхностные

плотности токов считаются в квазистатическом приближении по ширине кольца.

Полученная система СИУ, записанная относительно неизвестных функций  $f^{(1)}(\varphi')$ ,  $f^{(2)}(\varphi')$  и их первых производных  $f^{(1)'}(\varphi')$ ,  $f^{(2)'}(\varphi')$ , которые определяют поверхностные плотности токов на кольцах, имеет следующий вид

$$\begin{aligned}
 & k^2 \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)}(\varphi') R_1^{(11)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)'}(\varphi') R_2^{(11)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - \\
 & - 2k^2 \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)}(\varphi') \ln|\varphi - \varphi'| d\varphi' - \frac{2}{a^2} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{f^{(1)'}(\varphi')}{\varphi - \varphi'} d\varphi' + \\
 & + k^2 \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)}(\varphi') R_1^{(21)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - \\
 & - \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)'}(\varphi') R_2^{(21)}(\varphi; \varphi') d\varphi' = -\frac{4\pi ik}{aW_c} E_{\varphi}^{cm}(\varphi);
 \end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}
 & k^2 \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)}(\varphi') R_1^{(12)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)'}(\varphi') R_2^{(12)}(\varphi; \varphi') d\varphi' + \\
 & + k^2 \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)}(\varphi') R_1^{(22)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)'}(\varphi') R_2^{(22)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - \\
 & - 2k^2 \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)}(\varphi') \ln|\varphi - \varphi'| d\varphi' - \\
 & - \frac{2}{a^2} \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} \frac{f^{(2)'}(\varphi')}{\varphi - \varphi'} d\varphi' = -\frac{4\pi ik}{aW_c} E_{\varphi}^{cm}(\varphi), \quad E_{\varphi}^{cm}(\varphi) = e^{ika \cos \varphi}.
 \end{aligned} \tag{6}$$

В выражениях (5)–(6) ядра  $R_1^{(11)}$ ,  $R_2^{(11)}$ ,  $R_1^{(21)}$ ,  $R_2^{(21)}$ ,  $R_1^{(12)}$ ,  $R_2^{(12)}$ ,  $R_1^{(22)}$  и  $R_2^{(22)}$  являются регулярными ядрами. Верхние индексы «1» и «2» у поверхностных плотностей токов  $f^{(1)}(\varphi')$  и  $f^{(2)}(\varphi')$  означают номер кольца.

После решения системы СИУ методом ортогонализирующей подстановки были получены искомые функции токов и построено их распределение по кольцу. Как и следовало ожидать, при отсутствии угла смещения  $\alpha$  одного кольца относительно другого, токи на обоих кольцах одинаковы. Сравнивая полученные диаграммы направленности (при  $\alpha = 0^\circ$ ) с диаграммами для одного кольца, можно сказать, что минимумы в случае двух колец становятся глубже.

В **главе 3** «Двухрезонансный упорядоченный метаматериал на основе кольцевых разомкнутых резонаторов» рассматривается структура из двух

разомкнутых колец, лежащих в одной плоскости, центры зазоров которых повернуты относительно друг друга на  $180^\circ$  (рис. 5). Радиус внутреннего кольца предполагается вдвое меньшим радиуса внешнего. Угловая длина полосок одинаковая и составляет  $2\xi$ . Такая система, как уже отмечалось, носит название кольцевого разомкнутого резонатора (*Split Ring Resonator*, SRR). Задача дифракции была решена не только для фиксированного расположения зазоров, но и обобщена на любую их взаимную ориентацию.

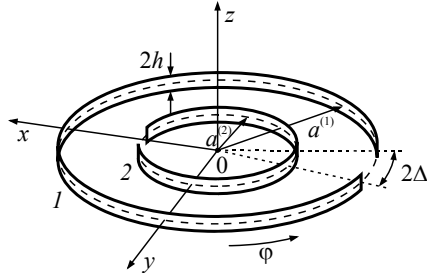


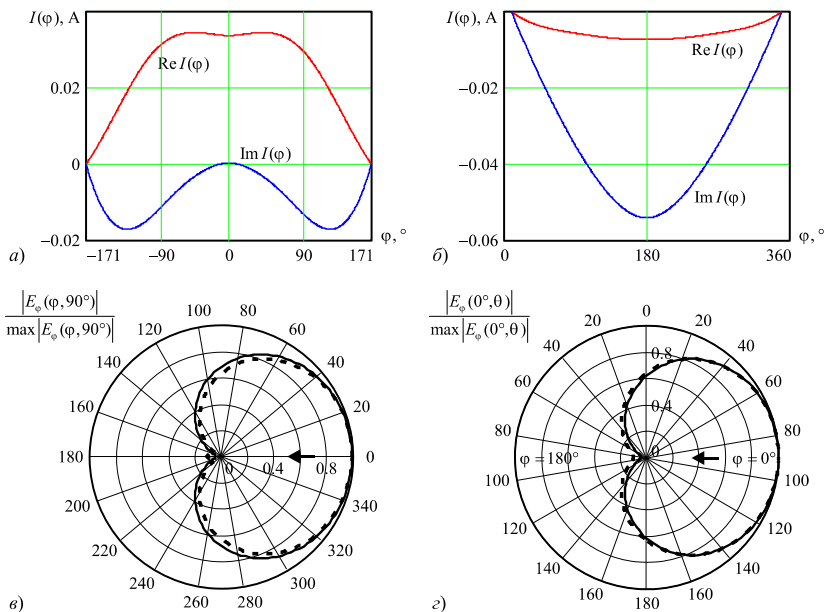
Рис. 5. Кольцевой разомкнутый резонатор

Поверхностные плотности токов, как и в предыдущих главах, будем рассматривать в квазистатическом приближении по  $z$ , поэтому система из двух сингулярных интегральных уравнений, записанных относительно азимутальных составляющих поверхностных плотностей токов на кольцах  $f^{(1)}(\varphi)$ ,  $f^{(2)}(\varphi)$  и производных этих функций  $f^{(1)'}(\varphi)$ ,  $f^{(2)'}(\varphi)$ , которые определяют поверхностные плотности токов на кольцах, примет вид:

$$\begin{aligned}
 & a^{(1)}k^2 \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)}(\varphi') R_1^{(11)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - a^{(1)} \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)'}(\varphi') R_2^{(11)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - \\
 & - 2a^{(1)}k^2 \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)}(\varphi') \ln|\varphi - \varphi'| d\varphi' - \frac{2}{a^{(1)}} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{f^{(1)'}(\varphi')}{\varphi - \varphi'} d\varphi' + \\
 & + a^{(2)}k^2 \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)}(\varphi') R_1^{(21)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - \\
 & - a^{(2)} \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)'}(\varphi') R_2^{(21)}(\varphi; \varphi') d\varphi' = -\frac{4\pi ik}{W_c} E_\varphi^{cm}(\varphi); \\
 & a^{(1)}k^2 \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)}(\varphi') R_1^{(12)}(\varphi; \varphi') d\varphi' - a^{(1)} \int_{-\xi}^{\xi} f^{(1)'}(\varphi') R_2^{(12)}(\varphi; \varphi') d\varphi' +
 \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned}
& +a^{(2)2}k^2 \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)}(\varphi')R_1^{(22)}(\varphi;\varphi')d\varphi' - a^{(2)2} \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)'}(\varphi')R_2^{(22)}(\varphi;\varphi')d\varphi' - \\
& -2a^{(2)2}k^2 \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} f^{(2)}(\varphi')\ln|\varphi-\varphi'|d\varphi' - \\
& -\frac{2}{a^{(2)}} \int_{\alpha-\xi}^{\alpha+\xi} \frac{f^{(2)'}(\varphi')}{\varphi-\varphi'}d\varphi' = -\frac{4\pi ik}{W_c} E_\varphi^{cm}(\varphi), \quad E_\varphi^{cm}(\varphi) = e^{ika \cos \varphi}
\end{aligned} \tag{8}$$

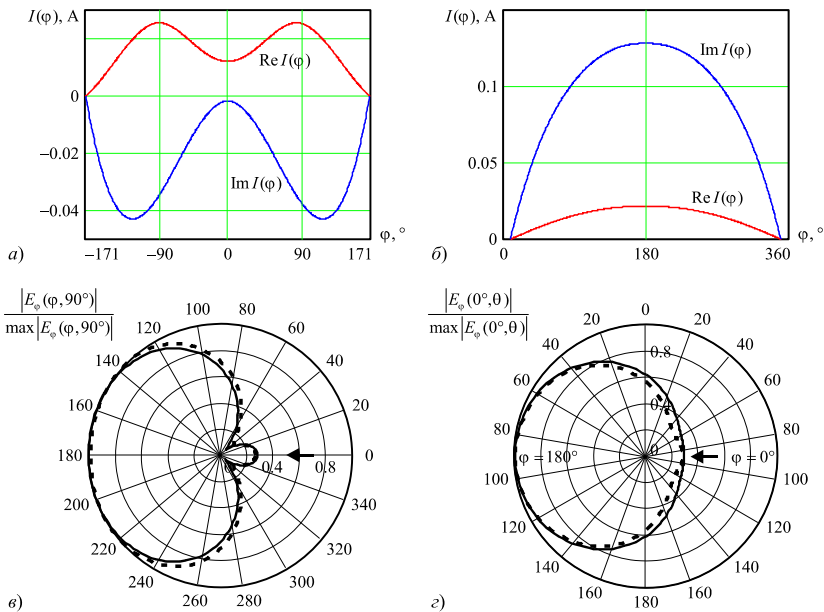
где  $R_1^{(11)}$ ,  $R_2^{(11)}$ ,  $R_1^{(21)}$ ,  $R_2^{(21)}$ ,  $R_1^{(12)}$ ,  $R_2^{(12)}$ ,  $R_1^{(22)}$  и  $R_2^{(22)}$  – известные регулярные ядра;  $a^{(1)}$  и  $a^{(2)}$  – радиусы первого и второго кольца соответственно;  $2\xi$  – угловая длина полосок;  $\alpha$  – угол смещения центра зазора второго кольца относительно центра зазора первого. Для кольцевого разомкнутого резонатора  $\alpha = 180^\circ$ .



**Рис. 6.** Результаты моделирования для кольцевого разомкнутого резонатора при  $a^{(1)}/\lambda = 0.127$ ,  $a^{(2)}/\lambda = 0.063$ ,  $h/\lambda = 6.333 \cdot 10^{-3}$  и  $2\Delta = 18^\circ$  (падение ПЭМВ показано стрелкой): распределения комплексных значений токов для первого (а) и второго кольца (б); ДН рассеянного поля в азимутальной (в) и меридиональной при  $\varphi = 0^\circ$  (г) плоскостях. Сплошная линия – численный расчет с использованием самосогласованной модели, пунктирная линия – моделирование в CST Microwave Studio

Система СИУ (7)–(8) была решена методом ортогонализирующей подстановки. Для различных длин волн падающей волны найдены распределения токов и построены диаграммы направленности поля рассеяния. Приведены случаи, когда наблюдается минимум переизлучения в прямом и обратном направлениях относительно падающей волны, а также максимум бокового излучения.

На рис. 6, *a* и *б* показаны распределения комплексных значений токов при  $a^{(1)}/\lambda = 0.127$ ,  $a^{(2)}/\lambda = 0.063$ ,  $h/\lambda = 6.333 \cdot 10^{-3}$  и  $2\Delta = 18^\circ$  (волна распространяется против оси  $x$ ). В этом случае наблюдается минимум поля рассеяния в направлении  $180^\circ$  (рис. 6, *в* и *г*). Он более глубокий, чем при дифракции ПЭМВ на одном кольце (рис. 4, *в* и *г*). Рассчитанные диаграммы направленности были сравнены с диаграммами, полученными в пакете CST Microwave Studio (рис. 6, *в* и *г*). Характер поля рассеяния в том и другом случае одинаковый.

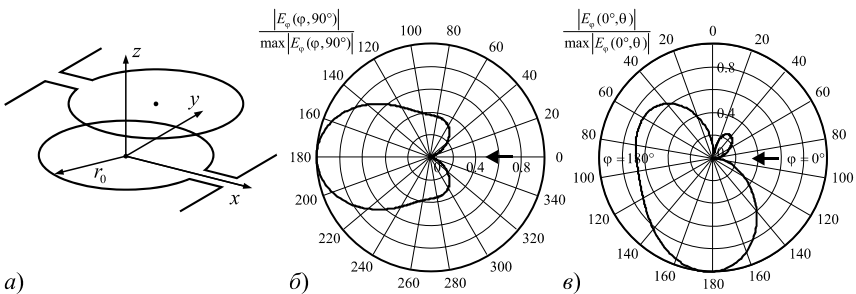


**Рис. 7.** Результаты моделирования для кольцевого разомкнутого резонатора при  $a^{(1)}/\lambda = 0.173$ ,  $a^{(2)}/\lambda = 0.087$ ,  $h/\lambda = 8.667 \cdot 10^{-3}$  и  $2\Delta = 18^\circ$  (падение ПЭМВ показано стрелкой): распределения комплексных значений токов для первого (*a*) и второго кольца (*б*); ДН рассеянного поля в азимутальной (*в*) и меридиональной при  $\varphi = 0^\circ$  (*г*) плоскостях. Сплошная линия – численный расчет с использованием самосогласованной модели, пунктирная линия – моделирование в CST Microwave Studio

При соотношениях  $a^{(1)}/\lambda = 0.173$ ,  $a^{(2)}/\lambda = 0.087$ ,  $h/\lambda = 8.667 \cdot 10^{-3}$  и  $2\Delta = 18^\circ$  обратное рассеяние ПЭМВ от структуры мало. На рис. 7, *a* и *б* приведены распределения комплексных токов для этого случая, а на рис. 7, *в* и *г* построены диаграммы направленности, полученные при численном моделировании, и их сравнение с результатами расчета в пакете CST Microwave Studio.

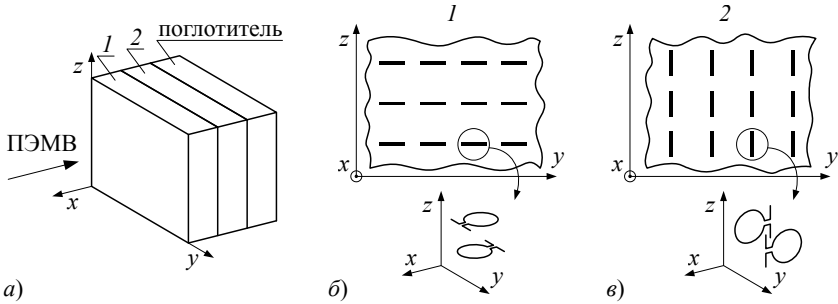
В главе 4 «Дифракция плоской электромагнитной волны на упорядоченных метаматериалах на основе частиц, содержащих разомкнутые кольца» были изучены электродинамические свойства частиц, построенных на основе разомкнутых колец. Одна из них – киральная частица (или частица Телледжена), другая – омега-частица. Их геометрии изображены на рис. 1, *в* и *г*.

Моделирование падения плоской электромагнитной волны на эти структуры проводилось в пакете CST Microwave Studio. Полученные диаграммы направленности аналогичны диаграммам для однорезонансного упорядоченного метаматериала на основе разомкнутого кольца, приведенные в главе 1. В главе также была рассмотрена задача дифракции ПЭМВ на двух омега-частицах, геометрия которых показана на рис. 8, *a*. Омега-частицы предполагаются бесконечно тонкими и идеально проводящими. Первая частица лежит в плоскости  $xoy$ , центр зазора находится на оси  $x$ . Вторая омега-частица является зеркальным отражением первой относительно плоскости  $yo z$ , смещенная по оси  $z$  на  $\lambda/4$ . Плоская волна падает на структуру в противоположном направлении оси  $x$  направления. При отношении радиуса кольца  $r_0$  омега-частицы к длине падающей волны  $\lambda$  равному 0.223 наблюдается отсутствие рассеяния в направлении падения волны (рис. 8, *б* и *в*).



**Рис. 8.** Падение ПЭМВ против оси  $x$  (показано стрелкой) на структуру из двух омега-частиц при  $r_0/\lambda = 0.223$ : *a*) геометрия задачи; *б*) диаграмма направленности рассеянного поля в азимутальной плоскости; *в*) диаграмма направленности рассеянного поля в меридиональной при  $\varphi = 0^\circ$  плоскости

На основе рассмотренной структуры из двух омега-частиц (рис. 8, *a*) предлагается построить упорядоченный метаматериал, который будет иметь малое обратное отражение. Материал будет состоять из трех слоев, которые формируются, согласно рис. 9.



**Рис. 9.** Малоотражающее покрытие на основе упорядоченного метаматериала: *a*) общий вид; *б*) первый слой; *в*) второй слой

В **заключении** сформулированы основные научные и практические результаты диссертационной работы.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Предложены новые физические модели однорезонансного и двухрезонансного упорядоченных метаматериалов, основанные на аналогии с магнитоупорядоченными средами – ферромагнетиком и антиферромагнетиком.

2. Построены математические модели однорезонансного и двухрезонансного упорядоченных метаматериалов на основе разомкнутого кольца, системы двух разомкнутых колец расположенных одно над другим, кольцевого разомкнутого резонатора, киральной частицы и омега-частицы: СИУ с особенностями типа Коши и логарифмическими особенностями относительно неизвестных функций и их первых производных, которые определяют азимутальные распределения поверхностных плотностей токов по структурам, в основе которых лежит разомкнутое кольцо.

3. Приведены численные результаты задач дифракции ПЭМВ на различных упорядоченных метаматериалах: комплексные распределения токов и диаграммы направленности. Проведен их анализ.

4. Предложена структура малоотражающего покрытия, состоящего из двух слоев упорядоченного метаматериала на основе двух связанных омега-частиц, позволяющее снизить долю отраженной волны и описан способ его изготовления.



## ОПУБЛИКОВАННЫЕ РАБОТЫ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Неганов В.А., Табаков Д.П., Градинарь И.М. Самосогласованный подход к электродинамическому анализу киральных структур // Антенны. 2009. № 8. С. 3–11.
2. Neganov V.A., Tabakov D.P., Gradinar I.M. Self-consistent approach to the electrodynamic analysis of the chiral structures // Progress in Electromagnetics Research M. 2010. Vol. 12. P. 107–113.
3. 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. 24–31.
4. Неганов В.А., Градинарь И.М. Электродинамические свойства тонкопроволочных металлических бианизотропных частиц для метаматериала // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2011. Т. 14. № 3. С. 31–37.
5. Градинарь И.М., Табаков Д.П., Чванова Т.Ю. Электродинамический анализ криволинейного полоскового вибратора, расположенного на цилиндрической поверхности // VII МНТК «Физика и технические приложения волновых процессов»: материалы конференции. Самара: Самарское книжное издательство, 2008. С. 224–226.
6. Неганов В.А., Табаков Д.П., Градинарь И.М. Корректный электродинамический анализ плоской кольцевой антенны // VIII МНТК «Физика и технические приложения волновых процессов»: материалы конференции. СПб.: Политехника, 2009. С. 168–169.
7. Неганов В.А., Табаков Д.П., Градинарь И.М. Применение СИУ к анализу малоотражающих киральных структур // XVI Российская научная конференция профессорско-преподавательского состава, научных сотрудников и аспирантов: материалы конференции. Самара: ПГУТИ, 2009. С. 32–34.
8. Градинарь И.М. Задача дифракции на структуре из двух разомкнутых колец, расположенных одно над другим // IX МНТК «Физика и технические приложения волновых процессов»: материалы конференции. Челябинск: ЧелГУ, 2010. С. 13–14.
9. Градинарь И.М. Самосогласованный подход к электродинамическому анализу киральных структур // XVII Российская научная конференция профессорско-преподавательского состава, научных сотрудников и аспирантов: материалы конференции. Самара: ПГУТИ, 2010. С. 30.
10. Градинарь И.М. Задача дифракции на структуре из двух разомкнутых колец, расположенных одно над другим // X МНТК «Физика и технические приложения волновых процессов»: материалы конференции. Самара: ООО «Книга», 2011. С. 153–155.
11. Градинарь И.М. Задача дифракции на структуре из двух разомкнутых колец, расположенных одно над другим // XVIII Российская научная конференция профессорско-преподавательского состава, научных сотруд-

ников и аспирантов: материалы конференции. Самара: ПГУТИ, 2011. С. 33.

## ЛИТЕРАТУРА

Л1. Metamaterials: Physics and Engineering Explorations / ed. by N. Engheta, R.W. Ziolkowski. Hoboken: John Wiley & Sons, 2006. 414 p.

Л2. Pendry J. A chiral route to negative refraction // Science. 2004. V. 306. P. 1353–1355.

Л3. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями  $\varepsilon$  и  $\mu$  // Успехи физических наук. 1967. Т. 92. Вып. 3. С. 517–526.

Л4. 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.

Л5. Tretyakov S.A. Research on negative refraction and backward-wave media: a historical perspective // EPFL Latsis Symposium 2005. Negative Refraction: Revisiting Electromagnetics from Microwave to Optics. February 28 – March 2, 2005. Lausanne, Switzerland. P. 30–35.

Л6. Kamenetskii E.O., Sigalov M., Shavit R. Tellegen particles and magnetoelectric metamaterials // Journal of Applied Physics. 2009. V. 105. P. 1–15.

Л7. Simovski C.R., Belov P.A., He S. Backward wave region and negative material parameters of a structure formed by lattices of wires and split-ring resonators // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2003. V. 31. № 10. P. 2582–2591.

Л8. Кондраатьев М.С. Аналитическое и численное исследование регулярных структур бианизотропных частиц // Вестник молодых ученых. Физические науки. 2000. Вып. 1. С. 41–57.

Л9. Неганов В.А., Табаков Д.П., Градинарь И.М. Самосогласованный подход к электродинамическому анализу киральных структур // Антенны. 2009. Вып. 8(147). С. 3–11.

Л10. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.

Л11. Неганов В.А. Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики: линии передачи, антенны, дифракция электромагнитных волн. М.: Сайнс-Пресс, 2008. 432 с.

Л12. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 223 с.

Л13. Taflove A., Hagness S.C. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method; 3rd ed. London: Artech House Publishers, 2005. 1038 p.

Л14. Неганов В.А., Нефедов Е.И., Яровой Г.П. Электродинамические методы проектирования устройств СВЧ и антенн: учебное пособие для вузов / под ред. Неганова В.А. М.: Радио и связь, 2002. 416 с.