

На правах рукописи

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Клюев' (Kluyev).

Клюев Дмитрий Сергеевич

**ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ
ЗЕРКАЛЬНЫХ И ПОЛОСКОВЫХ АНТЕНН**

01.04.03 – Радиоп физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Самара – 2012

Работа выполнена на кафедре основ конструирования и технологии радиотехнических систем
Федерального государственного образовательного бюджетного учреждения высшего профессионального образования
«Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики» (ФГОБУ ВПО ПГУТИ)

Научный консультант:

Доктор физико-математических наук, профессор
Неганов Вячеслав Александрович
(Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики)

Официальные оппоненты:

Заслуженный профессор МГУ,
доктор физико-математических наук, профессор
Ильинский Анатолий Серафимович
(Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова)

Доктор технических наук, профессор
Пономарёв Леонид Иванович
(Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет))

Заслуженный деятель науки РФ,
доктор технических наук, профессор
Равский Сергей Борисович
(Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева)

Ведущая организация:

ФГУП «Государственный научно-производственный ракетно-космический центр «ЦСКБ-Прогресс», г. Самара

Защита состоится « 16 » марта 2012 г. в 12 часов на заседании диссертационного совета Д219.003.01 при Поволжском государственном университете телекоммуникаций и информатики по адресу: 443010, г. Самара, ул. Льва Толстого, 23.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ПГУТИ.

Автореферат разослан « » февраля 2012 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д219.003.01,
доктор физико-математических наук



О.В. Осипов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. При анализе действующих антенн, а особенно при разработке новых типов антенн перед специалистами встает задача определения параметров излучателей: входного сопротивления, сопротивления излучения, диаграммы направленности. Помимо характеристик антенн в режиме передачи, немаловажно с заданной точностью рассчитать их характеристики в режиме радиоприема. Особенно важно знать эффективную поверхность рассеяния (ЭПР) антенны, т.к. в настоящее время в связи с разработкой эффективных радиопоглощающих материалов обшивки боевых целей (самолетов, кораблей, танков и т.д.), а также оптимизацией их геометрических форм, особенно самолетов, отражающая способность этих объектов стала определяться в основном рассеивающими свойствами антенн, устанавливаемых на них [Л1].

Существующие в настоящее время программы расчета антенн для ПЭВМ (в основном зарубежного производства), основанные на общих численных методах решения уравнений Максвелла, продаются как готовый «закрытый» продукт, внутреннее содержание которого, как правило, не раскрывается. Поэтому оценка погрешности расчетов с помощью таких программ, требующих громадных затрат вычислительных ресурсов, практически невозможна. Более того, общие алгоритмы, построенные на основе общих вычислительных методов, зачастую могут быть неустойчивыми.

Задача строгого расчета параметров любой антенны обычно решается в два этапа. На первом этапе (внутренняя задача анализа антенны) определяют электрические и магнитные токи на некоторой виртуальной поверхности, которую в дальнейшем будем называть поверхностью излучения. На втором этапе (внешняя задача анализа антенны) по найденным токам на поверхности излучения определяют электромагнитное поле в любой точке пространства. К настоящему времени решение внешней задачи по известному распределению токов для большинства известных излучателей особой проблемы не представляет. Почти все проблемы, связанные с построением адекватных физических и математических моделей излучающих систем, относятся к внутренним задачам анализа теории антенн.

Математические модели многих внутренних задач теории антенн сводятся к одномерным, хорошо изученным, сингулярным интегральным уравнениям (СИУ): для вибраторных, рамочных, спиральных и др. [Л2]. Сложнее обстоит дело с антен-

нами, краевые задачи для которых сводятся к двумерным СИУ. Наиболее типичным представителем такой излучающей системы является зеркальная антенна.

Обычно анализ зеркальной антенны сводится к решению задачи дифракции электромагнитной волны, возбуждаемой облучателем, на рефлекторе (зеркале). Как известно, существует три основных метода решения подобных задач: метод геометрической оптики, метод физической оптики и метод интегральных уравнений.

Метод геометрической оптики заимствован из классической теории света. В его основе лежат закон Снеллиуса и принцип Ферма, которые применимы лишь для зеркал сверхбольших электрических размеров. Данный метод использован в [Л3] для анализа зеркальной антенны с диаграммой направленности специальной формы. В [Л4] этим же методом исследовано поле излучения параболической антенны в случае ее возбуждения импульсным полем. В [Л5] даже рассчитано поле в ближней зоне антенны таким методом, что в корне неверно. Поле, отраженное зеркалом, в ближней зоне имеет все шесть компонент (три компоненты вектора \vec{E} и три компоненты вектора \vec{H}), даже если оно облучается поляризованной волной, а метод геометрической оптики не учитывает векторный характер поля, поэтому для его анализа в ближней зоне он неприменим, его можно использовать лишь для дальней зоны, где волна является чисто поперечной. В методе геометрической оптики вообще понятие "поле" не вводится.

Метод физической оптики состоит в определении электромагнитного поля излучения по известному распределению возбуждающего поля на плоской поверхности раскрыва зеркала (апертуре) в соответствии с теоремой эквивалентности. Пренебрегая влиянием ряда факторов, считают, что излучающей поверхностью является только апертура. Для упрощения задачи излучением относительно малых электрических поверхностных токов на теневой стороне зеркала пренебрегают. Данный подход имеет очень много ограничений. Он неприменим для рефлекторов с малыми электрическими размерами, а также в том случае, если локальный радиус кривизны рефлектора не везде достаточно велик по сравнению с длиной волны. В добавок ко всему этот метод не учитывает краевые эффекты на кромках зеркала. Еще одним ограничением является то, что этот метод не учитывает многократного рассеяния, т.е. он не учитывает обратное воздействие рефлектора на облучатель и им невозможно рассчитать дифракцию на несколь-

ких телах. Данный подход дает неудовлетворительные результаты, если рефлектор относится к группе самозатеняющихся [Л6]. А самое главное — им невозможно корректно рассчитать электромагнитное поле в ближней зоне антенны. Но все же метод физической оптики точнее метода геометрической оптики. Применение этого метода к расчету ЭПР зеркальных антенн описано в [Л7].

Большинства из вышеописанных недостатков лишен метод интегральных уравнений. Общий подход к решению задач дифракции таким методом развит в работах Ильинского А.С. В [Л8,Л9] последовательно исследуются математические модели теории дифракции, дано математическое обоснование корректности математических задач. Исследованы вопросы существования и единственности решений задач теории дифракции.

Метод интегральных уравнений заключается в определении поля, рассеянного зеркалом, по наведенным на нем токам. Функции распределения токов на поверхности зеркала определяются из решения интегрального уравнения (ИУ). Другими словами, из решения краевой задачи на поверхности зеркала с учетом граничных условий. Этот метод намного сложнее методов физической и геометрической оптики. Самой большой трудностью при решении ИУ является наличие сингулярности в его ядре. Этому методу в литературе уделяется очень мало внимания, по-видимому, из-за его сложности. Хорошо описаны методы решения СИУ с традиционными «слабыми» одномерными сингулярностями: логарифмическими, Коши и Гильберта. При анализе зеркальных антенн возникают мало изученные гиперсингулярности [Л10,Л11], т.е. сингулярности более сильные, чем указанные выше, кроме того, они являются двумерными. Двумерные особенности также мало изучены. Вторая причина (в литературе она практически не обсуждается) является следствием следующего обстоятельства. Обычно при расчете любой антенны (в том числе и зеркальной) анализируется поле в ее дальней зоне, и, как правило, не обращается внимание на то, что традиционные методы не применимы для анализа электромагнитного поля (ЭМП) в ближней зоне антенны (любой) [Л2,Л12]. Более того, отсутствует предельный переход ЭМП к плотности тока на поверхности антенны $\vec{\eta}$, т.к. известно, что поверхностная плотность тока $\vec{\eta}$ связана с напряженностью магнитного поля \vec{H} соотношением $\vec{\eta} = [\vec{n}_0, \vec{H}]$, где \vec{n}_0 — вектор нормали к поверхности, на которой находится функция $\vec{\eta}$, которая, как правило, определяется из ИУ первого рода, со-

держашего в неявном виде особенности (сингулярности), когда точка источника совпадает с точкой наблюдения. Типичная ситуация — уход от сингулярностей, например, с помощью разнесения точек наблюдения и источников. В результате возникает ИУ Фредгольма первого рода. Наиболее известные уравнения такого типа — уравнения Поклингтона и Халлена для вибраторной антенны. Таким образом, задача определения поверхностной плотности тока \vec{j} на любой антенне без учета сингулярностей в ИУ первого рода является математически некорректной [Л2,Л12,Л20], поэтому небольшие ошибки в \vec{j} могут привести к огромным (в литературе даже есть термин «катастрофическим») ошибкам для ЭМП. В связи с вышесказанным необходима регуляризация при определении \vec{j} .

В работе [Л13] предпринята попытка корректно подойти к численному решению задачи дифракции на незамкнутых поверхностях произвольной формы. Однако, эта работа имеет ряд недостатков. Неизвестными функциями в системе СИУ (6) (ссылки на формулу (6) на этой странице относятся к работе [Л13]) являются проекции плотности тока на единичные орты криволинейной системы координат не в точке источника, как это должно быть, а в точке наблюдения, как будет показано ниже, в криволинейных системах координат они, в отличие от декартовой, не равны друг другу, причем эти функции в [Л13] являются функциями только координат точки источника, а это неверно, так как проекции вектора плотности тока, протекающего в точке источника, на единичные орты в точке наблюдения должны быть функциями координат как точек источника, так и точек наблюдения. Другими словами, в [Л13] непонятно, что выступает в качестве неизвестных функций в системе СИУ (6). Численный алгоритм решения системы СИУ, предложенный в этой статье, является ни чем иным, как методом дискретных вихрей, разработанным Лифановым И.К. [Л14]. Данный алгоритм в том виде, в котором он описан в [Л13], даже при его реализации на современных ЭВМ, позволяет рассчитывать распределения токов только на зеркалах электрически малых размеров (размер апертуры которых не более $2\lambda \times 2\lambda$), естественно при условии корректно составленной системы СИУ.

Одной из главных тенденций развития современной радиоэлектроники СВЧ является миниатюризация габаритных размеров конечных устройств. Значительные успехи в этом направлении получены при самом широком использовании в СВЧ-модулях микрополосковых антенн (МПА). Пристальный

интерес исследователей и разработчиков связан с известными достоинствами этого класса антенн: улучшенными массогабаритными характеристиками, возможностью применения современных технологий при серийном производстве как излучателей, так и устройств возбуждения, согласования и управления характеристиками излучения таких антенн. Основой МПА является слоистый диэлектрик, который выполняет как определенные «электрические», так и конструктивные функции. Неоднородность поперечной структуры устройства усложняет механизм излучения электромагнитных волн (дополнительные потери в диэлектрике, поляризационные эффекты, появление комплексных волн). Комплексные волны в электродинамических структурах впервые обнаружены Раевским С.Б. В [Л15,Л16] рассмотрены вопросы теории и практического применения комплексных волн в направляющих электродинамических структурах. В работах [Л17,Л18] внутренняя задача анализа микрополоскового вибратора сведена к ИУ относительно плотности тока на его поверхности. Ядро данного ИУ в неявном виде содержит особенность, которую авторы не учитывают и сводят это уравнение к ИУ Фредгольма первого рода. Кроме этого, предложенное ИУ справедливо лишь для тонких полосок, у которых ширина много меньше их длины и длины волны. Корректный расчет полосково-целевых линий передачи и базовых элементов на их основе описан в [Л19].

Поэтому возникает необходимость построения строгих электродинамических и математических моделей, основанных на СИУ, решение которых относится к корректным задачам, а также устойчивых алгоритмов решения внутренних и внешних электродинамических задач для двумерных излучающих структур, таких как зеркальные антенны и микрополосковые излучатели произвольной ширины. Разработка таких моделей и алгоритмов позволит создавать принципиально новые быстродействующие САПР, позволяющие рассчитывать антенны данного типа с точностью существенно превышающей максимально возможную в существующих САПР. Точный расчет позволяет существенно снизить материально-временные затраты на конечную доводку и настройку разрабатываемых антенн. Для излучателей, математические модели которых основаны на одномерных СИУ в [Л12] разработан метод устранения некорректностей [Л20], который назван методом физической регуляризации (в литературе иногда он называется самосогласованным методом).

Целью диссертационной работы является разработка строгой электродинамической теории зеркальных и полосковых антенн, основанной на математическом аппарате СИУ.

Основные задачи работы:

- разработка строгого самосогласованного метода решения задач дифракции электромагнитных волн на конечных экранах произвольной формы. Под самосогласованным методом понимается вывод сингулярных интегральных представлений (СИП) ЭМП антенны, которые на ее поверхности естественным образом переходят в СИУ относительно тангенциального ЭМП на этой поверхности;

- строгое решение задач дифракции электромагнитных волн на плоском экране и экране в форме параболического цилиндра;

- решение в строгой самосогласованной постановке внутренней и внешней задач анализа зеркальных и полосковых антенн.

Рассмотрены следующие антенны:

- а) зеркальная антенна с плоским рефлектором;
- б) зеркальная антенна с рефлектором в виде параболического цилиндра;
- в) микрополосковая вибраторная антенна;
- г) полосковая рамочная (кольцевая) антенна.

Научная новизна работы состоит в разработке теоретических положений, совокупность которых можно классифицировать как новое крупное научное достижение в теории антенн, а именно:

1. Разработан строгий самосогласованный метод решения задач дифракции электромагнитных волн на конечных экранах произвольной формы. Получены численные результаты для следующих экранов: плоский и в виде параболического цилиндра.

2. Самосогласованным методом строго решены внутренняя и внешняя задачи для зеркальных антенн с плоским рефлектором и рефлектором в виде параболического цилиндра.

3. Учтена отраженная от рефлектора волна, изменяющая распределение плотности тока на поверхности облучателя, что позволяет оценить степень рассогласования входа антенны и искажения диаграммы направленности.

4. Самосогласованным методом решена внутренняя задача анализа микрополоскового вибратора произвольной длины и ширины.

5. При анализе микрополоскового вибратора самосогласованным методом установлено наличие в нем резонансов при определенных значениях толщины подложки, что ранее никем не было замечено.

Научная и практическая значимость

1. Распределения суммарной плотности токов, наводимых падающей электромагнитной волной на обеих сторонах (освещенной и затененной) конечных экранов: плоского и в форме параболического цилиндра.
2. Диаграммы рассеяния вышеуказанными экранами падающей волны.
3. Исследованы распределения плотности токов на поверхности рефлектора и облучателя зеркальной антенны с плоским рефлектором и рефлектором в виде параболического цилиндра, их диаграммы направленности и оценки входного сопротивления.
4. Методика строгого расчета ЭПР зеркальных антенн, основанная на самосогласованном методе.
5. Зависимости входного сопротивления микрополоскового вибратора от его длины и толщины подложки при различных значениях ее диэлектрической проницаемости.

Самой важной ценностью данной работы является то, что разработанный в данной диссертации самосогласованный метод расчета зеркальных и полосковых антенн позволяет рассчитывать поля рассеяния и излучения антенн в любой точке пространства, в том числе и в ближней зоне, включая плотность тока на поверхности антенны.

Результаты, полученные в диссертации, имеют большое значение применительно к вопросам, связанным с практическим применением рассмотренных антенн для излучения и приема электромагнитных волн. Кроме того, результаты, полученные в данной работе (в частности, методика строгого расчета ЭПР) крайне полезны для решения задач по снижению радиолокационной заметности боевых целей, т.к. отражающая способность современных боевых самолетов и кораблей определяется в основном рассеивающими свойствами антенн, устанавливаемых на них. Результаты работы внедрены в ФГУП «НИИ «Экран» (г. Самара), ФГУП ФНПЦ «Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова» (г. Н. Новгород).

Основные положения, выносимые на защиту

1. Самосогласованные математические модели задач дифракции электромагнитных волн на конечных экранах произвольных форм: системы ГСИУ относительно неизвестных компонент плотности тока на поверхности экрана.
2. Самосогласованные математические модели зеркальных антенн, учитывающие взаимное влияние рефлектора и облучателя друг на друга: системы ГСИУ относительно неизвестных компонент плотности тока на поверхностях рефлектора и облучателя.

3. Численный алгоритм решения систем ГСИУ, основанный на комбинации метода коллокации и метода дискретных вихрей.
4. Результаты численного электродинамического анализа зеркальных антенн с плоским рефлектором и рефлектором в виде параболического цилиндра: результаты исследований распределений плотности токов на поверхности рефлектора и облучателя и диаграмм направленности; влияние формы рефлектора на диаграмму направленности; расчеты входного сопротивления.
5. Результаты численного электродинамического анализа микрополоскового вибратора: зависимости входного сопротивления от геометрических размеров вибратора и параметров подложки, обнаружение ранее никем не выявленных резонансов в микрополосковом вибраторе при определенных толщинах подложки.
6. Самосогласованные математические модели узких полосковых рамочных и вибраторных антенн: СИУ с ядрами Гильберта и Коши относительно производной функции, описывающей продольное распределение плотности тока на поверхности антенны.
7. Результаты численного электродинамического анализа узких полосковых рамочных и вибраторных антенн: распределения токов на их, зависимости входного сопротивления от длины, диаграммы направленности.

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на IX, X, XII, XIV, XV, XVI, XVII, XVIII Российских научных конференциях профессорско-преподавательского состава, научных сотрудников и аспирантов Поволжского государственного университета телекоммуникаций и информатики (Самара, 2002-2011); на I-X Международных научно-технических конференциях «Физика и технические приложения волновых процессов» (Самара, 2001, 2003; Волгоград, 2004; Нижний Новгород, 2005; Самара, 2006; Казань, 2007; Самара, 2008; Санкт-Петербург, 2009; Челябинск, 2010; Самара, 2011); VII Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» (Воронеж, 2001); IX Международной научно-технической конференции «Оптические, радиоволновые и тепловые методы и средства контроля качества материалов, промышленных изделий и окружающей среды» (Ульяновск, 2004); Всероссийской научно-технической конференции, посвященной 50-летию образования ЦСКБ-Прогресс и 90 летию со дня рождения Д.И. Козлова «Актуальные проблемы ракетно-космической техники и ее роль в устойчивом социально-экономическом развитии общества» (Самара, 2009).

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 57 работ, в том числе 21 статья в журналах, рекомендованных ВАК.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения, списка использованных источников из 125 наименований, содержит 253 страницы текста, в том числе 105 рисунков.

Личный вклад автора

3 статьи в журналах, рекомендованных ВАК, опубликованы соискателем без соавторов. В остальных работах: математические выкладки, численные расчеты, анализ полученных результатов и оформление их для публикации. Все результаты данной диссертационной работы получены автором лично.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, определены цели и задачи исследования, показана новизна и практическая ценность работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 «Общий подход к постановке и решению электродинамических задач анализа зеркальных антенн с произвольной формой рефлектора» посвящена разработке общего подхода к постановке и решению внутренних и внешних электродинамических задач анализа многозеркальных антенн с произвольной формой рефлекторов и облучателей. Проведено обобщение метода физической регуляризации некорректных задач электродинамики [Л12] на случай одно- и многозеркальных антенн. Краевые задачи сведены к системе гиперсингулярных интегральных уравнений (ГСИУ) относительно неизвестных функций распределения составляющих плотности тока на поверхностях рефлекторов и облучателей. Разработан численный метод решения полученных систем ГСИУ.

На первом этапе была решена задача дифракции электромагнитной волны на одиночном конечном криволинейном экране. Краевая задача сведена к системе ГСИУ относительно неизвестных составляющих плотности тока на поверхности экрана. В основе вывода ГСИУ лежит известное выражение связывающее вектор напряженности электрического поля \vec{E} с векторным электродинамическим потенциалом \vec{A} :

$$i\omega\epsilon_0\vec{E} = k^2\vec{A} + \text{grad div } \vec{A}, \quad (1)$$

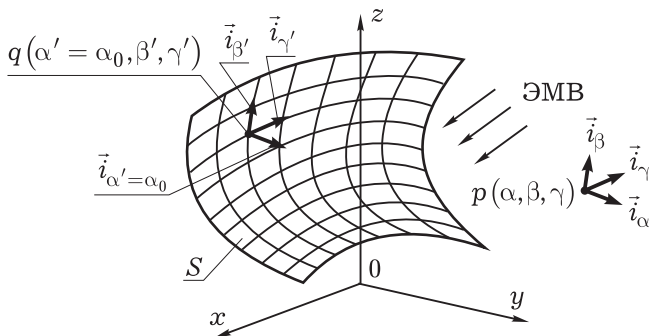


Рис. 1. Геометрия задачи дифракции в главе 1

где ω — циклическая частота, ε_0 — электрическая постоянная, ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды, окружающая антенну, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны,

$$\bar{A}(p) = \int_S \bar{\eta}(q) G(p, q) dq, \quad (2)$$

где $\bar{\eta}(q)$ — поверхностная плотность тока, $G(p, q)$ — функция Грина, равная

$$G(p, q) = \frac{e^{-ikR(p, q)}}{4\pi R(p, q)}, \quad (3)$$

$R(p, q)$ — расстояние между точкой наблюдения и точкой источника; p, q — координаты точки наблюдения и точки источника, соответственно; S — излучающая поверхность.

На втором этапе был осуществлен переход от векторного выражения (1) к скалярным. Была использована система криволинейных координат α, β, γ . Связь криволинейных координат с декартовыми в общем случае определяется формулами $x = x(\alpha, \beta, \gamma)$, $y = y(\alpha, \beta, \gamma)$, $z = z(\alpha, \beta, \gamma)$. При переходе к скалярным выражениям был учтен тот факт, что проекции вектора $\bar{\eta}$ на единичные орты $\vec{i}_\alpha, \vec{i}_\beta, \vec{i}_\gamma$ в точке источника q и проекции вектора $\bar{\eta}$ на единичные орты $\vec{i}_\alpha, \vec{i}_\beta, \vec{i}_\gamma$ в точке наблюдения p связаны друг с другом через матрицу ортогонального поворота. Записаны формулы для определения элементов этой матрицы. Явный вид полученных выражений не приводится в автореферате в виду их громоздкости.

Использовалась следующая физическая модель излучающей структуры. Пусть излучающая поверхность S (экран) совпадает с частью координатной поверхности $\alpha = \alpha_0$ (рис. 1), ограниченной по координате β отрезком $[\beta_1, \beta_2]$, а по координате γ — от-

резком $[\gamma_1, \gamma_2]$. Будем считать S бесконечно тонкой и идеально проводящей. Под действием падающей монохроматической электромагнитной волны на поверхности экрана наводятся токи, возбуждающие волну, которую будем называть отраженной. Плотность полного тока, наведенного на поверхности S (т.е. сумма плотностей токов, наведенных на обеих ее сторонах) будет иметь лишь две составляющие (касательные к поверхности S) — $\eta_{\beta'}$ и $\eta_{\gamma'}$, а нормальная составляющая к поверхности S : $\eta_{\alpha'} = 0$. Здесь и далее координаты со штрихом означают координаты точки источника q , а без штрихов — точки наблюдения p .

Далее, после применения граничных условий для тангенциальных компонент напряженности электрического поля на идеально проводящей поверхности S :

$$\vec{E}_T^{\text{inc}} + \vec{E}_T^{\text{ref}} = 0,$$

где \vec{E}_T^{inc} , \vec{E}_T^{ref} — тангенциальные составляющие векторов напряженности электрических полей падающей и отраженной волн, соответственно, были получены ИУ относительно неизвестных компонент плотности тока на поверхности S . Ядра этих ИУ содержат особенности порядка $1/R^5$, поэтому данные уравнения являются гиперсингулярными. Для решения системы ГСИУ из ядер были выделены особенности, т.е. ядра были представлены в виде суммы регулярной и сингулярной частей.

$$\begin{aligned} -i\omega\epsilon\epsilon_0 E_p^{\text{inc}} &= \int_{\beta_1}^{\beta_2} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \left[k^2 (\eta_{\beta'} \xi_{\beta'p} + \eta_{\gamma'} \xi_{\gamma'p}) \Delta G + \right. \\ &+ \frac{1}{h_p} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{h_\alpha} \frac{\partial \Delta G}{\partial \alpha} (\eta_{\beta'} \xi_{\beta'\alpha} + \eta_{\gamma'} \xi_{\gamma'\alpha}) + \frac{1}{h_\beta} \frac{\partial \Delta G}{\partial \beta} (\eta_{\beta'} \xi_{\beta'\beta} + \eta_{\gamma'} \xi_{\gamma'\beta}) + \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{h_\gamma} \frac{\partial \Delta G}{\partial \gamma} (\eta_{\beta'} \xi_{\beta'\gamma} + \eta_{\gamma'} \xi_{\gamma'\gamma}) \right) \right] h_{\beta'} h_{\gamma'} d\beta' d\gamma' + \\ &+ \int_{\beta_1}^{\beta_2} \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \left[k^2 (\eta_{\beta'} \xi_{\beta'p} + \eta_{\gamma'} \xi_{\gamma'p}) G_0 + \frac{1}{h_p} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{h_\alpha} \frac{\partial G_0}{\partial \alpha} (\eta_{\beta'} \xi_{\beta'\alpha} + \eta_{\gamma'} \xi_{\gamma'\alpha}) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{h_\beta} \frac{\partial G_0}{\partial \beta} (\eta_{\beta'} \xi_{\beta'p} + \eta_{\gamma'} \xi_{\gamma'p}) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{h_\gamma} \frac{\partial G_0}{\partial \gamma} (\eta_{\beta'} \xi_{\beta'\gamma} + \eta_{\gamma'} \xi_{\gamma'\gamma}) \right) \right] h_{\beta'} h_{\gamma'} d\beta' d\gamma', \quad p = \beta, \gamma, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\Delta G = G - G_0, \quad G = \frac{e^{-ikR}}{4\pi R}, \quad G_0 = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{R} - ik - \frac{k^2 R}{2} \right),$$

$$R = \left[(x(\alpha, \beta, \gamma) - x(\alpha', \beta', \gamma'))^2 + (y(\alpha, \beta, \gamma) - y(\alpha', \beta', \gamma'))^2 + (z(\alpha, \beta, \gamma) - z(\alpha', \beta', \gamma'))^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

(фактически функция G_0 является произведением разложения функции $\exp(-ikR)$ в ряд Тейлора в окрестности точки $R = 0$ на R^{-1} , т.е. описывает асимптотическое поведение функции Грина G при $R \rightarrow 0$, поэтому ядра, содержащие ΔG и производные от нее до второго порядка (т.к. взяты первые три члена ряда Тейлора) не имеют особенностей при $R = 0$ и являются регулярными, а ядра, содержащие G_0 и производные от нее являются сингулярными и гиперсингулярными. Выделение особенностей из ядер в таком виде в дальнейшем позволит построить устойчивый численный алгоритм решения системы ГСИУ; E_β^{inc} , E_γ^{inc} — известные выражения для β и γ составляющих напряженности электрического поля падающей волны; $\eta_{\beta'}$, $\eta_{\gamma'}$ — проекции вектора $\vec{\eta}$ на орты $\vec{i}_{\beta'}$, $\vec{i}_{\gamma'}$ в точке источника $q(\alpha', \beta', z')$; $\xi_{v'u}$ — элементы матрицы ортогонального поворота ($v' = \alpha', \beta', \gamma'$; $u = \alpha, \beta, \gamma$) равные:

$$\xi_{v'u} = \frac{1}{h_{v'}} \frac{1}{h_u} \left(\frac{\partial x'}{\partial v'} \frac{\partial x}{\partial u} + \frac{\partial y'}{\partial v'} \frac{\partial y}{\partial u} + \frac{\partial z'}{\partial v'} \frac{\partial z}{\partial u} \right),$$

где h_u и $h_{v'}$ — коэффициенты Ламе. Фактически элементы матрицы ортогонального поворота $\xi_{v'u}$ представляют собой проекции единичного орта $\vec{i}_{v'}$ в точке источника на единичный орт \vec{i}_u в точке наблюдения. Здесь следует заметить, что матрица ортогонального поворота является единичной лишь в случае декартовой системы координат.

Затем на основе разработанного метода решения задачи дифракции на одиночном конечном криволинейном экране разработан метод решения внутренних и внешних задач анализа многозеркальных антенн с произвольной формой рефлекторов и облучателей (рис. 2). Каждый n -й излучатель привяжем к системе координат. В общем случае это — криволинейная система координат, причем для удобства дальнейших расчетов для каж-

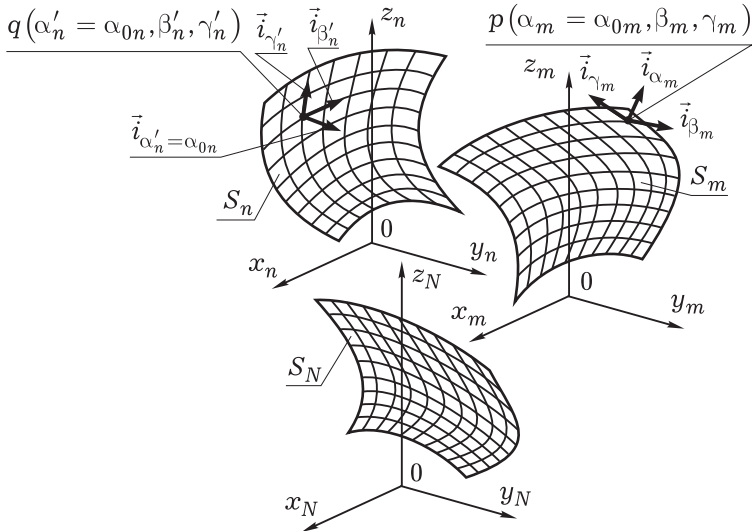


Рис. 2. Геометрия многозеркальной антенны с произвольной формой рефлекторов и облучателей

дой n -й структуры выберем свою систему координат $\alpha_n, \beta_n, \gamma_n$ в соответствии с их геометрической формой. Связь криволинейных координат с декартовыми определяется формулами:

$$\begin{aligned} x_n &= x_n(\alpha_n, \beta_n, \gamma_n), \quad y_n = y_n(\alpha_n, \beta_n, \gamma_n), \\ z_n &= z_n(\alpha_n, \beta_n, \gamma_n). \end{aligned}$$

Излучающая поверхность n -го излучателя S_n совпадает с частью координатной поверхности $\alpha_n = \alpha_{0n}$, ограниченной по координате β_n отрезком $[\beta_{n1}, \beta_{n2}]$, а по координате γ_n отрезком $[\gamma_{n1}, \gamma_{n2}]$. Плотность полного тока, наведенного на поверхности S_n (т.е. сумма плотностей токов, наведенных на обеих ее сторонах) будет иметь лишь две составляющие (касательные к поверхности S_n) — $\eta_{n\beta'}$ и $\eta_{n\gamma'}$. Напряженность электрического поля \vec{E} в точке наблюдения $p(\alpha_m = \alpha_{0m}, \beta_m, \gamma_m)$ на поверхности S_m представляет собой суперпозицию полей, наводимых в ней токами каждого n -го излучателя, протекающими в точках источника $q(\alpha_n' = \alpha_{0n}, \beta_n', \gamma_n')$, расположенных на поверхностях S_n , включая излучатель с номером $n = m$. В рамках принятой физической модели получаем систему ИУ относительно неизвестных составляющих плотности тока на поверхностях излучателей — $\eta_{n\beta'}$ и $\eta_{n\gamma'}$:

$$\begin{aligned}
& -i\omega\epsilon\epsilon_0 \mathbf{E}_{m \tau_m}^{\text{ext}} = \\
& = \sum_{n=1}^N \int_{\beta_{n1}}^{\beta_{n2}} \int_{\gamma_{n1}}^{\gamma_{n2}} \left[k^2 \left(\eta_{n\beta'} \xi_{\beta'_n \tau_m} + \eta_{n\gamma'} \xi_{\gamma'_n \tau_m} \right) G_{nm} + \right. \\
& + \frac{1}{h_{\tau_m}} \frac{\partial}{\partial \tau_m} \left(\frac{1}{h_{\alpha_m}} \frac{\partial G_{nm}}{\partial \alpha_m} \left(\eta_{n\beta'} \xi_{\beta'_n \alpha_m} + \eta_{n\gamma'} \xi_{\gamma'_n \alpha_m} \right) + \right. \\
& + \frac{1}{h_{\beta_m}} \frac{\partial G_{nm}}{\partial \beta_m} \left(\eta_{n\beta'} \xi_{\beta'_n \beta_m} + \eta_{n\gamma'} \xi_{\gamma'_n \beta_m} \right) + \\
& \left. \left. + \frac{1}{h_{\gamma_m}} \frac{\partial G_{nm}}{\partial \gamma_m} \left(\eta_{n\beta'} \xi_{\beta'_n \gamma_m} + \eta_{n\gamma'} \xi_{\gamma'_n \gamma_m} \right) \right) \right] \times \\
& \quad \times h_{\beta'_n} h_{\gamma'_n} d\beta'_n d\gamma'_n, \quad m = \overline{1, N}, \tag{5}
\end{aligned}$$

где $\tau_m = \beta_m, \gamma_m$;

$$\begin{aligned}
G_{nm} & = G(\alpha 0_m, \beta_m, \gamma_m, \alpha 0_n, \beta'_n, \gamma'_n) = \\
& = \frac{e^{-ikR(\alpha 0_m, \beta_m, \gamma_m, \alpha 0_n, \beta'_n, \gamma'_n)}}{4\pi R(\alpha 0_m, \beta_m, \gamma_m, \alpha 0_n, \beta'_n, \gamma'_n)}, \\
R_{nm}(\alpha 0_m, \beta_m, \gamma_m, \alpha 0_n, \beta'_n, \gamma'_n) & = \\
& = \left[(x(\alpha 0_m, \beta_m, \gamma_m) - x(\alpha 0_n, \beta'_n, \gamma'_n))^2 + \right. \\
& + (y(\alpha 0_m, \beta_m, \gamma_m) - y(\alpha 0_n, \beta'_n, \gamma'_n))^2 + \\
& \left. + (z(\alpha 0_m, \beta_m, \gamma_m) - z(\alpha 0_n, \beta'_n, \gamma'_n))^2 \right]^{\frac{1}{2}},
\end{aligned}$$

где $E_{m \tau_m}^{\text{ext}}$ — тангенциальная составляющая напряженности стороннего электрического поля на поверхности m -го излучателя, равная напряженности поля волны, подведенной от генератора, если структура является облучателем, и равная нулю, если структура является рефлектором; R_{nm} — расстояние от точки источника $q(\alpha 0_n, \beta'_n, \gamma'_n)$, находящейся на поверхности n -го излучателя до точки наблюдения $p(\alpha 0_m, \beta_m, \gamma_m)$, находящейся на поверхности m -го излучателя.

Некоторые ядра ИУ (5) являются сингулярными и гиперсингулярными. Такая ситуация возможна только для слагаемого с

$n = m$, которое соответствует полю, наводимому токами излучателя на его же собственной поверхности. Выделение особенности из этих ядер производится аналогично методу, описанному выше для одиночного экрана.

Далее в главе описан общий подход к построению численного алгоритма решения системы ГСИУ, в основе которого лежит метод коллокации, с помощью которого осуществляется переход от ГСИУ к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных коэффициентов разложения функций поверхностной плотности тока в ряды, причем сингулярные и гиперсингулярные интегралы, которые приходится вычислять при заполнении главной матрицы СЛАУ предложено вычислять методом дискретных вихрей [Л10,Л11].

В главе 2 «Электродинамический анализ зеркальной антенны с плоским рефлектором» проведен электродинамический анализ зеркальной антенны с плоским рефлектором. Получены ГСИУ для такой антенны, подробно описан численный алгоритм ее решения. Представлены результаты численного анализа: распределения плотности тока на рефлекторе и облучателе, диаграммы направленности, входные сопротивления облучателя. Расчеты проведены для различных геометрических размеров зеркала и облучателя.

На первом этапе методом, предложенным в главе 1, решена задача дифракции электромагнитной волны на плоском экране конечных размеров. Использовалась следующая физическая модель экрана. Экран представляет собой бесконечно тонкую идеально проводящую прямоугольную пластину размерами $2a \times 2b$ (рис. 3). Под действием падающей электромагнитной волны на его поверхности наводятся токи, возбуждающие отраженную волну. Для анализа использовалась декартова система координат. Получены гиперсингулярные интегральные представления для напряженности электрического поля отраженной волны. С помощью выражения (4) получена система ГСИУ относительно неизвестных компонент плотности тока на поверхности экрана. Далее проведен анализ зеркальной антенны с плоским рефлектором (рис. 3). В качестве облучателя использован полосковый вибратор длиной $2l$ и шириной $2w$, расположенный вдоль оси OY . Под действием сторонней ЭДС, приложенной к зазору вибратора на его плечах наводятся токи, возбуждающие электромагнитную волну, которая, падая на зеркало, наводит на нем токи, возбуждающие отраженную волну. Причем отраженная волна, в свою очередь, падая на облучатель, будет наводить на

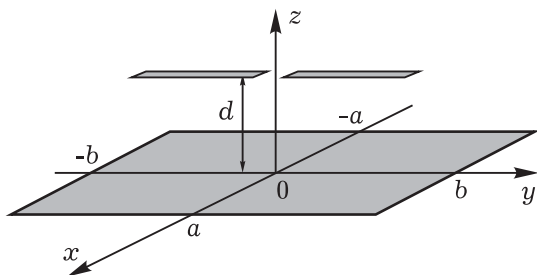


Рис. 3. Зеркальная антенна с плоским рефлектором

нем дополнительные токи. Ширина вибратора много меньше его длины и длины волны, поэтому при анализе учитывалась лишь продольная составляющая плотности тока на его поверхности $\eta_{y'}^{\text{feed}}$, т.е. $\eta_{x'}^{\text{feed}} = 0$. С помощью выражения (5) получена система ГСИУ относительно неизвестных составляющих плотности тока на поверхностях рефлектора и облучателя.

Далее в главе 2 подробно описан численный алгоритм решения полученных систем ГСИУ. В качестве базисных функций для компонент плотности тока на поверхности зеркала и вибратора предложено использовать полиномы Чебышева первого и второго рода с весовыми функциями. Такой выбор базисных функций позволяет автоматически учитывать граничные условия для поверхностной плотности тока на кромках зеркала и облучателя. Так как вибратор-облучатель считается достаточно узким, то для описания поперечного (по координате x) распределения плотности тока на его поверхности достаточно ограничиться нулевым членом ряда. Далее осуществлен переход к СЛАУ относительно неизвестных коэффициентов разложения в ряд составляющих плотности тока на поверхности рефлектора и облучателя с помощью метода коллокации. В качестве точек коллокации использованы гауссовы узлы (нули полиномов Лежандра). Как показали расчеты, такой выбор точек обеспечивает наиболее быструю сходимость. Также разработаны квадратурные формулы для вычисления сингулярных и гиперсингулярных интегралов на основе метода дискретных вихрей.

С помощью предложенных численных алгоритмов были рассчитаны: распределения плотности токов на поверхности экрана и диаграммы отраженного поля в случае возбуждения его плоской электромагнитной волной и элементарным электрическим диполем.

Для зеркальной антенны рассчитаны распределения токов на поверхностях рефлектора и облучателя, проведена оценка

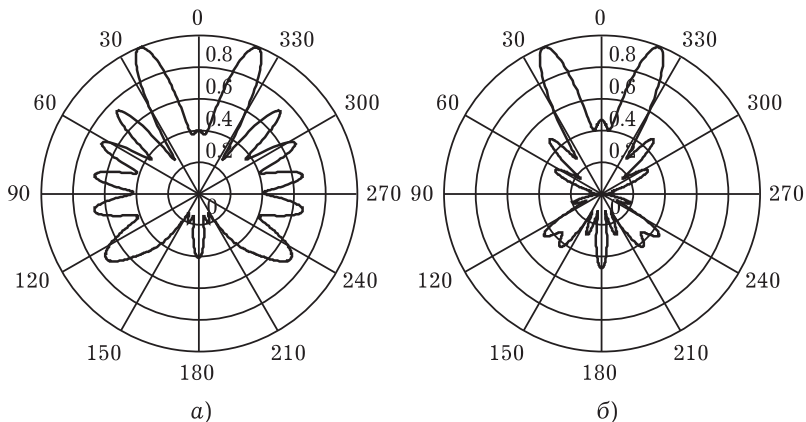


Рис. 4. Диаграммы направленности зеркальной антенны с плоским рефлектором: а) — в плоскости XZ , б) — в плоскости YZ

входного сопротивления облучателя с учетом воздействия на него рефлектора, построены диаграммы направленности антенны. Все расчеты выполнены для различных геометрических размеров зеркала и облучателя. На рис. 4 представлены диаграммы направленности зеркальной антенны с плоским рефлектором размером $3\lambda \times 3\lambda$ и облучателем в виде полуволнового вибратора, расположенного на расстоянии 3λ . Как видно из рис. 4, основная часть энергии падающей волны отражается от зеркала в противоположную сторону, однако, так как оно имеет конечные размеры, часть энергии проходит за него, за счет токов, затекающих на теневую сторону. Учет теневых токов позволил корректно оценить долю энергии электромагнитной волны, излученной ими. Строгий расчет обеих компонент поверхностной плотности тока (т.е. решение задачи дифракции с учетом векторного характера поля) позволяет рассчитать все шесть компонент поля отраженной волны, поэтому стало возможным оценить кроссполяризационную составляющую. Предложенный в главе 2 метод расчета полей отраженных волн позволяет определять их в любой точке пространства, включая ближнюю зону. При таком подходе разделять все пространство на ближнюю, промежуточную и дальнюю зоны не нужно. Кроме того, при решении задач согласования облучателя с питающим фидером крайне необходимо учитывать импеданс, наведенный на нем рефлектором.

В главе 3 «Электродинамический анализ зеркальной антенны с рефлектором в виде параболического цилиндра» решены внутренняя и внешняя электродинамические задачи анализа

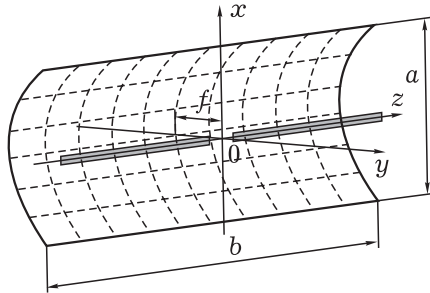


Рис. 5. Зеркальная антенна с рефлектором в виде параболического цилиндра

зеркальной антенны с рефлектором в виде параболического цилиндра. Представлены результаты численного моделирования.

Сначала была решена задача дифракции электромагнитной волны на экране в виде параболического цилиндра. Использовалась следующая физическая модель. Экран представляет собой бесконечно тонкую идеально проводящую пластину в форме параболического цилиндра с фокусом f и апертурой $2a \times 2b$ (рис. 5). Под действием падающей электромагнитной волны на его поверхности наводятся токи, которые в свою очередь, возбуждают отраженную волну. Для анализа использовалась система координат параболического цилиндра α, β, z . Декартовы координаты x, y, z связаны с криволинейными α, β, z следующими соотношениями [Л21]:

$$x = \alpha\beta, y = \frac{1}{2}(\beta^2 - \alpha^2), z = z.$$

Получены выражения для элементов матрицы ортогонального поворота в этой системе координат. Получены сингулярные интегральные представления для напряженности электрического поля отраженной волны. С помощью выражений (4) получена система ГСИУ, относительно неизвестных компонент плотности тока на поверхности экрана при падении на него электромагнитной волны.

Далее проведен анализ зеркальной антенны с рефлектором в виде параболического цилиндра (рис. 5). В качестве облучателя использован полосковый вибратор длиной $2l$ и шириной $2w$, расположенный вдоль оси OZ . Физическая модель вибратора аналогична модели облучателя, использованной в главе 2. С помощью выражений (5) получена система ГСИУ, относительно неизвестных составляющих тока на поверхностях зеркала и облучателя.

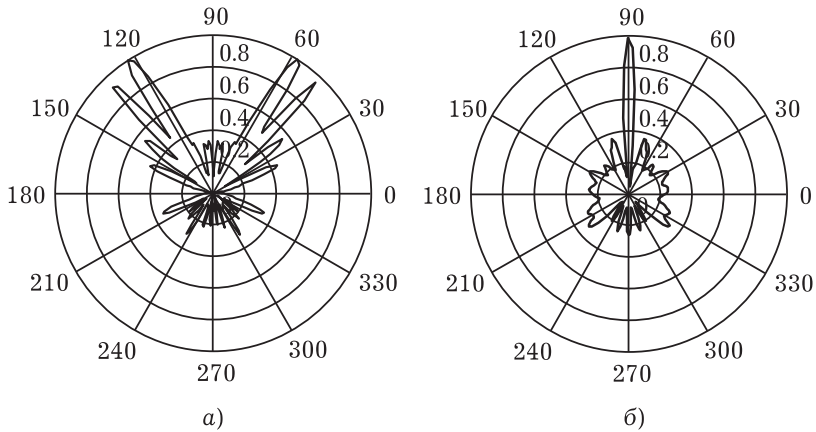


Рис. 6. Диаграммы направленности зеркальной антенны с рефлектором в виде параболического цилиндра:
 а) в горизонтальной плоскости $\varphi = \pi/2$,
 б) в вертикальной плоскости $\theta = \pi/3$

Затем в главе подробно описан численный алгоритм решения полученных систем ГСИУ. В качестве базисных функций для компонент плотности тока на поверхности зеркала и облучателя, как и в главе 2, предложено использовать полиномы Чебышева первого и второго рода с весовыми функциями. Переход к СЛАУ относительно неизвестных коэффициентов разложения в ряд составляющих плотности тока на поверхности рефлектора и облучателя производится таким же способом как и в главе 2.

С помощью разработанных численных алгоритмов были рассчитаны: распределения плотности токов на поверхности экрана при возбуждении его плоской электромагнитной волной и электрическим диполем, рассчитаны диаграммы отраженного поля. Для зеркальной антенны рассчитаны распределения токов на поверхностях рефлектора и облучателя, проведена оценка входного сопротивления облучателя с учетом воздействия на него рефлектора, построены диаграммы направленности антенны. Все расчеты выполнены для различных геометрических размеров зеркала и облучателя. На рис. 6 представлены диаграммы направленности зеркальной антенны с рефлектором в виде параболического цилиндра с фокусом $f = 3\lambda$ и апертурой $10\lambda \times 10\lambda$ и облучателем в виде электрического вибратора длиной 10λ . Как видно из рис. 6, также, как и в случае плоского рефлектора, основная часть энергии падающей волны отражается от зеркала в противоположную сторону, однако, так как

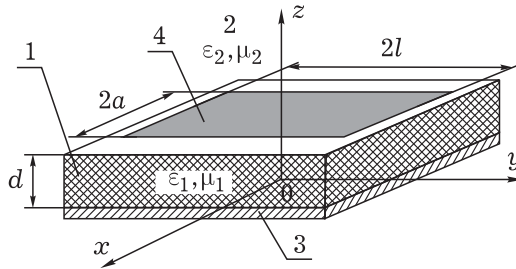


Рис. 7. Геометрия задачи для вывода матрицы поверхностных импедансов

оно имеет конечные размеры, часть энергии проходит за него, за счет токов, затекающих на теневую сторону. В связи с тем, что зеркало имеет параболическую форму, происходит фокусировка поля в вертикальных плоскостях (рис. 6б).

Как и в главе 2, учет теневых токов позволил корректно оценить долю энергии электромагнитной волны, излученной ими. Строгий расчет обеих компонент поверхностной плотности тока (т.е. решение задачи дифракции с учетом векторного характера поля) позволяет рассчитать все шесть компонент поля отраженной волны, поэтому можно оценить кроссполяризационную составляющую. Предложенный в главе метод расчета полей отраженных волн позволяет определять их в любой точке пространства, включая ближнюю зону. При таком подходе разделять все пространство на ближнюю, промежуточную и дальнюю зоны не нужно. Кроме того, при решении задач согласования облучателя с питающим фидером крайне важно учитывать импеданс наведенный на нем рефлектором.

В главе 4 «Матрица поверхностных импедансов границы раздела диэлектрик-диэлектрик с односторонней металлизацией» получены выражения для элементов матрицы поверхностных импедансов слоистой структуры.

На первом этапе получены выражения для элементов матрицы входных адмитансов для структуры, представляющей собой два слоя диэлектрика 1 и 2, расположенных на бесконечной идеально проводящей плоскости 3 (рис. 7). С помощью данной матрицы была получена матрица поверхностных адмитансов границы раздела «диэлектрик-диэлектрик с односторонней металлизацией», на которой лежит идеально проводящая пластина конечных размеров 4.

В работе аналитически получена матрица поверхностных импедансов для этой границы, элементы которой имеют вид:

$$\begin{aligned}
Z_{11}(\beta, h) &= -\alpha\omega\mu_0\mu_1\mu_2r_1r_2/\Omega(\beta, h), \\
Z_{12}(\beta, h) &= -h\beta\omega\mu_0\mu_1\mu_2r_1r_2(\mu_1r_1 + \mu_2r_2i\operatorname{ctg}(r_1d))/\Omega(\beta, h), \\
Z_{21}(\beta, h) &= -Z_{12}(\beta, h), \\
Z_{22} &= h\beta\omega\mu_0\mu_1\mu_2r_1r_2(\mu_1r_1\gamma_2 + \mu_2r_2\gamma_1i\operatorname{ctg}(r_1d))/\Omega(\beta, h), \\
r_j &= \sqrt{k^2\varepsilon_j\mu_j - \beta^2 - h^2}, \quad \gamma_j = (k^2\varepsilon_j\mu_j - \beta^2), \quad (j = 1, 2), \\
\alpha &= \left[\mu_1r_1(k^2\varepsilon_2\mu_2 - h^2) + \mu_2r_2(k^2\varepsilon_1\mu_1 - h^2)i\operatorname{ctg}(r_1d) \right],
\end{aligned}$$

$\Omega(\beta, h) = h^2\beta^2(\mu_1r_1 + \mu_2r_2i\operatorname{ctg}(r_1d))^2 - \alpha(\mu_1r_1\gamma_2 + \mu_2r_2\gamma_1i\operatorname{ctg}(r_1d))$.
Элементы матрицы поверхностных импедансов для плоскости $z = d$ связывают Фурье-образы x, y -составляющих напряженности электрического поля $\mathcal{E}_{x,y}$ в этой плоскости с Фурье-образами x, y -составляющих плотности тока на ее поверхности $\mathcal{F}_{x,y}$:

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} \mathcal{E}_y \\ \mathcal{E}_x \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathcal{F}_y \\ \mathcal{F}_x \end{bmatrix}, \\
\mathcal{E}_{x,y}(\beta, h) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_{x,y}(x', y', z' = d) e^{i\beta x' + ihy'} dx' dy', \\
\mathcal{F}_{x,y}(\beta, h) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-a}^a \int_{-l}^l \eta_{x,y}(x', y') e^{i\beta x' + ihy'} dx' dy',
\end{aligned}$$

где $E_{x,y}$ — x, y -составляющие напряженности электрического поля в плоскости $z = d$, $\eta_{x,y}$ — x, y -составляющие плотности тока на поверхности пластины 4. Здесь учтено, что поверхностная плотность тока на плоскости $z = d$ отлична от нуля только на пластине 4, лежащей на ней.

Получены выражения, связывающие напряженность электрического поля в любой точке пространства с плотностью тока на поверхности пластины.

Глава 5 «Электродинамический анализ микрополоскового вибратора произвольной ширины» посвящена электродинамическому анализу микрополоскового вибратора. Получено ГСИУ относительно плотности тока на его поверхности. Предложен численный метод его решения. Представлены результаты расчетов входного сопротивления при различных геометрических размерах вибратора и параметрах подложки.

Использовалась следующая физическая модель микрополоскового вибратора. Микрополосковый вибратор представляет собой бесконечно тонкую идеально проводящую полосу длиной $2l$

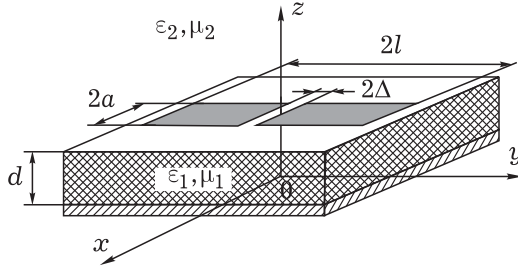


Рис. 8. Микрополосковый вибратор

и шириной $2a$, расположенную на диэлектрике с диэлектрической проницаемостью ε_1 и магнитной проницаемостью μ_1 толщиной d , металлизированном с одной стороны. Над диэлектриком находится среда с диэлектрической проницаемостью ε_2 и магнитной проницаемостью μ_2 (рис. 8). Причем никаких ограничений на длину и ширину вибратора не накладывается. Вибратор возбуждается сторонней гармонической ЭДС, приложенной к зазору шириной 2Δ . На основе выражений, связывающих напряженность электрического поля и плотность поверхностного тока для микрополосковых структур, полученных в главе 4, было получено интегральное представление электрического поля в плоскости, где расположен вибратор, а именно на границе раздела “диэлектрик-диэлектрик”:

$$E_y(x, y, z = d) = \int_{-a}^a \int_{-l}^l \eta_y(x', y') \mathcal{X}_{11}(x', y'; x, y) dx' dy',$$

где

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

Затем с помощью граничного условия для тангенциальной составляющей напряженности электрического поля на поверхности идеального проводника получено ГСИУ относительно плотности тока на поверхности вибратора:

$$-E_y^{\text{ext}}(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-a}^a \int_{-l}^l \eta_y(x', y') \left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (Z_{11}(\beta, h) - Z_{11}^{\infty}(\beta, h)) \times \right. \\ \left. \times e^{-i\beta(x-x')} e^{-ih(y-y')} d\beta dh \right) dx' dy' + \frac{i\omega\mu_0}{2\pi} \int_{-a}^a \int_{-l}^l \eta_y(x', y') \times$$

$$\times \left(\frac{(x - x')^2 - 2(y - y')^2}{k^2 (\varepsilon_2 + \varepsilon_1) R^5} - \frac{\mu_1 \mu_2}{(\mu_2 + \mu_1) R} \right) dx' dy', \quad (6)$$

где $Z_{11}^\infty(\beta, h)$ асимптотическое представление $Z_{11}(\beta, h)$ при $|\beta| \rightarrow \infty$, $|h| \rightarrow \infty$:

$$Z_{11}^\infty = i\omega\mu_0 \left[\frac{h^2}{k^2 (\varepsilon_2 + \varepsilon_1) \sqrt{h^2 + \beta^2}} - \frac{\mu_1 \mu_2}{(\mu_2 + \mu_1) \sqrt{h^2 + \beta^2}} \right],$$

E_y^{ext} — напряженность стороннего поля, возбуждающего вибратор, которая равна нулю на плечах вибратора, и отлична от нуля лишь в его зазоре,

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}.$$

Затем в главе подробно описан численный алгоритм решения ГСИУ (6). В качестве базисных функций для плотности тока на поверхности вибратора, как и в предыдущих главах, предложено использовать полиномы Чебышева первого и второго рода с весовыми функциями.

С помощью разработанных численных алгоритмов были рассчитаны: зависимости входного сопротивления от длины плеча вибратора и толщины подложки при различных значениях ее диэлектрической проницаемости. На рис. 9 представлены зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей входного сопротивления микрополоскового вибратора от длины плеча, нормированной на длину волны (сплошной линией показаны графики для вибратора, расположенного на подложке с $\varepsilon_1 = 1$, а штриховой линией — $\varepsilon_1 = 3$). Расчеты выполнены для вибраторов со следующими параметрами: толщина вибратора — $2a = 0.05\lambda$, ширина зазора — $2b = 0.02\lambda$, толщина подложки — $d = 0.1\lambda$, относительная магнитная проницаемость подложки — $\mu_1 = 1$. Как видно из рис. 9, при изменении l/λ от 0 до 2 наблюдается ряд резонансов. Первый резонанс возникает при $l/\lambda \approx 0.25$ для подложки с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = 1$, а для подложки с $\varepsilon_1 = 3$ — при $l/\lambda \approx 0.15$, т.е. резонансы смещаются по частоте, вследствие так называемого эффекта укорочения. Известно, что для трубчатого электрического вибратора первый резонанс наступает при $l/\lambda = 0.25$. На рис. 10 представлены графики зависимости входного сопротивления микрополоскового вибратора от толщины подложки, нормированной на длину волны, при различных значениях ее диэлектрической проницаемости (а — действительная часть, б — мни-

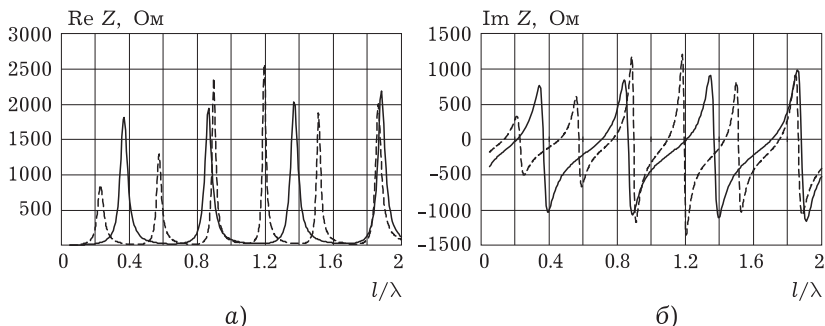


Рис. 9. Зависимости входного сопротивления микрополоскового вибратора от длины плеча (сплошная линия — $\epsilon_1 = 1$, штриховая линия — $\epsilon_1 = 3$): а) активная часть, б) реактивная часть

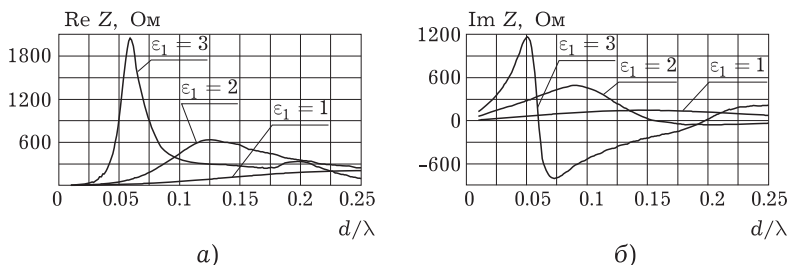


Рис. 10. Зависимости входного сопротивления микрополоскового вибратора от толщины положки а) активная часть, б) реактивная часть

мая часть). Расчеты выполнены для вибратора со следующими параметрами: длина вибратора $2l = 0.5\lambda$, толщина вибратора — $2a = 0.05\lambda$, ширина зазора — $2b = 0.02\lambda$. Как видно из рис. 10, резонансы (мнимая часть обращается в ноль) наблюдаются при $d/\lambda = 0.165$ и $d/\lambda = 0.25$ для случая $\epsilon_1 = 2$, а для случая $\epsilon_1 = 3$ при $d/\lambda = 0.06$ и $d/\lambda = 0.2$. Наличие этих резонансов подтверждено результатами численного моделирования в CST MicrowaveStudio. Отметим, что на подобных графиках, представленных в [Л17], в диапазоне $d/\lambda = 0 \dots 0.3$ данный эффект не наблюдается, мнимая часть входного сопротивления в представленном диапазоне всегда больше нуля. Следовательно математическая модель микрополоскового вибратора, предложенная в работе [Л17] не учитывает данное физическое явление, а математическая модель предложенная в данной диссертационной работе его учитывает.

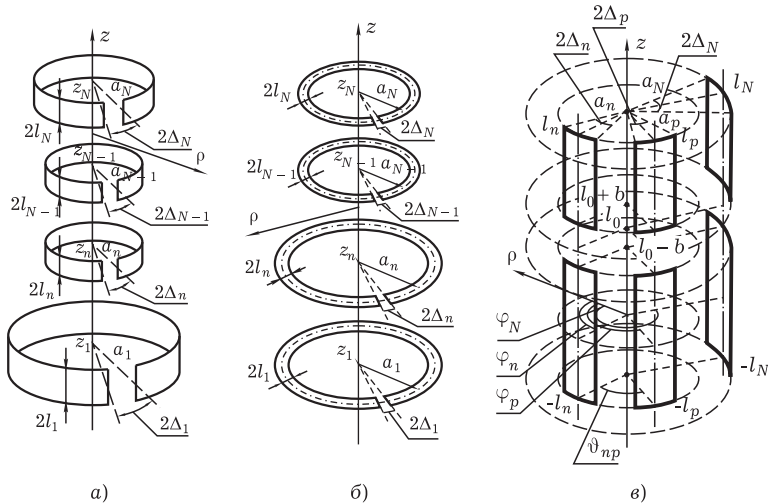


Рис. 11. Геометрия задач к главе 6

Глава 6 «Электродинамический анализ тонких полосковых антенн» посвящена электродинамическому анализу полосковых антенн, ширина которых много меньше их длины и длины волны. В главе показано, что внутренние задачи анализа для полосковых антенн поперечные размеры, которых много меньше длины волны можно свести к одномерным СИУ.

В главе рассмотрены следующие излучающие структуры: полосковая рамочная антенна и полосковый вибратор (одиночные и связанные). При решении использовались следующие физические модели. Кольцевая цилиндрическая антенна представляет собой бесконечно тонкую идеально проводящую ленту шириной $2l$, свернутую в кольцо радиусом a (рис. 11а). Планарная кольцевая антенна представляет собой бесконечно тонкий идеально проводящий диск радиусом $a + l$ с отверстием в центре радиусом $a - l$ (рис. 11б). К зазору с угловой шириной 2Δ приложена сторонняя гармоническая ЭДС. Под полосковым электрическим вибратором будем понимать излучатель электромагнитных волн в виде узкого проводящего ленточного проводника длиной $2l$, угловой шириной 2Δ , конформно расположенного на цилиндрической поверхности радиуса a (рис. 11в). Электрический вибратор возбуждается гармонической во времени сторонней ЭДС, приложенной в области разрыва шириной $2b$. Внутренние задачи анализа систем связанных соосных цилиндрических и планарных полосковых рамочных антенн (рис. 11а,б) сведены к системам СИУ с ядрами Гильберта относи-

тельно производных функций $f_{cn}(\varphi)$ и $f_{pn}(\varphi)$ ($n = \overline{1, N}$ — номер рамки), характеризующих продольное (азимутальное) относительно полосы распределение поверхностной плотности тока на n -ой рамке. Поперечное распределение предполагалось квазистатическим:

$$\eta_{\varphi n}^c(\varphi, z) = \frac{f_n^c(\varphi)}{\sqrt{1 - ((z - z_n)/l_n)^2}},$$

$$\eta_{\varphi n}^p(\varphi, \rho) = \frac{f_n^p(\varphi)}{\sqrt{1 - ((\rho - a_n)/l_n)^2}},$$
(7)

где индексы «с» и «р» соответственно относятся к цилиндрической и планарной рамочным антеннам; z_n — z -координата n -й цилиндрической рамки; a_n — радиус n -й планарной рамки; $2l_n$ — ширина полосы n -й цилиндрической (планарной) рамки. Системы СИУ имеют вид:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f_j^{c,p}(\varphi) \operatorname{ctg} \left(\frac{\varphi' - \varphi}{2} \right) d\varphi' +$$

$$+ \sum_{n=1}^N \int_0^{2\pi} f_n^{c,p}(\varphi') T_{nj}^{c,p}(\varphi, \varphi') d\varphi' =$$

$$= -2i\omega\varepsilon\varepsilon_0 a_j E_{\varphi j}^{c,p,\text{ext}}(\varphi), \quad j = \overline{1, N},$$
(8)

где $f_n^{c,p}(\varphi') = df_n^{c,p}(\varphi')/d\varphi'$, $T_{nj}^{c,p}(\varphi, \varphi')$ — достаточно громоздкие известные регулярные части ядер, $E_{\varphi j}^{c,p,\text{ext}}(\varphi)$ — напряженность стороннего поля, приложенного к зазору j -го излучателя.

Внутренняя задача анализа системы связанных полосковых вибраторов, конформно расположенных на соосных цилиндрических поверхностях (рис. 11в), сведена к системе СИУ с ядрами Коши относительно производных функций $f_n(z)$ ($n = \overline{1, N}$ — номер вибратора), характеризующих продольные относительно полосок распределения поверхностных плотностей токов. Зависимости поверхностных плотностей токов от поперечной (азимутальной) координаты предполагались квазистатическими:

$$\eta_{zn}(\varphi, z) = \frac{f_n(z)}{\sqrt{1 - ((\varphi - \varphi_n)/\Delta)^2}},$$
(9)

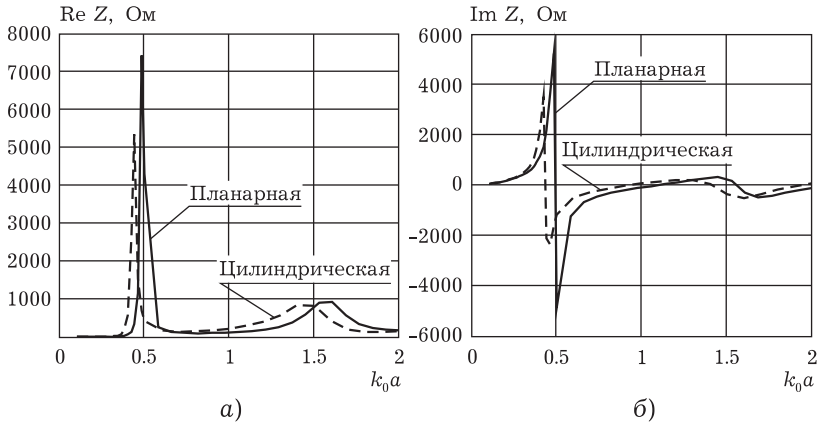


Рис. 12. Зависимость входного сопротивления рамочной антенны от радиуса; а) активная часть, б) реактивная часть

где η_{zn} — z -компоненты поверхностных плотностей токов n -го вибратора, φ_n — угловая координата оси симметрии n -го вибратора. Система СИУ имеет вид:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^{\infty} \Delta_n \frac{J_0(m\Delta_n) \cos(m\vartheta_{nj})}{a_n^2 (1 + \delta_{0,m})} \frac{1}{\sqrt{a_j/a_n}} \times \\
 & \times \int_{-1}^1 \frac{a_n f'_n(t')(l/a_n)(t-t')}{(a_j/a_n - 1)^2 + (l/a_n)^2 (t-t')^2} dt' = \\
 & = 2i\omega\epsilon\epsilon_0 E_{zj}^{\text{ext}}(t) + \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^{\infty} \Delta_n \frac{J_0(m\Delta_n) \cos(m\vartheta_{nj})}{a_n^2 (1 + \delta_{0,m})} \times \\
 & \times \int_{-1}^1 f'_n(t') K_{n,j,m}(t, t') dt', \quad j = \overline{1, N}, \quad (10)
 \end{aligned}$$

где a_n , a_j — радиусы цилиндрических поверхностей на которых расположены n -й и j -й вибраторы; ϑ_{nj} — угловое расстояние между осями n -го и j -го вибраторов; $t = z/l$, $t' = z'/l$; $f'_n(t) = df_n(lt)/dt$; $J_0(m\Delta_n)$ — функция Бесселя первого рода; $\delta_{0,m}$ — символ Кронекера; $E_{zj}^{\text{ext}}(t) = E_{0j} \zeta_j(t)$ — напряженность стороннего поля, приложенного в области зазора j -го вибратора (E_{0j} — амплитуда, $\zeta_j(t)$ — функция, описывающая профиль стороннего поля в зазоре); $K_{n,p,m}(t, t')$ — достаточно громоздкая регулярная часть ядра.

Предложены численно-аналитические методы решения данных уравнений, основанные на методах ортогонализирующей подстановки и обращения сингулярного оператора. На рис. 12 в качестве примера представлен график зависимости входного сопротивления цилиндрической и планарной рамочных антенн от параметра k_0a при $l/\lambda = 0.01$, $\Delta = 0.01$. При изменении параметра k_0a от 0 до 2 мнимая часть входного сопротивления обращается в ноль при $k_0a \approx 0.5$; 1; 1.5; 2. С учетом значений действительной части наиболее целесообразно возбуждать рамочные антенны при $k_0a \approx 1$ и $k_0a \approx 2$. Как видно из рис. 12, в планарной рамке резонанс возникает при больших значениях k_0a , чем у цилиндрической.

В заключении сформулированы основные научные и практические результаты диссертационной работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. В строгой электродинамической постановке методом СИУ решена задача дифракции электромагнитных волн на конечных экранах произвольной формы.
2. Метод физической регуляризации обобщен на случай некорректных задач теории зеркальных антенн. Данный метод, в отличие от известных апертурных методов расчета, позволяет рассчитывать антенны с зеркалами любых электрических размеров, в том числе и малых. А самое главное он позволяет рассчитывать поле излучения в любой точке пространства, в том числе и в ближней зоне.
3. В зеркальной антенне учтено обратное влияние рефлектора на облучатель, что позволяет оценить рассогласование входа облучателя и искажение диаграммы направленности.
4. Разработан метод расчета ЭПР зеркальных антенн, основанный на строгом решении задачи дифракции на рефлекторе самосогласованным методом.
5. Проведены численные исследования комплексных распределений плотности тока на поверхности рефлектора и облучателя зеркальных антенн с различной формой рефлектора, рассчитаны их диаграммы направленности.
6. Разработан самосогласованный метод расчета микрополосковых вибраторных антенн произвольной длины и ширины.
7. Исследованы зависимости входного сопротивления микрополоскового вибратора от длины его плеча и толщины подложки при различных значениях ее диэлектрической проницаемости. Обнаружены ранее никем не выявленные резонансы в микрополосковом вибраторе при определенных толщинах подложки.

8. В квазистатистическом приближении поперечного распределения поверхностной плотности тока разработаны самосогласованные математические модели узких одиночных и связанных цилиндрических и планарных полосковых рамочных антенн и конформных цилиндрических полосковых вибраторов.
9. Для рамочных антенн построены математические модели в виде СИУ с ядром Гильберта.
10. Проведены численные исследования комплексных распределений токов, зависимостей входных сопротивлений и диаграмм направленности при различных геометрических размерах для одиночных и связанных полосковых рамочных антенн (цилиндрической и планарной), а также конформных цилиндрических полосковых вибраторов. Полученные результаты позволяют дать рекомендации по настройке и оптимизации характеристик этих антенн.
11. Разработанный в диссертации новый математический формализм решения самосогласованных внутренних задач анализа позволяет корректно подойти к расчету электромагнитного поля непосредственно вблизи антенн (в ближней зоне).

ОПУБЛИКОВАННЫЕ РАБОТЫ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в журналах из списка ВАК

1. *Неганов В.А., Клюев Д.С., Медведев С.В.* Новый метод расчета входного сопротивления тонкого электрического вибратора // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2001. Т. 4. № 1. С. 38-40.
2. *Неганов В.А., Клюев Д.С., Медведев С.В.* Функционал входного сопротивления тонкого электрического вибратора // *Письма в ЖТФ*. 2001. Т. 27. № 21. С. 29-34.
3. *Неганов В.А., Клюев Д.С., Матвеев И.В.* Метод расчета полосковых вибраторов, расположенных на цилиндрической поверхности // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2001. Т. 4. № 4. С. 37-41.
4. *Неганов В.А., Клюев Д.С.* Новый метод расчета полосковых вибраторных излучателей // *Известия вузов. Электроника*. 2002. № 5. С. 73-78.
5. *Неганов В.А., Клюев Д.С.* Сингулярное интегральное представление электромагнитного поля в ближней зоне трубчатого электрического вибратора // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2004. Т. 7. № 3. С. 5-9.
6. *Неганов В.А., Клюев Д.С., Катин С.В.* Применение сингулярного интегрального уравнения с ядром Гильберта к расчету круговой полосковой антенны // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2004. Т. 7. № 4. С. 12-17.
7. *Неганов В.А., Клюев Д.С.* Расчет входного сопротивления электрического вибратора методом сингулярного интегрального уравнения // *Антенны*. 2005. Вып. 3(94). С. 7-11.

8. Неганов В.А., Ключев Д.С., Ефремова А.А. Сингулярное интегральное представление электромагнитного поля в ближней зоне электрического вибратора // Антенны. 2005. Вып. 4(95). С. 22-27.
9. Неганов В.А., Ключев Д.С. Расчет распределений токов на связанных полосковых электрических вибраторах, расположенных конформно на цилиндрической поверхности, методом сингулярных интегральных уравнений // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2005. Т. 8. № 3. С. 5-10.
10. Неганов В.А., Ключев Д.С. Решение задачи о распределении тока в планарной полосковой кольцевой антенне методом сингулярного интегрального уравнения // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2005. Т. 8. № 3. С. 34-38.
11. Неганов В.А., Ключев Д.С. Сингулярное интегральное уравнение с ядром Гильберта в теории узкой круговой полосковой антенны // Доклады Академии наук. 2006. Вып. 407. № 3. С. 329-331.
(перевод: *Neganov V.A., Klyuev D.S. Singular Integral Equations with the Hilbert Kernel in Theory of Narrow Circular Strip Antennas // Doklady Physics. 2006. Vol. 51. № 3. P. 122-124*)
12. Неганов В.А., Ключев Д.С. Расчет входного сопротивления узкой полосковой кольцевой антенны на основе сингулярного интегрального уравнения с ядром Гильберта // Известия вузов. Электроника. № 4. 2006. С. 76-80.
13. Неганов В.А., Ключев Д.С. Сингулярные интегральные уравнения в теории конформных цилиндрических полосковых излучающих структур // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2006. Т. 9. № 4. С. 13-26.
14. Неганов В.А., Ключев Д.С., Вороной А.А. Расчет входного сопротивления двух связанных электрических вибраторов, конформно расположенных на цилиндрической поверхности // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2007. Т. 10. № 4. С. 90-96.
15. Неганов В.А., Ключев Д.С., Соколова Ю.В. Метод расчета входного сопротивления микрополоскового электрического вибратора // Известия вузов. Радиофизика. 2008. Т. LI. № 12. С. 1061-1070.
(перевод: *Neganov V.A., Klyuev D.S., Sokolova J.V. A Method for Calculation of the Input Impedance of a Microstrip Electric Dipole // Radiophysics and Quantum Electronics. 2008. Vol. 51. № 12. P. 956-965*)
16. Ключев Д.С. Электродинамический анализ зеркальных антенн методом сингулярных интегральных уравнений // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2009. Т. 12. № 3. С. 86-90.
17. Ключев Д.С. Расчет характеристик зеркальной антенны с плоским зеркалом методом двумерных сингулярных интегральных уравнений // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2010. Т. 13. № 1. С. 21-26.
18. Неганов В.А., Ключев Д.С., Якунин В.С. Метод сингулярных интегральных уравнений в теории зеркальных антенн // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета им. академика С.П. Королёва. 2010. № 2(22). С. 212-219.

19. *Неганов В.А., Клюев Д.С., Соколова Ю.В.* Исследование микрополоскового вибратора в режиме возбуждения плоской электромагнитной волной // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2010. Т. 13. № 4. С. 6-14.
20. *Неганов В.А., Табаков Д.П., Клюев Д.С.* Физическая регуляризация некорректных задач теории антенн // *Электросвязь*. 2011. № 5. С. 35-37.
21. *Клюев Д.С.* Самосогласованный метод расчета зеркальных антенн // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2011. Т. 14. № 4. С. 13-19.

ЛИТЕРАТУРА

- Л1. *Пономарёв Л.И., Попов В.В.* Рассеивающие свойства антенн и фазированных антенных решеток. М.: Изд-во РУДН, 2003. 144 с.
- Л2. *Неганов В.А., Табаков Д.П., Яровой Г.П.* Современная теория и практические применения антенн / под ред. В.А. Неганова. М.: Радиотехника, 2009. 720 с.
- Л3. *Проخورов И.О., Кондратьева А.П.* Зеркальная антенна с диаграммой направленности специальной формы // *Антенны*. 2009. Вып. 12(151). С. 9-12.
- Л4. *Скулкин С.П., Турчин В.И.* Импульсное поле офсетной параболической антенны в дальней зоне // *Антенны*. 2009. Вып. 6(145). С. 3-7.
- Л5. *Будагян И.Ф., Щучкин Г.Г.* Характеристики поля зеркальной антенны с корректирующим импедансом в ближней и дальней зонах при работе со сверхкороткими импульсами // *Антенны*. 2008. Вып. 4(131). С. 20-26.
- Л6. *Вуд П.* Анализ и проектирование зеркальных антенн / пер. с англ. под ред. О.П. Фролова. М.: Радио и связь, 1984. 208 с.
- Л7. *Кирьянов О.Е., Мартынов Н.А.* Комбинированная итерационная методика расчета эффективной площади рассеяния зеркальных антенн // *Антенны*. 2009. Вып. 10(149). С. 17-25.
- Л8. *Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешиников А.Г.* Математические модели электродинамики: Учебное пособие для студентов высших учебных заведений. М.: Высшая школа, 1991. 224 с.
- Л9. *Галишикова Т.Н., Ильинский А.С.* Численные методы в задачах дифракции. М.: Изд-во МГУ, 1987. 208 с.
- Л10. *Лифанов И.К.* Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент. М.: Янус, 1995. 520 с.
- Л11. *Вайникко Г.М., Лифанов И.К., Полтавский Л.Н.* Численные методы в гиперсингулярных интегральных уравнениях и их приложения. М.: Янус, 2001. 508 с.
- Л12. *Неганов В.А.* Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики. М.: Сайнс-Пресс, 2008. 450 с.
- Л13. *Давыдов А.Г., Захаров Е.В., Пименов Ю.В.* Метод численного решения задач дифракции электромагнитных волн на незамкнутых поверхностях произвольной формы // *Доклады академии наук СССР*. 1984. Т. 276. № 1. С. 96-100.
- Л14. *Лифанов И.К.* Численные методы решения некоторых классов сингулярных интегральных уравнений и их приложение в аэродинамике: Дис. ... док. физ.-мат. наук. М. 1981.

- Л15. *Веселов Г.И., Раевский С.Б.* Слоистые металлодиэлектрические волноводы. М.: Радио и связь, 1988. 248 с.
- Л16. *Раевский А.С., Раевский С.Б.* Комплексные волны. М.: Радиотехника, 2010. 224 с.
- Л17. *Панченко Б.А., Нефёдов Е.И.* Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. 144 с.
- Л18. Электродинамический расчет характеристик полосковых антенн / *Б.А Панченко [и др.]* М.: Радио и связь, 2002. 256 с.
- Л19. *Неганов В.А., Нефёдов Е.И., Яровой Г.П.* Полосково-щелевые структуры сверх и крайневысоких частот. М.: Наука. Физматлит, 1996. 304 с.
- Л20. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 288 с.
- Л21. *Анго А.* Математика для электро- и радиоинженеров / пер. с франц.; под ред. *К.С. Шифрина*. М.: Наука, 1965. 780 с.

Подписано в печать 3.02.2012.

Формат А5. Бумага ксероксная. Печать цифровая.

Объем - 36 полос. Тираж 150 экз. Заказ № 3467.

Отпечатано в типографии ООО «Мотор», ИНН 6319707596,
443035, г. Самара, пр. Кирова, 255а, оф. 119.

