

62138:62
2-72

ISSN 0320-9601

Научно-техническое общество
радиотехники, электроники и связи
им. А.С. Попова

Антенны

32

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО РАДИОТЕХНИКИ,
ЭЛЕКТРОНИКИ И СВЯЗИ ИМ. А. С. ПОПОВА

АНТЕННАЯ СЕКЦИЯ

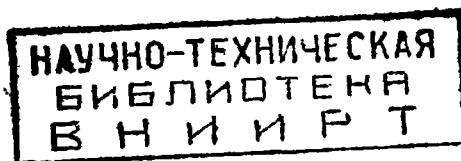
АНТЕННЫ

СБОРНИК СТАТЕЙ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ Д. И. ВОСКРЕСЕНСКОГО

ВЫПУСК 32

Основан в 1966 году



МОСКВА · РАДИО И СВЯЗЬ · 1985

79057

УДК 621.396.67

Редакционная коллегия

А. А. Пистолькорс (главный редактор), Г. З. Айзенберг,
Л. Д. Бахрах, Г. Г. Бубнов (зам. гл. редактора), Е. Н. Васильев, А. Р. Вольперт,
Д. И. Воскресенский, М. Б. Заксон, Ю. Г. Ломоносова (ученый секретарь),
Р. И. Перец, Е. Н. Сальников, В. П. Швецов.

Тематический сборник посвящен актуальным вопросам исследования, разработки и проектирования печатных и микрополосковых антенн и антенных решеток. Рассматриваются состояние и перспективы развития печатных излучающих и распределительных систем. Большое внимание уделено разработке численных методов исследования и алгоритмам оптимизации электродинамических характеристик антенн и антенных решеток в печатном исполнении.

Для научных работников, проектирующих и конструирующих антенны, антенные решетки и устройства СВЧ.

Редакция литературы по радиотехнике

Заведующий редакцией В. Л. Стерлигов

Редактор В. А. Лазарева

Художественный редактор Р. А. Клочков

Технический редактор Л. А. Горшкова

Корректор Л. А. Буранцева

ИБ № 1129

Сдано в набор 25.02.85

Подписано в печать 9.09.85

Т-15274 Формат 60×90/16 Бумага кн.-журн. № 2 Гарнитура литературная Печать высокая

Усл. печ. л. 10,0 Усл. кр.-отт. 10,125 Уч.-изд. л. 10,5 Тираж 2432 экз. Изд. № 21111

Зак. № 31 Цена 1 р. 20 к.

Издательство «Радио и связь». 101000 Москва, Почтамт, а/я 693

Московская типография № 5 ВГО «Союзучетиздат»
101000 Москва, ул. Кирова, д. 40

2402020000-197
A 046(01)-85 Свод. пл. подписных изд., 1985 г.

© Издательство «Радио и связь», 1985

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий тематический выпуск сборника «Антенны» знакомит радиоспециалистов с последними достижениями в области печатных антенн, печатных антенных решеток и связанных с ними вопросов.

Печатные антенны и решетки по сравнению с традиционными вибраторными и другими типами антенн позволяют существенно уменьшить массогабаритные характеристики антенн, снизить трудоемкость работ по их изготовлению и соответственно стоимость антенн благодаря применению печатной технологии изготовления как излучателей, так и питающих линий, фазовращателей и других необходимых устройств СВЧ.

Наиболее простыми из известных печатных антенн являются печатные вибраторы на диэлектрическом листе, которые были известны ранее, однако в последнее время они дополнились более сложными печатными излучателями и решетками в виде дисковых, ленточных и других антенн, которые размещают на одной стороне поверхности тонкого диэлектрика с металлизированной второй поверхностью. Расположение излучателя на малом по сравнению с длиной волны расстоянии над экраном и наличие диэлектрических подложки и защитного покрытия приводят к существенным изменениям характеристик таких антенн в сравнении с вибраторными.

В настоящем сборнике представлены обзорные работы по методам расчета, экспериментальным исследованиям и проектированию различных видов печатных излучателей и печатных антенных решеток. Обширный материал численных и экспериментальных исследований позволяет проанализировать работу печатных антенн в различных режимах.

Развиваемые методы расчета характеристик печатных антенн и печатных антенных решеток основаны на строгом решении краевых задач электродинамики. Алгоритмы и программы ЭВМ на основе этих методов могут представлять интерес для разработчиков систем автоматизированного проектирования печатных схем СВЧ.

Печатные излучатели

Актуальность исследования характеристик и разработки печатных антенн определяется комплексным характером процесса миниатюризации радиоэлектронной аппаратуры, вследствие которого традиционные антенные системы стали сравнимыми по размерам приемопередатчиком и даже превосходить его по массе.

Печатные антенны отличаются малыми размерами и массой, простотой, технологичностью, высокой воспроизводимостью при серийном изготовлении и, как следствие, низкой стоимостью. Большой интерес к печатным антенным решеткам был вызван, в частности, необходимостью создания эффективных антенн для летательных аппаратов.

Разработаны монолитные печатные решетки, в которых схема управления фазой расположена на той же стороне платы, что и проводники печатных излучателей [1]. Известны многослойные антенные решетки, в которых фазовращатели и делители мощности расположены на другой стороне платы по отношению к излучателям или в нескольких плоскостях между диэлектрическими слоями за экраном [1].

К настоящему времени предложено и разработано большое число различных типов печатных антенн. Их можно разделить на три основные группы: *пластинчатые, непрерывной структуры* (бегущей волны) и *щелевые*. Излучатели печатных антенн могут принимать и излучать сигналы с линейной и круговой поляризацией, работать на одной или нескольких частотах, конструктивно совмещать в одном элементе приемную и передающую антennы, а также устройство управления фазой.

Ниже рассматриваются излучатели антенн первых двух групп, так как именно они обладают спецификой, обусловившей необходимость поведения широких теоретических и экспериментальных исследований.

Отличительной особенностью пластинчатых антенн является наличие металлического экрана, однослойной или многослойной диэлектрической подложки малой толщины (как правило, не более $C_1 \lambda$), защитного диэлектрического покрытия и плоских проводников, расположенных на одной из сторон однослойной или между слоями многослойной подложки.

Малая высота излучающих проводников над экраном определяет ряд специфических свойств печатных излучателей, отличающихся их от обычных вибраторных излучателей. Одним из них является относительная узкополосность пластинчатых излучателей. Указанные свойства могут быть выявлены из анализа принципа действия излучателей рассматриваемого класса. В основу анализа

может быть положено, например, следующее интегральное представление [2]:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{2\pi} \oint_S \left\{ i \omega \mu_a j_s \varphi + [j_s^\mu \operatorname{grad} \varphi] - \frac{\rho_s}{\epsilon_a} \operatorname{grad} \varphi \right\} dS, \quad (1)$$

где j_s ; j_s^μ — электрический и эквивалентный магнитные токи; ρ_s — поверхностная плотность заряда; μ_a , ϵ_a — соответственно абсолютная магнитная и диэлектрическая проницаемость среды.

Замкнутая поверхность S в (1) может быть выбрана разными способами, которые и определяют различные варианты описания механизма действия печатных излучателей, два основных из них сводятся к следующему. Если влияние плоского экрана учесть введением поля зеркального изображения пластины, то в качестве S можно выбрать поверхность цилиндра, основаниями которого являются внешние стороны пластинки и ее зеркальное изображение. Согласно (1) источниками поля в этом случае являются эквивалентные электрические и магнитные токи на боковой поверхности цилиндра и электрические токи, протекающие по внешним сторонам пластинки и ее зеркального изображения. Из-за малой высоты пластинки над экраном поля токов, протекающих по внешней стороне пластинки, и их зеркального изображения практически компенсируют друг друга в пространстве над экраном. При этом основной вклад в поле излучателя вносят эквивалентные токи на боковой поверхности цилиндра. Таким образом, печатные излучатели с тонкой подложкой при указанном выборе S можно рассматривать как щелевые излучатели. Сопротивление излучения щелей в реальных конструкциях намного больше волнового сопротивления линии передачи, связанной с излучателем. Поэтому максимальное значение напряжения между краем пластинки и экраном существенно больше напряжения между проводниками линии передачи (коаксиального или полоскового волноводов). Подобная трансформация напряжения возможна лишь при резонансных колебаниях поля в излучателе. В типичном полуволновом прямоугольном излучателе основной вклад в поле вносят торцевые щели, перпендикулярные резонансной стороне излучателя, а пара других щелей с противофазными участками поля является источником кроссполяризационного излучения.

Возможен и другой выбор поверхности S : эту поверхность можно совместить с поверхностью пластиинки, ее зеркального изображения, а также поверхностью штырей и отверстий связи.

В этом случае в качестве источников поля являются электрические токи, протекающие по поверхности металлических элементов излучателя, и эквивалентные токи отверстий связи. Поля отверстий связи локализованы в непосредственной близости от них и их поле излучения пренебрежимо мало по сравнению с полями пластиинки и штырей. Из-за малой высоты пластиинки над экраном поля токов пластиинки и ее зеркального изображения в значительной мере гасят друг друга. Поэтому эффективная работа излуча-

теля возможна только лишь в режиме резонансных колебаний, когда на пластинке и экране индуцируются значительные токи.

Совместное рассмотрение описанных выше двух подходов к описанию принципа действия пластинчатых излучателей позволяет сделать вывод о том, что основным источником поля излучения в данном случае является ток, протекающий по внутренней стороне пластиинки и экрану, и ток штыря. Действительно, если воспользоваться первым подходом, согласно которому источниками поля являются эквивалентные токи щели, образованной пластинкой и экраном, то нетрудно заметить, что эквивалентные токи «представляют» во внешнем пространстве источники поля, находящиеся во внутренней области излучателя. Такими источниками являются токи на внутренней стороне пластиинки, экране, штырях и в отверстиях связи. О малости полей излучения отверстий связи уже говорилось. Отсюда следует высказанное выше утверждение о преобладании поля токов, текущих по внутренней стороне пластиинки, в суммарном поле.

Увеличение высоты пластиинки над экраном приводит к изменению механизма действия излучателя: резонанс квадруполя, образованного пластиинкой на малой высоте над экраном и ее зеркальным изображением, переходит в резонанс относительно слабосвязанных диполей при высоте, равной приблизительно $\lambda/4$.

Пластинчатые излучатели являются удобной основой для создания излучающих элементов с различными свойствами. Излучатели круговой поляризации могут быть двухканальными и одноканальными с пластиинками различной формы: квадратной, прямоугольной, эллиптической, пятиугольной и др.

Для получения круговой поляризации используется возбуждение двух резонансных колебаний тока с ортогональной поляризацией поля излучения. Квадратурный фазовый сдвиг между колебаниями тока в двухканальном излучателе обеспечивается за счет фазового сдвига падающих волн в отдельных каналах, а в одноканальных излучателях — использования фазосдвигающих элементов связи или излучателя с небольшой расстройкой относительно каждого из используемых колебаний тока. При этом относительно одного из используемых колебаний расстройка производится в сторону высоких, а другого — в сторону низких частот. В качестве фазосдвигающих элементов связи могут быть использованы щели, индуктивные штыри и др. Расстройка излучателя может быть осуществлена за счет выбора соотношения между размерами сторон прямоугольного излучателя, осей эллипса при использовании эллиптической пластиинки и т. д. Следует отметить, что поляризационные характеристики одноканальных излучателей, используемые в ФАР, претерпевают заметное изменение в секторе сканирования [26].

Двухчастотные излучатели с взаимно ортогональной поляризацией поля излучения могут быть легко реализованы на основе прямоугольного излучателя, соотношение размеров сторон которого соответствует требуемому соотношению частот. Возбуждение из-

лучателя может осуществляться с помощью полосковой линии или штыря, соединенных с излучателем в точках, не совпадающих с осями симметрии пластинки. Место включения выбирается так, чтобы входное сопротивление излучателя имело одинаковое значение на каждой из частот. Двухчастотный режим работы может быть реализован и в излучателе с эллиптической пластинкой. Известны совмещенные конструкции многочастотных излучателей с одинаковой поляризацией на всех частотах, а также излучатели с перестройкой частоты. Многочастотный режим работы может быть получен в многослойной конструкции, представляющей собой систему расположенных друг над другом пластинок, разделенных диэлектрическими слоями и возбуждаемых общим штырем. Каждую последующую пластинку можно рассматривать как экран для предыдущей. Размеры пластинок подбираются так, чтобы они резонировали на разных частотах.

Одним из недостатков печатных излучателей является относительно узкая полоса рабочих частот. В полосе частот их входное сопротивление изменяется как сопротивление параллельного контура с потерями. Для согласования таких излучателей в полосе частот могут быть использованы методы согласования резонансных нагрузок с помощью реактивных резонансных элементов. В [3] приводятся сведения об увеличении полосы частот в 4 раза по сравнению с излучателем без согласующей цепи. Установлено, что увеличение полосы пропускания может быть получено за счет уменьшения диэлектрической проницаемости подложки и увеличения высоты пластинки над экраном. Использование этих средств позволяет расширить полосу частот одиночных излучателей до 15% [4]. Для дискового излучателя получена полоса 35% при $K_{\text{св}} = 1,5$ [5].

Рабочая полоса частот в ФАР расширяется в результате взаимодействия излучателей [26], причем расширение тем больше, чем меньше расстояние между элементами решетки. Если при этом применить методы согласования резонансных нагрузок, то полоса частот излучателя в решетке может быть увеличена до 25—30%.

Перестройка резонансной частоты печатных излучателей в процессе работы может быть осуществлена с помощью варакторов, размещенных между пластинкой и экраном, и коммутируемых штырей [6—14].

Особое место среди печатных излучателей занимают комбинированные элементы, одновременно выполняющие функции излучателей и фазовращателей. Эти элементы используют в отражательных ФАР с круговой поляризацией поля излучения.

В решетках с излучателями в виде многозаходной спирали [7] фазой управляют за счет коммутации ветвей спирали. Излучатели-фазовращатели могут быть созданы на базе дискового излучателя [8]. В этом случае между экраном и диском по окружности располагают полупроводниковые коммутаторы, с помощью которых можно изменять положение точки соединения экрана и диска. Изменение фазы отраженной волны равно удвоенному значению уг-

лового перемещения указанной точки. Более простой и технологичной является конструкция, состоящая из диска с радиальными щелями и полупроводниковыми диодами, размещенными в щелях. Коммутация щелей приводит к изменению фазы отраженного поля, равному удвоенному значению углового смещения замкнутой щели при коммутации.

Одним из эффективных применений излучателей-фазовращателей с фиксированным фазовым сдвигом является создание печатных плоских отражателей с заданными характеристиками рассеяния [9]. В частности, такие отражатели в узкополосных системах с успехом могут заменить параболические зеркала. Выигрыш в данном случае заключается в низкой стоимости отражателя, для изготовления которого используется технология печатных схем. Печатные комбинированные элементы с фиксированным фазовым сдвигом могут быть использованы и в отражателях с линейной поляризацией. Поверхность отражателей может иметь практически любую форму. Размеры комбинированных печатных элементов на подложках с достаточно большой диэлектрической проницаемостью получаются достаточно малыми. Поэтому имеется возможность создания многочастотных отражателей с заданными характеристиками рассеяния на каждой из частот. Возможно создание комбинированных излучателей-фазовращателей, которые на одной из ортогональных поляризаций обеспечивают заданные характеристики рассеяния, а на другой — функционируют как обычные печатные элементы. Такие излучатели могут быть использованы в совмещенных решетках, которые на одной поляризации функционируют как проходная ФАР, а на другой — как остронаправленный плоский отражатель.

Теоретические исследования характеристик печатных излучателей могут быть выполнены различными методами. Наиболее простой из них основан на представлении излучателя в виде эквивалентной двухпроводной линии, нагруженной на сопротивление излучения торцевых щелей, и пригоден для анализа свойств прямоугольного излучателя [10]. Таким путем могут быть получены некоторые зависимости: связь между входным сопротивлением и положением штыря, возбуждающего излучатель, частотой и др. Однако точность полученных результатов невысока и для использования данного метода необходимо проводить дополнительные экспериментальные исследования или решать вспомогательные задачи, связанные с оценкой параметров эквивалентной схемы, таких как концевые емкости и т. д.

Более точный подход основан на замене печатного излучателя цилиндрическим объемным резонатором с электрическими стенками в качестве основания и магнитной стенкой в качестве боковой поверхности [11]. Задача определения характеристик излучателя в этом случае разделяется на внутреннюю и внешнюю. При решении внутренней задачи поле излучателя в пространстве между пластинкой и экраном представляется в виде ряда полей собственных колебаний резонатора и распределение электрического поля на маг-

нитной стенке отождествляется с распределением поля в щели, образованной экраном и краем пластиинки. Резонансные частоты излучателя определяются как резонансные частоты резонатора с магнитной стенкой. При расчете внешнего поля предполагается, что излучение токов, протекающих на внешней стороне пластиинки, пренебрежимо мало, а эквивалентный магнитный ток на внешней стороне боковой поверхности резонатора можно заменить линейным током, текущим в плоскости экрана. Наличие излучения учитывается при решении внутренней задачи введением эквивалентных потерь в диэлектрике, заполняющем резонатор, или с помощью импедансных граничных условий. Использование в качестве модели печатного излучателя резонатора с магнитной стенкой целесообразно в тех случаях, когда пластиинка излучателя имеет координатную форму (прямоугольную, круглую, эллиптическую и т. д.) и решение задачи на собственные значения для соответствующего резонатора с магнитной стенкой известно в аналитической форме. Такой подход может быть обоснован путем анализа поведения математической модели излучателя при уменьшении высоты пластиинки над экраном. В частности, такой анализ показывает, что результирующая система линейных алгебраических уравнений, к которой сводится система операторных уравнений задачи, при уменьшении высоты диагонализируется и это свидетельствует о том, что влияние внешних условий на поле и токи во внутренней области излучателя уменьшается. Недостатками «резонаторного» подхода являются погрешность в оценке характеристик одиночных излучателей при относительно большой высоте пластиинки над экраном и приближенный характер оценки взаимодействия излучателей в решетке, так как распределение эквивалентного тока на внешней стороне боковой поверхности резонатора в решетке предполагается таким же, как и у одиночного излучателя.

Более точные результаты могут быть получены при использовании численных методов для непосредственного определения токов на металлических элементах конструкции и полей в отверстиях связи излучателя с питающим фидером [12—18]. Для этого поля конструктивных элементов печатных излучателей выражают через неизвестные токи с помощью аффинорных функций Грина уравнений Максвелла или краевой задачи для векторного потенциала в слоистой среде. Затем накладывают граничные условия на значения касательных составляющих поля на металлической поверхности конструктивных элементов и в отверстиях связи, что приводит к системе операторных уравнений относительно неизвестных токов. Известен энергетический метод, когда система операторных уравнений представляет собой уравнение баланса энергии в печатном излучателе. В последнем случае граница области, в которой рассматривается энергетический баланс, совпадает с поверхностью металлических элементов и «затягивает» отверстия связи так, чтобы энергия электромагнитного поля в этой области была равна нулю или ее можно было бы выразить через неизвестные токи.

При использовании аффинорных функций Грина уравнений Максвелла решение системы операторных уравнений может быть получено методом моментов [12], с помощью которого она преобразуется в систему линейных алгебраических уравнений для неизвестных коэффициентов разложения тока по системе базисных функций. Энергетический подход и представление тока в виде разложения по базисным функциям приводят к квадратичной форме относительно неизвестных коэффициентов разложения тока.

Переход от квадратичной формы к системе линейных алгебраических уравнений дает такую же систему уравнений, как и метод моментов. При использовании энергетического метода и метода моментов существенное значение имеет выбор базисных функций. Система базисных функций должна быть полной, а на отдельные функции накладывается требование «конечной мощности», что эквивалентно условию непрерывности и обращения в ноль составляющих векторных базисных функций, нормальных к границе области, вне которой базисные функции равны нулю. В противном случае диагональные коэффициенты матрицы системы линейных алгебраических уравнений, представляющие собой собственную мощность (сопротивление, проводимость) базисных функций тока, не определены.

Метод, приводящий к интегральным уравнениям со слабополярным ядром, применяемый при исследовании печатных излучателей [19], основан на представлении поля через скалярный и векторный потенциалы:

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} u - i \omega \mathbf{A}. \quad (2)$$

Если \mathbf{E}_0 — стороннее поле, то граничное условие на проводящем элементе конструкции

$$\mathbf{E}_0 t - \operatorname{grad}_t u - i \omega \mathbf{A}_t = 0. \quad (3)$$

Граничное условие (3) представляется в виде уравнений для составляющих поля в системе координат, связанной с соответствующим элементом конструкции:

$$E_{0\xi\eta} - \frac{1}{h_\xi(\eta)} \frac{\partial u}{\partial \xi'(\eta)} - i \omega A_{\xi\eta}(\eta) = 0, \quad (4)$$

где $h_{\xi\eta}$ — коэффициенты Ляме.

Далее производится обращение дифференциального оператора:

$$-u - i \omega \cdot \int_{\xi_0(\eta_0)}^{\xi(\eta)} h_\xi(\eta) A_\xi(\eta) d\xi(\eta) + \int_{\xi_0}^\xi h_\xi(\eta) E_{0\xi\eta} d\xi(\eta) = -u_{\xi_0}(\eta_0). \quad (5)$$

Скалярный потенциал определяется из уравнения калибровки

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = -i \omega \mu_a \mathbf{e}_a \cdot \mathbf{u}.$$

Векторный потенциал определяется через неизвестные токи с помощью аффинорной функции Грина. Переход к заряду в уравнении (5) осуществляется интегрированием по частям в интегральном представлении векторного потенциала. Распределение тока на элементах конструкции может быть определено интегрированием плотности заряда. Полученное таким образом решение устойчиво к погрешностям вычислений, что обусловлено представлением тока через

заряд с помощью интегрального оператора. Уравнение (5) является интегральным уравнением Фредгольма первого рода со слабополярным ядром, для решения которого применимы методы регуляризации и регуляризирующие алгоритмы. Использование этих методов позволяет получить устойчивое решение для распределения заряда на пластинке печатного излучателя. При некоординатной форме пластиинки уравнение преобразуется в интегродифференциальное относительно заряда и тока на пластинке.

Если поле излучателя выражается через векторный потенциал [20], определенный с помощью аффинорной функции Грина для щлоистой среды, то наложение граничных условий на касательные составляющие поля в отверстиях связи и на поверхности металлических элементов приводит к системе интегро-дифференциальных уравнений, которые для металлических элементов имеют вид:

$$\operatorname{grad}_t \operatorname{div} \mathbf{A}_t + k^2 \mathbf{A}_t = -i \omega \mu_a \mathbf{e}_a \mathbf{E}_t, \quad (7)$$

где $\operatorname{grad}_t u$, \mathbf{A}_t , \mathbf{E}_t — касательные составляющие векторов. Уравнение вида (7) преобразуется в систему интегральных уравнений Фредгольма первого рода со слабополярным ядром выделением в левой части одномерного дифференциального оператора второго порядка с дальнейшим обращением этого оператора. Для устойчивого решения подобных уравнений разработаны методы регуляризации и регуляризирующие алгоритмы.

Математическое моделирование печатных излучателей включает в себя раздельное описание полей отдельных конструктивных элементов, включая и металлические штыри, которые могут быть использованы для соединения пластины с экраном, в том числе и через полупроводниковые коммутаторы или реактивные нагрузки, а также для возбуждения излучателей, если штыри являются продолжением центральных проводников коаксиальных волноводов. Ток на поверхности штырей имеет преобладающую компоненту, направленную параллельно оси штыря, которая в месте соединения штыря с пластинкой не равна нулю.

Поэтому при раздельном описании полей элементов конструкции в соответствии с законом сохранения заряда в представлении поля штыря появляется поле кольцевого заряда, расположенного на конце штыря, соединяющегося с экраном.

Если исходить из точных значений токов на штырях и пластинке, то поле кольцевых зарядов штырей компенсируется полями кольцевых зарядов на пластинке, которые равны зарядам штырей по модулю и противоположны по знаку. При представлении тока на пластинке конечной суммой базисных функций в соответствующем распределении заряда на пластинке кольцевые заряды отсутствуют и компенсации кольцевых зарядов штырей не происходит. Поэтому численное значение входного сопротивления имеет существенную емкостную составляющую на резонансной частоте.

При спектральном представлении функций Грина емкостная составляющая неограниченно увеличивается по модулю с ростом числа учитываемых пространственных гармоник, так как реактивная мощность поля кольцевого заряда бесконечно велика. Увеличение числа базисных функций тока на пластинке слабо влияет на значение этой составляющей. Для улучшения сходимости процесса вычисления входного сопротивления печатных излучателей с металлическими штырями в [15] предложено вводить в распределение тока базисную функцию в виде кольца с радиальным током, на внешней границе которого

ток обращается в ноль, а на внутренней — равен току штыря. Образованный на поверхности пластинки указанной базисной функцией кольцевой заряд равен по абсолютной величине и противоположен по знаку заряду штыря. В результате их поля взаимно компенсируются.

Однако этот метод имеет недостаток, заключающийся в том, что при смещении штыря к краю пластиинки кольцо становится узким и в соответствии с законом сохранения заряда из-за быстрого изменения тока в пределах кольца вновь формируется кольцевой заряд и сходимость ухудшается.

Наиболее действенный метод состоит в непосредственном определении поля кольцевого заряда и исключении его из представления поля штыря. При таком подходе характер сходимости не зависит от положения штыря над пластиинкой любой конфигурации.

В [13] для улучшения сходимости в распределении тока выделяется сингулярная часть, примыкающая к месту соединения штыря с пластиинкой. Сингулярная часть тока находится из решения задачи о возбуждении резонатора с магнитной стенкой. Однако этот метод непригоден для излучателей с пластиинками некоординатной формы.

В [14] входное сопротивление излучателя определяется без непосредственного вычисления поля штыря, приближенное значение индуктивного сопротивления которого вводится в окончательный результат. Однако этот метод приводит к неточным результатам. Действительно, в [13] показано, что индуктивная составляющая входного сопротивления при резонансе, определяемая индуктивностью штыря, заметно изменяется при перемещении штыря от центра к краю пластиинки. Кроме того, при увеличении числа базисных функций на пластиинке реактивная составляющая входного сопротивления должна уменьшаться и при достаточно большом числе базисных функций может стать емкостной. Это связано с тем, что с увеличением числа базисных функций на пластиинке формируется кольцевой заряд, нескомпенсированный зарядом штыря.

Если в качестве модели печатных излучателей используется резонатор с магнитной стенкой, то проблем, связанных с кольцевым зарядом штыря, не возникает, так как в представлении поля штыря через собственные функции резонатора поле кольцевого заряда отсутствует.

Печатные излучатели являются источником поверхностных волн в подложке и покрытии, уносящих с собой часть энергии, подводимой к излучающему элементу [21—22].

На торцевой поверхности диэлектрических слоев происходит трансформация поверхностных волн в распространяющиеся волны пространственного спектра, приводящая к искажениям ДН излучателей. Эффективность излучения печатной антенны может быть оценена как отношение мощности, приходящейся на распространяющиеся волны пространственного спектра к мощности поверхностных волн. При увеличении толщины подложки доля мощности поверхностных волн увеличивается. Аналогичная оценка может быть использована для антенных решеток. Эффективность двумерных печатных антенных решеток увеличивается с ростом размеров, так как поверхностные волны в двумерных решетках возбуждаются излучателями краевой области и мощность излучения пропорциональна квадрату характерного размера решетки, а мощность поверхностной волны прямо пропорциональна этому размеру. Эффективность линейных печатных решеток зависит от направления максимума ДН и не зависит от длины решетки.

Опубликованные работы в основном посвящены исследованию одиночных печатных излучателей. Имеется ряд работ, в которых рассматривается взаимодействие двух прямоугольных или круглых излучателей. В качестве модели отдельного излучателя используется резонатор с двумя электрическими и одной магнитной стенкой [23]. Задача сводится к исследованию связи между рамками магнитного тока круглой или прямоугольной формы. Влияние взаимодействия излучателей на распределение магнитного тока не учитывается.

В других работах, например, [24] используется метод определения токов, протекающих по металлическим элементам конструкции.

В работе [25] рассмотрена двумерная модель бесконечной ФАР с ленточными излучателями. Для определения тока на ленте использовано представление поля через аффинорную функцию Грина, представляющую собой поле элементарного диполя, параллельного плоскости ленточного проводника. В силу двумерности задачи штыри, возбуждающие ленточный проводник, заменены лентой тока. Рассчитаны ДН направленности и активная составляющая входного сопротивления излучателя в решетке. Использованная в [25] методика не позволяет определить реактивную составляющую входного сопротивления, так как остается нескомпенсированным линейный заряд на токовой ленте, возбуждающей излучатели.

Наиболее полно характеристики печатных излучателей в бесконечных плоских ФАР представлены в [15—18], основанных на энергетическом методе. Исследованы импедансные и поляризационные характеристики, ДН элементов в решетке, резонансные явления, связанные с возбуждением поверхностных волн, потери в подложке и покрытии и т. п. Показано, что прямоугольные и дисковые излучатели имеют значительные уровни кроссполяризации в диагональных плоскостях. Показано, что взаимодействие излучателей в решетке приводит к уменьшению их добротности.

При разработке эффективных численных алгоритмов определения характеристик печатных излучателей с использованием полных моделей электродинамического уровня возникают проблемы, связанные с «малоразмерными» элементами конструкции излучателей — тонкими штырями и малыми отверстиями связи. Для описания полей этих элементов приходится использовать большое число пространственных гармоник, что приводит к существенным затратам машинного времени в основном на вычисление коэффициентов матрицы системы линейных алгебраических уравнений. Для повышения эффективности численных алгоритмов предлагается (см. статью одного из авторов в настоящем сборнике) выделить «сингулярную» часть поля малоразмерных элементов и представить ее в истокообразной форме через функцию Грина однородного изотропного полупространства. При этом необходимо также выделить сингулярную часть полей зеркальных изображений первого порядка в границах раздела диэлектрических сред для тех элемен-

тов конструкции, которые полностью или частично находятся на этих границах. Указанный метод позволяет определить характеристики печатных излучателей со штырями и отверстиями связи любого диаметра.

Потери в металлических элементах конструкции печатных излучателей могут быть учтены заменой нулевых граничных условий на металлических поверхностях импедансными граничными условиями $E_t = Z_s j_s$, где Z_s — поверхностный импеданс.

Использование импедансных граничных условий предполагает раздельное определение токов на обеих сторонах пластиинки. Однако при прямом определении токов на элементах конструкции для повышения эффективности численных алгоритмов основной элемент излучателя — тонкая пластиинка в математической модели заменяется бесконечно тонкой пластиинкой, что позволяет определить сумму токов, текущих по обеим сторонам пластиинки. При таком подходе и использовании импедансных граничных условий единственность решения может быть обеспечена выделением особенности тока на кромке бесконечно тонкой пластиинки с поверхностным импедансом Z_s , которая должна быть определена. Для упрощения задачи можно рассматривать пластиинку конечной толщины со скругленными ребрами. Однако такой подход приводит к существенным затратам машинного времени, вызванным необходимостью определения тока на обеих сторонах и боковой поверхности пластиинки. Для сохранения преимуществ использования в модели излучателя бесконечно тонкой пластиинки и исключения необходимости определения особенности распределения тока на ребре с учетом импедансных условий предложен метод, названный *приближением тонкой пластины*.

В соответствии с этим методом, как и в случае бесконечно тонкой пластиинки, определяется ток, равный сумме токов, протекающих по обеим сторонам пластиинки, а ток на боковой поверхности выражается через среднее значение плотности суммарного тока на границе пластиинки. «Разделение» суммарного тока на отдельные слагаемые для определения потерь на каждой из сторон пластиинки осуществляется с помощью граничных условий для касательной составляющей магнитного поля. Использование импедансных граничных условий в рамках энергетического метода или метода моментов приводит к корректной постановке задачи. В этом нетрудно убедиться, если рассмотреть предельную форму записи операторных уравнений задачи при стремлении высоты излучателя к нулю. Можно показать, что результирующая система линейных алгебраических уравнений при переходе к пределу диагонализируется.

Потери в подложке и покрытии, а также потери в пластиинке и экране определяют КПД печатных излучателей. Потери в подложке быстро растут при уменьшении высоты излучателя [16]. Потери в покрытии, имеющем одинаковую толщину с подложкой, существенно меньше потерь в подложке, так как напряженность резонаторной части поля печатных излучателей намного превышает

напряженность поля в остальной части пространства. При разработке математических моделей печатных излучателей, как правило, полагают, что металлические элементы конструкции являются идеально проводящими. Однако оценки показывают, что с уменьшением высоты излучателей потери в металлической пластинке и экране увеличиваются и могут стать существенно больше потерь в подложке и покрытии. В предельном случае, когда высота излучателя стремится к нулю, потери в пластинке и экране, отнесенные к мощности излучения, могут стать сколь угодно большими. Это обстоятельство указывает на необходимость учета потерь в пластинке и экране наряду с потерями в подложке и покрытии, в частности, и при определении распределения тока на пластинке. Линейные печатные антенны с последовательным возбуждением можно рассматривать как несимметричную полосковую линию с плоским проводником переменной ширины. В отличие от печатных излучателей других типов, линейные печатные антенны на электродинамическом уровне практически не исследованы. Трудности здесь, очевидно, те же, что и в задаче определения характеристик решеток с конечным числом излучателей: прямые численные методы дают результаты только лишь для коротких решеток с малым числом элементов. В связи с этим был предложен метод построения математической модели линейной печатной решетки с периодически изменяющейся шириной плоского проводника (см. статью одного из авторов в настоящем сборнике). Этот метод, названный *методом одностороннего источника*, позволяет заменить реальную antennу бесконечной полосковой линии, возбуждаемой периодической системой источников, и свести решение задачи к определению токов в пределах одной ячейки. Использование двух односторонних источников позволяет выполнить **моделирование линейных антенн произвольной длины с последовательным возбуждением**. Метод применим не только к печатным решеткам, но и к любым решеткам с последовательным возбуждением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Robert J., Mailloux, John F. Mc. Ilvenna, Nichlas P. Kerneveis. Microstrip Array Technology. — IEEE Trans. Antennas and Propag., 1981, vol. 29, N 1, p. 25—37.
2. Стреттон Дж. Теория электромагнетизма. — М.: Гостехиздат, 1948. — 462 с.
3. Pues H. F., Van de Capelle A. R. Wideband impedancematched microstrip resonator antennas. — 2 Int. Conf. Antennas and Propag., Heslington, 13—16 Apr., 1981, Pt. 1: London-New York, 1981, p. 402—406.
4. Griffin J. M., Forrest J. R. Broadband circular disc microstrip antenna. — Electron. Lett., 1982, vol. 18, N 6, p. 266—269.
5. Karlsson Ingmar. Broadband microstrip array antenna. — Antenna and Propag. Int. Symp. Dig. Quebec, 1980, vol. 2: New York, 1980, p. 593—596.
6. Bhartia P., Bahi I. J. A frequency agile microstrip antenna. — Int. Symp. Dig. Antennas and Propag., Albuquerque, N. M., May 24—28, 1982, vol. 1.: New York, 1982, p. 304—307.
7. Wang I. I. H., Caldwell J. B. Characteristics of the spiraphase antenna. — Int. Symp. Dig. Antennas and Propag., Albuquerque, N. M., May 24—28, 1982, vol. 2.: New York, 1982, p. 531—534.

8. А. с. 1035692А (СССР). Дискофазный отражательный элемент/В. С. Филиппов, А. А. Сапожников, Г. П. Цева, С. М. Зварыч.
9. А. с. 1022245А (СССР). Отражательная антенна решетка/В. С. Филиппов, А. А. Сапожников, Г. П. Цева, С. М. Зварыч.
10. Munson R. E. Conformal microstrip antennas and microstrip phase array.— IEEE Trans. Antennas and Propag., 1974, AP-22, N 1, p. 74—77.
11. Lo Y. T., Harrison D. D., Solomon D., Deschamps G. A., Ore F. R. Study of microstrip antennas, microstrip phase arrays and microstrip feed network.— Rome Air Development Conf. Tech. Rep. TR-77-406, Oct. 21, 1977.
12. Neuman E. L. Strip antennas in a dielectric slab.— IEEE Trans. Antennas and Propag., 1978, AP-26, N 6, p. 784—789.
13. Chem W. C., Kong J. A. Analysis of a Circular microstrip disk antenna with a thick dielectric substrate.— IEEE Trans. Antennas and Propag., 1981, vol. 29, N 1, p. 68—76.
14. Deshpande M. D., Bailley M. C. Input impedance of microstrip antennas.— IEEE Trans. Antennas and Propag., 1982, vol. 30, N 4, p. 645—650.
15. Филиппов В. С. Характеристики печатных излучателей в плоских ФАР.— Изв. вузов МВ и ССО СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1981, т. 24, № 2, с. 41—48.
16. Филиппов В. С., Шатохин Б. В. Характеристики прямоугольных печатных излучателей в плоских ФАР.— Машинное проектирование устройств СВЧ; Под ред. В. В. Никольского.— М.: МИРЭА, 1981, с. 58—77.
17. Филиппов В. С., Шатохин Б. В. Импедансные и поляризационные характеристики прямоугольных печатных излучателей в плоских ФАР.— Изв. вузов МВ и ССО СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1983, т. 26, № 2, с. 91—92.
18. Филиппов В. С., Шатохин Б. В. Характеристики печатных излучателей с круговой поляризацией в плоских ФАР.— Изв. вузов МВ и ССО СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1984, т. 27, № 2, с. 53—59.
19. Филиппов В. С., Сапожников А. А. Метод заряда в задаче математического моделирования печатных излучателей. Автоматизированное проектирование устройств и систем СВЧ; Под ред. В. В. Никольского.— М.: МИРЭА, 1982, с. 138—148.
20. Чебышев В. В. Математическое моделирование полосковых излучателей прямоугольной формы на основе интегральных уравнений.— Автоматизированное проектирование устройств и систем СВЧ; Под ред. В. В. Никольского.— М.: МИРЭА, с. 194—204.
21. Панченко Б. А., Князев С. Г., Шабунин С. Н. Возбуждение поверхностных волн микрополосковыми структурами.— Волны и дифракция. 8-й Всеэ. симп. по дифр. и распр. волн, т. 3. Кратк. тез. докл.— М., 1981, с. 42—45.
22. de A. Fonseca S. B., Giarola A. J. Influence of surface-wave excitation on efficiency of space-wave launching in microstrip disk antennas.— Electron. Lett, 1982, vol. 18, N 40, p. 406—407.
23. Malkomes M. Mutual coupling between microstrip patch antennas.— Electron. Lett., 1982, vol. 18, N 12, p. 520—522.
24. Habashy T. M., Aly S. M., Kong J. A. Impedance parameters and radiation patterns of two coupled circular microstrip disk antennas.— J. Appl. Phys., 1983, vol. 54, N 2, p. 493—506.
25. Liu C. C., Shmoys J., Hessel A. E-plane performance tradeoffs in two-dimensional microstrip-patch element phased arrays.— IEEE Trans. Antennas and Propag., 1982, vol. 30, N 6, p. 1201—1206.

Математическая модель и результаты исследования характеристик печатных излучателей в плоских ФАР

Введение. В тех случаях, когда к ФАР предъявляются жесткие требования к габаритным размерам и массе, в качестве излучателей решетки могут быть использованы печатные элементы [1]. Эти излучатели расположены на малой высоте (около $\lambda/20$) над плоским проводящим экраном.

Существуют различные модификации печатных излучателей. В простейшем варианте (рис. 1, а) печатный излучатель представляет собой металлическую пластинку круглой или прямоугольной формы, расположенную над металлическим экраном на диэлектрической подложке малой толщины.

Пластина возбуждается одним или несколькими штырями, являющимися продолжением центральных проводников коаксиальных волноводов. Некоторые из штырей могут быть либо нагружены на реактивные нагрузки, либо непосредственно могут соединять пластину с экраном. Выбор нагрузок или диаметра штырей, определяющего их собственную реактивность, обеспечивает необходимые характеристики излучателей: коэффициент эллиптичности и пространственное положение осей эллипса поляризации, полосу пропускания, резонансные частоты и т. д. Пластина может возбуждаться и полосковой линией.

Другая модификация печатного излучателя показана на рис. 1, б. Решетка представляет систему металлических полос, каждая из которых возбуждается определенным количеством одиночных или парных штырей. Отдельный излучатель в такой системе выделен штриховой линией. Пара штырей возбуждается противофазно. Для противофазного возбуждения штырей может быть использовано устройство, состоящее из коаксиального тройника и полуволнового отрезка коаксиального волновода, включенного в одно из плеч тройника. Печатные излучатели ФАР могут быть закрыты сверху слоем диэлектрика, защищающим решетку от внешних воздействий.

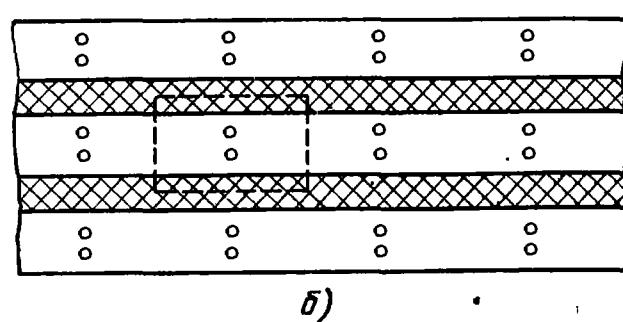
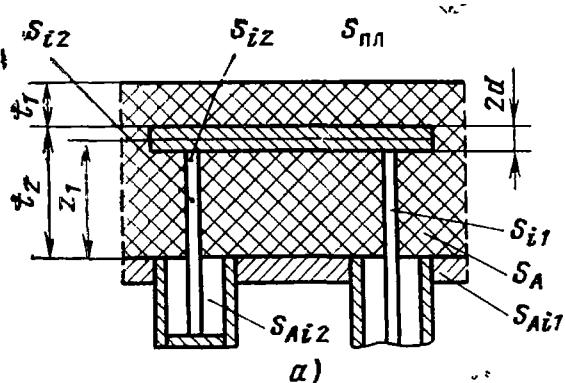


Рис. 1

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА
ВНИИРТ

В данной работе приводятся результаты исследования характеристик печатных излучателей в плоской ФАР на основе модели в виде бесконечной плоской антенной решетки.

Предполагается, что конструкция излучателя включает в себя металлическую пластинку произвольной формы и штыри, из которых n_1 штырей нагружены на реактивные нагрузки, а n_2 — являются продолжением центральных проводников коаксиальных волноводов. Металлические пластинки расположены в слое диэлектрика — подложке на высоте z_1 над экраном (рис. 1,а). Подложка и диэлектрическое покрытие, толщина которых равна соответственно t_1 и t_2 , имеют диэлектрические проницаемости ϵ_{a1} и ϵ_{a2}

и характеризуются тангенсом угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \Delta_1$ и $\operatorname{tg} \Delta_2$. Толщина металлической пластины $2d$ — конечна. Проводимость металлических элементов конструкции одинакова и равна σ . Излучатели возбуждаются волнами, распространяющимися в коаксиальных волноводах. Такая модель позволяет определить, наряду с другими характеристиками, матрицу рассеяния и учесть влияние свойств многополосника, объединяющего коаксиальные волноводы, на характеристики излучателя в решетке.

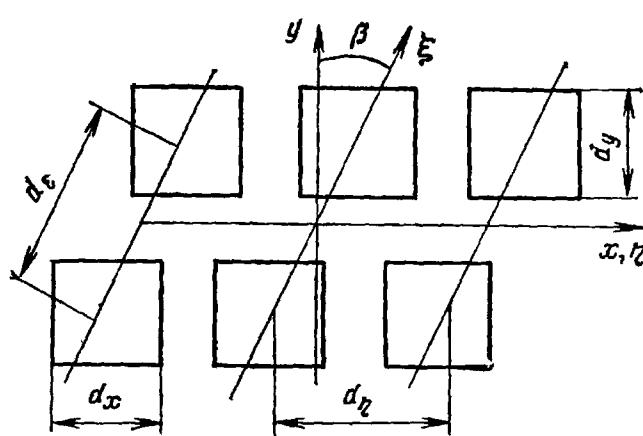


Рис. 2

Предполагается, что излучатели расположены в узлах координатной сетки косоугольной системы координат с шагом d_ξ и d_η (рис. 2).

Рассмотрим характеристики излучателей решетки при возбуждении ее системой волн, распространяющихся в питающих фидерах, с единичной амплитудой и линейно-меняющейся фазой:

$$\hat{u} = \exp [i(v\xi_t + \gamma\eta_r)] r, t = 0, \pm 1, \dots, \quad (1)$$

где

$$\gamma = \kappa \sin \theta_{\text{рл}}, v = \kappa \sin \theta_{\text{рл}} \sin (\beta + \Phi_{\text{рл}}).$$

В приведенных формулах $\theta_{\text{рл}}$, $\Phi_{\text{рл}}$ — углы сферической системы координат, определяющие направления фазирования. Величины $\xi_t = d_\xi t$, $\eta_r = d_\eta r$ — координаты центров излучателей, связанные с декартовыми координатами соотношениями $\xi = y/\cos \beta$, $\eta = x - y \tan \beta$, где β — угол между координатными линиями косоугольной системы координат (см. рис. 2).

Как известно [2], произвольное возбуждение антенной решетки можно представить в виде суперпозиции возбуждений (1). Хотя излагаемые результаты в основном относятся к ФАР с печатными излучателями, ниже будет показано, что разработанная методика может быть использована для моделирования одиночных излучателей и линейных антенных решеток с последовательным воз-

буждением печатных элементов, а также ФАР, образованных такими линейными излучателями.

Приближение тонкой пластины. Операторное уравнение задачи. Как известно [2], при возбуждении решетки системой волн (1) излучение элемента в решетке можно рассматривать как возбуждение электромагнитного поля в пространственном волноводе, форма поперечного сечения которого определяется конфигурацией периодической ячейки бесконечной решетки.

В данной задаче пространственный волновод представляет собой полубесконечный волновод с формой поперечного сечения, соответствующей косоугольной координатной сети, закороченной с торца участком плоского экрана, с двумя диэлектрическими вставками толщиной t_1 и t_2 , металлической пластиной толщиной $2d$, расположенной в диэлектрической вставке, прилегающей к экрану, на высоте z_1 над экраном и металлическими штырями. Пространственный волновод через отверстия связи в экране возбуждается волнами, распространяющимися в фидерных линиях. Необходимость учета конечной проводимости металлических элементов в конструкции излучателя обусловлена тем, что при уменьшении высоты пластины над экраном, как это будет показано ниже, потери в металле растут быстрее, чем потери в диэлектрике. Поэтому модель излучателя с идеально проводящими пластиной, штырем и экраном может оказаться неточной. Кроме того, учет потерь приводит к корректной постановке задачи, что делает возможным реализацию численных алгоритмов определения всех основных характеристик печатных излучателей.

Для определения токов на металлических элементах конструкции излучателя и полей в отверстиях связи воспользуемся законом сохранения энергии в интегральной форме:

$$\oint_S [\mathbf{E}, \mathbf{H}] dS + P = 0, \quad (2)$$

где S — замкнутая поверхность, совпадающая с поверхностью, металлических элементов и двумя сторонами плоскости экрана (см. рис. 1, a); P — комплексная мощность, включающая реактивную мощность поля и мощность потерь в области, ограниченной S . При определении P воспользуемся моделью поверхностного эффекта в проводниках, в которой используется понятие эквивалентного поверхностного тока и поверхностного импеданса. В этом случае поле внутри металлических элементов излучателя принимается равным нулю и реактивная мощность полностью определяется поверхностным импедансом металлических элементов, свойствами среды в отверстиях связи, а также энергией электромагнитного поля, запасенной в реактивных нагрузках штырей. Учитывая это, получаем

$$P = Z_S \oint_{S_{\text{пл}}} |\mathbf{H}_t|^2 dS + Z_S \sum_{i_1=1}^{n_1} \oint_{S_{i_1}} |\mathbf{H}_t|^2 dS + Z_S \sum_{i_2=1}^{n_2} \oint_{S_{i_2}} |\mathbf{H}_t|^2 dS + P_e, \quad (3)$$

где $S_{\text{пл}}$ — поверхность металлической пластины; S_{i2} — поверхность металлических штырей, нагруженных на реактивные нагрузки; S_{i1} — поверхность штырей, связанных с коаксиальными волноводами; P_s — мощность поля в области, ограниченной поверхностью S^{\pm}_A , одна из частей которой S^+_A совпадает с внешней стороной части экрана, обращенной в пространственный волновод, а вторая S^-_A — с внутренней, пересекающей коаксиальные волноводы; поле на внутренней стороне всюду равно нулю, кроме участков, совпадающих с поперечным сечением коаксиальных волноводов.

Область, ограниченная поверхностью S^{\pm}_A , включает также мощность полей реактивных нагрузок, связанных со штырями. Учитывая это, последний интеграл в (3) можно представить в виде

$$P_s = Z_S \int_{S_A^+ - \sum_{i_1, i_2} S_{Ai1,2}} |\mathbf{j}_s|^2 dS + \alpha \sum_{i_1=1}^{n_1} \int_{S_{Ai2}} |\mathbf{E}|^2 dS + \sum_{i_2=1}^{n_2} P_{i2}, \quad (4)$$

где S_{Ai1} , S_{Ai2} — поверхность отверстий в экране, связывающих штыри с коаксиальными волноводами и реактивными нагрузками; \mathbf{j}_s — плотность электрического тока, протекающего по внешней стороне экрана; $P_{i2} = i\omega(W_H - W_E)$ — мощность поля реактивных нагрузок штырей; α — комплексный коэффициент, учитывающий свойства тонкого слоя среды в отверстиях связи, отличающегося по свойствам от диэлектрика подложки и заполнения коаксиального волновода; такой средой могут быть различные слои диэлектрика, увеличивающие электрическую прочность входной цепи излучателя, и т. д.

Представляя интеграл в левой части (2) в виде суммы интегралов по металлическим элементам конструкции и отверстиям связи, а также используя (3), (4) и связь между эквивалентным поверхностным током и касательной составляющей вектора напряженности магнитного поля на поверхности металла, получаем

$$\begin{aligned} & \oint_{S_{\text{пл}}} \mathbf{E} \mathbf{j}_{\text{пл}}^* dS + \sum_{i_1, i_2} \oint_{S_{i_1, i_2}} \mathbf{E} \mathbf{j}_{i1,2}^* dS + \sum_{i_1, i_2} \oint_{S_A^{\pm}} [\mathbf{E}, \mathbf{H}] dS = \\ & = -Z_S \oint_{S_{\text{пл}}} |\mathbf{j}_{\text{пл}}|^2 dS - \sum_{i_1, i_2} Z_S \oint_{S_{i_1, i_2}} |\mathbf{j}|^2 dS - Z_S \times \\ & \times \int_{S_A^+ - \sum_{i_1, i_2} S_{Ai1,2}} |\mathbf{j}_s|^2 dS - \alpha \sum_{i_1} \int_{S_{Ai1}} |\mathbf{E}|^2 dS - \sum_{i_2} P_{i2}. \end{aligned} \quad (5)$$

В приведенных формулах

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{array}{c} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{array} \right\} &= \sum_{i_1} \left[\left\{ \begin{array}{c} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{array} \right\} (\mathbf{j}_{i1}) + \left\{ \begin{array}{c} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{array} \right\} (\mathbf{E}_{tAi1}) \right] + \sum_{i_2} \left[\left\{ \begin{array}{c} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{array} \right\} (\mathbf{j}_{i2}) + \right. \\ & \left. + \left\{ \begin{array}{c} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{array} \right\} (\mathbf{E}_{tAi2}) \right] + \left\{ \begin{array}{c} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{array} \right\} (\mathbf{j}_{\text{пл}}), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{j}_{i1}), \mathbf{E}(\mathbf{j}_{i2}), \mathbf{E}(E_{tA_{i1}}), \mathbf{E}(E_{tA_{i2}}), \mathbf{E}(\mathbf{j}_{\text{пл}})$ — электрические поля штырей и отверстий связи с коаксиальными волноводами и реактивными нагрузками, а также поле тока пластиинки.

В сечениях коаксиальных волноводов поверхностью S_A^-

$$\mathbf{E}'_{i2} = \sum_p \sum_{m', n'=-\infty}^{\infty} C_{m'n'p_{i2}} \mathbf{e}_{m'n'p_{i2}}^- + \sum u_{m'n'p_{i2}}^0 \mathbf{e}_{m'n'p_{i2}}^+, \quad (7)$$

где первое слагаемое представляет собой поле, возбуждаемое в волноводе отверстием связи, второе — суперпозицию волн, возбуждающих излучатель.

Соотношение (5) — это операторное уравнение второго рода относительно токов на металлических элементах излучателя и полей в отверстиях связи.

Ток на экране не входит в число неизвестных величин и выражается через токи металлических элементов конструкции и поля в отверстиях связи. Потери в экране определяют третью слагаемое в правой части (5).

Поскольку конструкции реактивных нагрузок могут быть различными, а конфигурации входящих в них элементов достаточно сложными, то целесообразно описать их в системе уравнений (5) с помощью полного входного сопротивления Z_{i2} . Операторное уравнение (5) в этом случае принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} & \oint_{S_{\text{пл}}} \mathbf{E} \mathbf{j}_{\text{пл}}^* dS + \sum_{i_1, i_2} \oint_{S_{i1, i2}} \mathbf{E} \mathbf{j}_{i1, i2}^* dS + \sum_{i_1} \oint_{S_{Ai1}^+} [\mathbf{E}, \mathbf{H}]^* dS = \\ & = -Z_S \oint_{S_{\text{пл}}} |\mathbf{j}_{\text{пл}}|^2 dS - Z_S \sum_{i_1, i_2} \oint_{S_{i1, i2}} |\mathbf{j}|^2 dS - Z_S \int_{S_A^+} |\mathbf{j}_s|^2 dS - \\ & - \alpha \sum_{i_1} \int_{S_{Ai1}^+} |\mathbf{E}|^2 dS - \sum_{i_2} I_{i2}^2(0) Z_{i2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $I_{i2}(0)$ — ток штыря в месте соединения с нагрузкой.

Число неизвестных величин в уравнении (5) уменьшилось за счет исключения полей в отверстиях связи штырей с реактивными нагрузками.

При решении исходной системы уравнений (5) необходимо определять ток, протекающий по каждой из двух сторон и боковой поверхности пластины. В реальных излучателях толщина металлической пластиинки, как правило, пренебрежимо мала по сравнению с другими геометрическими характеристиками и длиной волны. Это обстоятельство позволяет упростить численное решение задачи, например, с помощью перехода к модели с бесконечно тонкой пластииной. В такой модели определяется ток, представляющий собой сумму токов, текущих по обеим сторонам пластины. Однако распределение этого тока имеет особенность на кромке пластиинки, вид которой должен учитываться в математической модели. Это усложняет модель, особенно для излучателей с пластиинкой некоординатной формы, и существенно увеличивает затраты машин-

шого времени при получении численных результатов. Кроме того, при учете конечной проводимости пластиинки необходимо решить задачу о характере особенности распределения тока на кромке такой пластины. Поэтому представляется целесообразным другой подход, который может быть назван «приближением тонкой пластины».

Суть этого подхода заключается в определении суммарного тока на пластиинке, как и в модели с бесконечно тонкой пластиинкой, выражении тока на боковой поверхности через суммарный ток и последующем разделении суммарного тока на токи, текущие по обеим сторонам пластиинки. Необходимость процедуры разделения токов обусловлена тем, что потери в пластиинке должны быть определены для каждого из токов в отдельности, так как мощность потерь есть нелинейный функционал тока. Разделение суммарного тока может быть выполнено с помощью граничных условий для магнитного поля на поверхности пластиинки.

Преобразуем (5) в уравнение для суммарного тока и тока, текущего по боковой поверхности пластиинки. Обозначим $S_{\text{пл}}^+$, $S_{\text{пл}}^-$, S_6 соответственно стороны пластиинки, обращенные к покрытию и экрану, а также боковую поверхность.

Уравнение (5) можно представить в виде системы уравнений, каждое из которых представляет собой уравнение баланса энергии для отдельных элементов конструкции излучателя. Уравнение, соответствующее пластиинке излучателя, в этом случае принимает такой вид:

$$\begin{aligned} \int_{S_{\text{пл}}^+} \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{j}}_{\text{пл}} dS + \int_{S_{\text{пл}}^-} \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{j}}_{\text{пл}} dS + \int_{S_6} \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{j}}_{\text{пл}}^6 dS = -Z_S \int_{S_{\text{пл}}^+} |\mathbf{j}_{\text{пл}}^+|^2 dS - \\ - Z_S \int_{S_{\text{пл}}^-} |\mathbf{j}_{\text{пл}}^-|^2 dS - Z_S \int_{S_6} |\mathbf{j}_{\text{пл}}^6|^2 dS. \end{aligned} \quad (9)$$

Векторы \mathbf{E} в первых двух интегралах являются непрерывными функциями координаты z . Представляя эти функции в виде степенного ряда окрестности точки z_1 и пренебрегая из-за малой толщины пластины изменением указанных векторов в интервале значений z , соответствующем толщине пластины, получаем

$$\int_{S_{\text{пл}}^+} \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{j}}_{\text{пл}}^+ dS + \int_{S_{\text{пл}}^-} \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{j}}_{\text{пл}}^- dS = \int_{S_z} \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{j}}'_{\text{пл}} dS, \quad (10)$$

$$\text{где } \hat{\mathbf{j}}'_{\text{пл}} = \hat{\mathbf{j}}_{\text{пл}}^+ + \hat{\mathbf{j}}_{\text{пл}}^-. \quad (11)$$

Поле \mathbf{E} в (10) можно рассматривать как сумму полей

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{j}_{\text{пл}}) + \mathbf{E}', \quad (12)$$

созданных током пластины и других элементов конструкции излучателя. С другой стороны,

$$\mathbf{E}(\mathbf{j}_{\text{пл}}) = \mathbf{E}(\mathbf{j}_{\text{пл}}^+) + \mathbf{E}(\mathbf{j}_{\text{пл}}^-) + \mathbf{E}(\mathbf{j}_{\text{пл}}^6). \quad (13)$$

Согласно сказанному выше, значения полей в (13) берутся в сечении $z=z_1$:

$$E(j_{\text{пл}}^{\pm}) = \int_{S_{\text{пл}}^{\pm}} \hat{J}_{11}[\mathbf{r}, (\mathbf{r}' \pm z_0 d)] j_{\text{пл}}^{\pm} d S, \quad (14)$$

где $\hat{J}_{11}(\bar{r}, \bar{r}')$ — аффинорная функция Грина, представляющая собой поле элементарного электрического диполя, расположенного в плоскостях $S_{\text{пл}}^{\pm}$, момент которого параллелен $S_{\text{пл}}^{\pm}$; \bar{r}, \bar{r}' — векторы, находящиеся в плоскости $z=z_1$. Для тонких пластин

$$E(j_{\text{пл}}^{\pm}) \approx \int_{S_{\text{пл}}^+} \hat{J}_{11}[\mathbf{r}, (\mathbf{r}' + z_0 d)] j_{\text{пл}}^{\pm} d S. \quad (15)$$

Поэтому выражение (13) можно представить в таком виде:

$$E(j_{\text{пл}}) = E(j'_{\text{пл}}) + E(j''_{\text{пл}}), \quad (16)$$

где

$$E(j'_{\text{пл}}) = \int_{S_{\text{пл}}^+} \hat{J}_{11}[\mathbf{r}, (\mathbf{r}' + z_0 d)] j_{\text{пл}} d S. \quad (17)$$

Если $d=0$, то (17) определяет поле бесконечно тонкой пластины в плоскости пластины. Однако из-за наличия неинтегрируемой особенности у ядра интегрального оператора в (17), величина $E(j'_{\text{пл}})$ не определена в обычном смысле, но может рассматриваться как обобщенная функция в классе функций тока с конечной мощностью, определяемой в соответствии с теоремой Пойтинга как

$$P = \frac{1}{2} \int_V E(\mathbf{j}) \mathbf{j}^* d V. \quad (18)$$

При этом уравнения (18) имеют смысл и могут быть использованы для определения токов в излучателе.

Определим ток на боковой поверхности пластины. В случае бесконечно тонкой пластины ортогональная к краю составляющая вектора плотности тока равна нулю [13]. Если толщина пластины конечна, то эта составляющая не равна нулю, но существенно меньше тангенциальной составляющей.

Поэтому при определении тока на боковой стороне пластины конечной толщины будем пренебрегать составляющей тока, нормальной к краям пластины. Таким образом, предполагается, что ток, текущий по боковой поверхности, параллелен плоскости пластины. Поскольку толщина пластины пренебрежимо мала по сравнению с λ , то при моделировании не учитывается конкретный вид формы сечения боковой поверхности плоскостью, перпендикулярной сторонам $S_{\text{пл}}^{\pm}$.

Боковая поверхность пластины может рассматриваться как прямой цилиндр, высота которого равна толщине пластины. При этом

распределение тока вдоль образующей цилиндра выбирается равномерным:

$$\mathbf{j}_{\text{пл}}^6 = \frac{1}{2} \mathbf{j}_{t \text{ пл}}(l), \quad (19)$$

где $\mathbf{j}_{t \text{ пл}}(l)$ — тангенциальная составляющая вектора плотности суммарного тока на крае пластины. Соотношение (19) является следствием непрерывности и допущения о линейности изменения тангенциальной составляющей тока на боковой поверхности при переходе с одной стороны пластины на другую. Такое допущение вполне оправдано при малой толщине пластины.

Используя приведенные выше соображения, представим третий интеграл в левой части (9) в виде

$$\int_{S_6} \mathbf{E} \mathbf{j}_{\text{пл}}^6 dS = \frac{d}{2} \oint_L \mathbf{E} \mathbf{j}_t(l) dl. \quad (20)$$

Для разделения суммарного тока на токи, текущие по двум сторонам пластины, воспользуемся граничными условиями для касательной составляющей магнитного поля на поверхности пластины. Обозначим $\mathbf{H}_t^+, \mathbf{H}_t^-$ — значения касательных составляющих вектора на сторонах $S_{\text{пл}}^+, S_{\text{пл}}^-$ пластины соответственно. Тогда суммарный ток можно разделить на слагаемые

$$\mathbf{j}_{\text{пл}}^+ = [\mathbf{n}, \mathbf{H}_t^+], \quad \mathbf{j}_{\text{пл}}^- = \mathbf{j}_{\text{пл}} - [\mathbf{n}, \mathbf{H}_t^+]. \quad (21)$$

В результате сумма двух первых интегралов в правой части (10) принимает вид

$$Z_S \int_{S_{\text{пл}}^+} |\mathbf{j}_{\text{пл}}^+|^2 dS + Z_S \int_{S_{\text{пл}}^-} |\mathbf{j}_{\text{пл}}^-|^2 dS = Z_S \int_{S_{z1}} \{ |[\mathbf{n}, \mathbf{H}_t^+]|^2 + \\ + |\mathbf{j}_{\text{пл}} - [\mathbf{n}, \mathbf{H}_t^+]|^2 \} dS. \quad (22)$$

Подставив (10), (20), (22), в (9), получим уравнение для тока на пластине в «приближении тонкой пластины»:

$$\int_{S_{z1}} \mathbf{E} \mathbf{j}_{\text{пл}}^6 dS + \frac{d}{2} \oint_L \mathbf{j}_{t \text{ пл}}(l) \mathbf{E} dl = -Z_S \int_{S_{z1}} \{ |[\mathbf{n}, \mathbf{H}_t^+]|^2 + |\mathbf{j}_{\text{пл}} - [\mathbf{n}, \mathbf{H}_t^+]|^2 \} dS - \frac{d Z_S}{2} \oint_L |\mathbf{j}_t(l)|^2 dl. \quad (23)$$

На больших расстояниях ток боковой поверхности можно рассматривать как линейный, пренебрегая конечной протяженностью в поперечном направлении.

После описанных выше преобразований операторное уравнение (5) принимает вид

$$\int_{S_{z1}} \mathbf{E} \mathbf{j}_{\text{пл}}^6 dS + \frac{d}{2} \oint_L \mathbf{E} \mathbf{j}_t dl + \sum_{i_1, i_2} \oint_{S_{il,2}} \mathbf{E} \mathbf{j}_{i1,2} dS +$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{i_2} \frac{\phi}{S_{A,i_2}^+} [\mathbf{E}_{i_2}, \hat{\mathbf{H}}] d\mathbf{S} = -Z_S \int_{S_{z_1}} \{ |[n, \mathbf{H}_t^+]|^2 + |\mathbf{j}_{\text{пл}} - \\
& - [n, \mathbf{H}_t^+]|^2 \} dS - Z_S \sum_{i_1, i_2} \frac{\phi}{S_{i_1, i_2}} |\mathbf{j}_{i_1, i_2}|^2 dS - \frac{d}{2} \frac{\phi}{L} \mathbf{j}_{t \text{ пл}}(l) \mathbf{E} dl - \\
& - \alpha \int_{S_{A,i_1}^+ - \sum_{i_1} S_{A,i_1}} |\mathbf{E}_{t,i_1}|^2 dS - Z_S \int_{S_A^+ - \sum_{i_1} S_{A,i_1}} |\bar{\mathbf{j}}_\theta|^2 dS - \sum_{i_2} J_{i_2}^2(0) Z_{i_2}. \quad (24)
\end{aligned}$$

Таким образом, возможны два варианта приближения тонкой пластины. Первый — состоит в использовании представления поля токов пластины в среднем сечении $z=z_1$ (рис. 1, а) в виде (17) и позволяет расширить класс базисных функций за счет включения в него базисов, не относящихся к классу функций с конечной мощностью, например кусочно-постоянных функций. Такая возможность обусловлена тем, что точки истока и наблюдения аффинорной функции Грина расположены в разных плоскостях и расстояние между ними не меньше, чем d . Второй вариант отличается от приближения бесконечно тонкой пластины добавлением замкнутого линейного тока, зависящего от толщины пластины.

Аффинорные функции Грина уравнений Максвелла для пространственного волновода. Для представления поля в пространственном волноводе через источники поля воспользуемся понятием аффинорных функций Грина уравнений Максвелла. Необходимо построить четыре функции

$$\hat{J}_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \hat{J}_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \hat{J}_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \hat{J}_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'),$$

связывающие источники и поля, возбуждаемые этими источниками:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_V \hat{J}_{11} \mathbf{j} dV; \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_V \hat{J}_{12} \mathbf{j}^\mu dV; \quad (25)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int_V \hat{J}_{21} \mathbf{j} dV; \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int_V \hat{J}_{22} \mathbf{j}^\mu dV.$$

Функции $\hat{J}_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, $\hat{J}_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ с помощью уравнений Максвелла могут быть выражены через $\hat{J}_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, $\hat{J}_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$:

$$\hat{J}_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = [\nabla, \hat{J}_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]/i \omega \epsilon_a; \quad (26)$$

$$\hat{J}_{21}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -[\nabla, \hat{J}_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')]/i \omega \epsilon_a.$$

Для построения функций Грина \hat{J}_{11} , \hat{J}_{22} представим электромагнитное поле пространственного волновода в виде суперпозиции нормальных волн

$$\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\} = \sum \left\{ C_S^+ \frac{\mathbf{e}_S^+}{\mathbf{h}_S^+} + C_S^- \frac{\mathbf{e}_S^-}{\mathbf{h}_S^-} \right\} + \frac{z_0 j_z / \omega \epsilon_a}{z_0 j_z^\mu / \omega \mu_a}. \quad (27)$$

Наличие последнего слагаемого в (27) связано, как известно, с неполнотой системы составляющих векторных функций \mathbf{e}_S^\pm , \mathbf{h}_S^\pm , описывающих продольную составляющую поля, в области источников.

В выражении (27) положительный индекс соответствует волнам, распространяющимся вдоль оси пространственного волновода, которую обозначим как z , а отрицательным индексом отмечены волны, распространяющиеся в противоположном направлении.

Векторы поля нормальных волн представим в виде суммы поперечной и продольной составляющих относительно продольной оси пространственного волновода:

$$\mathbf{e}_S^\pm = \mathbf{e}_{\perp S}^\pm + \mathbf{e}_{zS}^\pm z_0; \quad \mathbf{h}_S^\pm = \mathbf{h}_{\perp S}^\pm + \mathbf{h}_{zS}^\pm z_0. \quad (28)$$

В приведенных формулах S — кратная запись группы трех индексов m , n , p , в которой первый и второй индексы характеризуют зависимость поля нормальных волн от поперечных координат, а третий — указывает на принадлежность нормальной волны к E -волнам ($p=1$) или H -волнам ($p=2$).

Нормальные волны пространственного волновода определяются следующими выражениями:

E -волны:

$$\mathbf{e}_{zmn1}^\pm = \pm e_{z0mn1} \exp(\pm i k_{zmn} z); \quad \mathbf{e}_{\perp mn1}^\pm = \mp i \frac{k_{zmn}}{g_{mn}^2} \operatorname{grad}_\perp e_{zmn1}^\pm;$$

$$\mathbf{h}_{\perp mn1}^\pm = \mp i \frac{\omega \mu_a}{g_{mn}^2} [\operatorname{grad}_\perp e_{zmn1}, z_0];$$

H -волны:

$$\mathbf{h}_{zmn2}^\pm = \pm h_{z0mn2} \exp(\pm i k_{zmn} z); \quad \mathbf{e}_{\perp mn2}^\pm = \pm \frac{i \omega \mu_a}{g_{mn}^2} [\operatorname{grad}_\perp h_{zmn2}^\pm, z_0];$$

$$\mathbf{h}_{\perp mn2}^\pm = \mp \frac{i \omega \mu_a}{g_{mn}^2} \operatorname{grad}_\perp h_{zmn2}^\pm, \quad (29)$$

где

$$e_{z0mn} = \frac{1}{\sqrt{S_A}} \frac{g_{mn}}{k_{zmn}} \exp[i(k_{xm}x + k_{yn}y)];$$

$$h_{z0mn} = \frac{1}{\sqrt{S_A}} \frac{g_{mn}}{\omega \mu_a} \exp[i(k_{xm}x + k_{yn}y)]; \quad (30)$$

$$g_{mn} = \sqrt{k_{xm}^2 + k_{yn}^2}; \quad k_{zmn} = \sqrt{k^2 - g_{mn}^2}.$$

В формулах (29) и (30) S_A — площадь поперечного сечения пространственного волновода;

$$k_{xm} = \gamma + 2\pi m/d_x; \quad k_{yn} = u + 2\pi n/d_y$$

— для решетки с излучателями, расположенными в узлах координатной сети прямоугольной системы координат, и

$$k_{xm} = k\gamma + 2\pi m/d_\eta; \quad k_{ymn} = k(v-\gamma) + (2\pi/\cos\beta)(n/d_\xi - m \sin\beta/d_\eta), \quad (31)$$

если излучатели расположены в узлах координатной сетки косоугольной системы координат с шагом d_ξ и d_η вдоль координатных линий, угол между которыми равен β .

Будем искать представление функций Грина в прямоугольной системе координат с осью z , ориентированной вдоль оси пространственного волновода. Из выражений (25) следует, что координаты аффинорной функции Грина, расположенные в одном столбце матрицы, соответствующей этой функции, представляют собой составляющие электрического или магнитного поля в точке r , обусловленные действием источника в виде электрического или магнитного элементарного диполя с единичным моментом ориентированных вдоль одной из осей прямоугольной системы координат и находящегося в точке r' .

В качестве примера рассмотрим задачу построения функции $J_{11}(r, r')$ для области, ограниченной экраном и границей раздела подложки — диэлектрик. Поместим электрический диполь в точке $r' = (x', y', z')$, $0 < z' < t_1$. Тогда поле диполя будет определяться следующими выражениями:

$$1) \quad 0 \leq z \leq z', \quad \mathbf{E}(x, y, z) = \sum_{p=1}^2 \sum_{m, n=-\infty}^{\infty} (C_{mnp}^+ \mathbf{e}_{mnp}^+ + C_{mnp}^- \mathbf{e}_{mnp}^-); \quad (32)$$

$$2) \quad z' \leq z \leq t_1, \quad \mathbf{E}(x, y, z) = \sum_{p=1}^2 \sum_{m, n=-\infty}^{\infty} (C_{mnp}^+ \mathbf{e}_{mnp}^+ + C_{mnp}^- \mathbf{e}_{mnp}^-). \quad (33)$$

Используя лемму Лоренца для области, не содержащей источники, можно показать, что нормальные волны обладают следующим свойством ортогональности:

$$\begin{aligned} & \int_{S_\perp} \{ [\mathbf{e}_{\perp mnp}^\pm, \mathbf{h}_{\perp(-m'n'p')}^\pm] - [\mathbf{e}_{\perp(-m'n'p')}^\pm, \mathbf{h}_{\perp mnp}^\pm] \} dS = \\ & = \begin{cases} 0, & p \neq p', m \neq m', n \neq n' \\ \pm 2y_{mnp}, & p \neq p', m \neq m', n \neq n'; \end{cases} \\ & \int_{S_\perp} \{ [\mathbf{e}_{\perp mnp}^\pm, \mathbf{h}_{\perp(-m'n'p')}^\pm] - [\mathbf{e}_{\perp(-m'n'p')}^\pm, \mathbf{h}_{\perp mnp}^\pm] \} dS = 0, \end{aligned} \quad (34)$$

где $\mathbf{e}_{\perp S}^\pm, \mathbf{h}_{\perp S}^\pm$ — нормальные волны пространственного волновода при $\gamma' = -\gamma, v' = -v$.

Будем считать, что $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1, \mathbf{j}_1, \mathbf{j}_4$ — электромагнитное поле излучателя и его источники — электрические и эквивалентные магнитные токи; $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ — вспомогательное электромагнитное поле, в качестве которого используются прямые и обратные свободные волны пространственного волновода.

В этом случае лемма Лоренца принимает вид

$$\oint_S \{[E_1, H_2] - [E_2, H_1]\} dS = \int_V (j_1 E_2 - j_1^\mu H_2) dV. \quad (35)$$

Соотношение (35) используется для определения амплитудных коэффициентов нормальных волн.

Получим выражения для амплитудных коэффициентов нормальных волн, возбуждаемых диполем, ориентированным вдоль оси x координатной системы:

$$j(x', y', z') = x_0 \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z'). \quad (36)$$

Положив в (35) величину $j_1^\mu = 0$ и выбрав в качестве вспомогательного поля последовательно электромагнитное поле прямой и обратной нормальной волны $e^{\pm}_{\perp(-mn)p}$, $h^{\pm}_{\perp(-mn)p}$, получим систему уравнений для определения амплитудных коэффициентов волн, возбуждаемых током (36):

$$\begin{aligned} C_{mnp}^- - C'_{mnp}^- &= -\frac{1}{2y_{mnp}} e_{x(-mn)p}^+ (x', y', z'); \\ C_{mnp}^+ - C'_{mnp}^+ &= \frac{1}{2y_{mnp}} e_{x(-mn)p}^- (x', y', z'), \end{aligned} \quad (37)$$

где y_{mnp} — характеристическая проводимость нормальной волны.

Уравнение (37) необходимо дополнить граничными условиями на поверхности экрана и границе раздела подложка — покрытие:

$$C'_{mnp}^+ = -C'_{mnp}^-; \quad C_{mnp}^- \exp(i k_{zmn} t_1) = R_{mnp} \exp(i k_z mn t_1), \quad (38)$$

где R_{mnp} — коэффициент отражения от границы раздела подложка — покрытие.

Решая систему уравнений (37), (38), получаем:

$$C_{mnp}^+ = \frac{e_{x(-mn)p}^- - e_{x(-mn)p}^+}{2y_{mnp} [1 + R_{mnp} \exp(-2i k_{zmn} t_1)]}; \quad (39)$$

$$C'_{mnp}^+ = -\frac{e_{x(-mn)p}^- R_{mnp} \exp(-2i k_{zmn} t_1) + e_{x(-mn)p}^+}{2y_{mnp} [1 + R_{mnp} \exp(-2i k_{zmn} t_1)]}. \quad (40)$$

Аналогично для диполей с единичным моментом, ориентированных вдоль осей y и z , соответственно

$$C_{mnp}^+ = \frac{e_{y,z(-mn)p}^- - e_{y,z(-mn)p}^+}{2y_{mnp} [1 + R_{mnp} \exp(-2i k_{zmn} t_1)]}; \quad (41)$$

$$C'_{mnp}^+ = -\frac{e_{y,z(-mn)p}^- R_{mnp} \exp(-2i k_{zmn} t_1) - e_{y,z(-mn)p}^+}{2y_{mnp} [1 + R_{mnp} \exp(-2i k_{zmn} t_1)]}. \quad (42)$$

Выражения (39) — (42) определяют поля электрических диполей с единичным моментом, ориентированных вдоль осей x , y , z и расположенных в точке (x', y', z') . Для перехода к тензорной функции Грина J_{11} воспользуемся понятием диадного произведения векторов

торов. Тогда тензорная функция $\hat{J}_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ может быть записана в следующей форме:

$$\begin{aligned} \hat{J}_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & \sum_{p=1}^2 \sum_{m, n=-\infty}^{\infty} - \\ & \frac{[e_{(-mnp)}(\mathbf{r}') R_{mnp} \exp(-2i k_{zmn} t_1) + e_{(-mnp)}^+(\mathbf{r}')]}{\underline{2y_{mnp}(1 + R_{mnp} e^{-2i k_{zmn} t_1})}} \otimes [e_{mnp}^+(\mathbf{r}) - e_{mnp}^-(\mathbf{r})], \\ 0 \leq z \leq z', \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} \hat{J}_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & \sum_{p=1}^2 \sum_{m, n=-\infty}^{\infty} - \\ & \frac{[e_{(-mnp)}^-(\mathbf{r}') - e_{(-mnp)}^+(\mathbf{r}')]}{\underline{2y_{mnp}[1 + R_{mnp} \exp(-2i k_{zmn} t_1)]}} \otimes [e_{mnp}^+(\mathbf{r}) + R_{mnp} \exp(-2i k_{zmn} t_1) e_{mnp}^-(\mathbf{r})] + \\ & + \beta, z' \leq z \leq t_1, \end{aligned}$$

где

$$\beta = \frac{z_0 \otimes z_0}{\omega \epsilon_a} \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(z - z'). \quad (44)$$

Соотношения (43), (44) определяют аффинорную функцию Грина для области пространства, заключенной между экраном и границей подложка — покрытие. В областях, соответствующих регулярной части пространственного волновода и диэлектрическому покрытию, в общем случае — многослойному, аффинорная функция Грина может быть построена из (43), (44) с использованием волновых матриц передачи соответствующих отрезков пространственного волновода с однородным диэлектрическим заполнением.

Базисные функции. Для преобразования операторного уравнения (18) в систему линейных алгебраических уравнений воспользуемся методом конечных элементов [4], заимствовав из него идею дискретизации области определения искомого распределения тока (в данном случае имеется в виду дискретизация области $S_{\text{пл}}$) и кусочно-полиномиальной аппроксимации. Наиболее простой путь в случае пластины произвольной формы — использование при дискретизации элементов треугольной формы и линейной аппроксимации искомой функции в пределах треугольников. Возможны и другие элементы, например криволинейные треугольники для более точной аппроксимации конфигурации пластины. Однако тогда возникает необходимость в численном интегрировании при вычислении коэффициентов матрицы системы линейных уравнений. Из-за двумерности задачи и, как следствие этого, высокого порядка системы линейных уравнений операция численного интегрирования нежелательна, так как резко увеличивается время вычислений.

Пусть элементами дискретизированной области $S_{\text{пл}}$ являются треугольники. Обозначим через T_1, T_2, \dots, T_E замкнутые треуголь-

ники, на которые делится пластина. Два треугольника либо не пересекаются, либо имеют общую сторону, или общую вершину. Полагаем $S_{\text{пл}} \approx S_{\Delta} = \bigcup_i T_i$. Пусть p_1, p_2, \dots, p_Q — множество вершин всех прямоугольников, находящихся внутри S_{Δ} , а p'_1, p'_2, \dots — множество вершин, лежащих на границе S_{Δ} . Будем искать приближенное решение в пространстве J , определяемом следующим образом:

- 1) задаются значения составляющих поверхностной плотности тока $j_x, j_y \subset J$ в точках p_1, p_2, \dots, p_Q ;
- 2) значения j_x, j_y в точках p'_1, p'_2, \dots принимаются равными нулю;
- 3) сужение j_x, j_y на каждый треугольник является функцией вида $a_1x + a_2y + a_3$.

Приближенное решение при указанном выборе пространства представляет собой непрерывную функцию в S_{Δ} .

Как известно [4], это решение можно представить в виде линейной комбинации функций базиса Лагранжа. В случае треугольных элементов с кусочно-полиномиальной аппроксимацией полиномами первой степени базисные функции представляют линейные функции, равные единице в одной из вершин треугольника и нулю в остальных вершинах. Размерность рассматриваемого пространства равна $2Q$.

Для некоторых конфигураций пластинок более удобными могут оказаться другие конечные элементы. Например, для прямоугольных и ленточных излучателей можно с успехом использовать прямоугольные элементы и пространство J , когда сужение $j_x, j_y \subset J$ на каждый прямоугольник является билинейной функцией: $j_{x,y} = a_1 + a_2x + a_3y + a_4xy$. Как и в случае треугольных элементов, приближенное решение можно спроектировать на базис Лагранжа. Базисные функции в этом случае представляют собой функции вида

$$j_{x,y} = (\Delta_1 - 2|x'|)(\Delta_2 - 2|y'|)/\Delta_1\Delta_2, \quad (45)$$

где Δ_1, Δ_2 — размер сторон прямоугольников дискретизированной области S_{Δ} ; x', y' — система координат в пределах одного прямоугольника.

Для пластинок правильной формы, например прямоугольной или круглой, искомую функцию тока можно представить в виде разложения по полной системе функций соответствующей двумерной области. Как известно, эта система векторных функций может быть образована из полных систем собственных функций самосопряженных операторов:

$$\begin{aligned} L(\psi_e) &= \kappa_e^2 \psi_e \quad | \quad L(\psi_h) = \kappa_h^2 \psi_h \\ \psi_e &= 0 \text{ на } l \quad | \quad \partial \psi_h / \partial n = 0 \text{ на } l, \end{aligned} \quad (46)$$

где L — контур пластиинки; κ_e^2, κ_h^2 — собственные значения операторов.

В общем случае базисные векторные функции определяются следующими выражениями:

$$\mathbf{j}_{Sq} = \begin{cases} \mathbf{j}_{eq}, & \mathbf{j}_{eq} = [\mathbf{z}_0 \nabla_{\perp} \Psi_{eq}] \\ & \text{где} \\ \mathbf{j}_{hq}, & \mathbf{j}_{hq} = \nabla_{\perp} \Psi_{hq}. \end{cases} \quad (47)$$

В этих выражениях через ∇_{\perp} обозначен поперечный градиент, \mathbf{z}_0 — единичный вектор нормали к поверхности пластины.

Из выражений (46), (47) следует, что векторные базисные функции совпадают с векторными функциями, описывающими распределение поперечной составляющей магнитного поля E - и H -волн в плоскости поперечного сечения волновода с идеально проводящими стенками.

Система линейных алгебраических уравнений. Для перехода от операторного уравнения (24) к системе линейных алгебраических уравнений представим в (24) токи на металлических элементах конструкции и поля в отверстиях связи в виде разложений по базисным функциям:

$$\mathbf{j}_{pl} = \sum_{q=1}^Q A_q^{pl} \Psi_q^{pl}, \quad \mathbf{j}_{i1,2} = \sum_t^{T_{1/2}} A_t^{i1,2} \Psi_t^{wt} \mathbf{z}_0, \quad \mathbf{E}_{A,i1,2} = \sum_k^{k_{1,2}} A_k^A i^{1,2} \Psi_k^{otv}. \quad (48)$$

В результате операторное уравнение (24) примет следующий вид:

$$(\hat{\mathbf{A}}, Z \mathbf{A}) = (\hat{\mathbf{A}}, \mathbf{B}), \quad (49)$$

где $\mathbf{A} = (A_1^{pl} \dots A_Q^{pl}, A_1^{i1} \dots A_{T_1}^{i1}, A_1^{i2} \dots A_{T_2}^{i2}, A_1^{otv} \dots A_{k_2}^{otv})$ — вектор неизвестных коэффициентов в разложениях (46); Z — матрица квадратичной формы в левой части (49); \mathbf{B} — вектор, характеризующий возбуждение излучателя. Матрицу Z можно представить как блочную

$$Z = \begin{vmatrix} Z_{11} & Z_{12} & Z_{13} & K_{14} \\ Z_{21} & Z_{22} & Z_{23} & K_{24} \\ Z_{31} & Z_{32} & Z_{33} & K_{34} \\ K_{41} & K_{42} & K_{43} & Y_{44} \end{vmatrix}, \quad (50)$$

где $Z_{11}, Z_{22}, Z_{33}, Y_{44}$ — матрицы сопротивлений и проводимостей базисных распределений тока на пластинке, штырях, нагруженных на реактивности, штырях, связанных с коаксиальными волноводами, и полей в отверстиях связи с коаксиальными волноводами. Внедиагональные блоки представляют собой матрицы взаимных сопротивлений и коэффициентов передачи.

Квадратичную форму и соответствующую ей матрицу представим в виде суммы двух слагаемых.

$$(\hat{\mathbf{A}}, Z \mathbf{A}) = (\hat{\mathbf{A}}, Z_0 \mathbf{A}) + (\hat{\mathbf{A}}, Z_{\Delta} \mathbf{A}), \quad (51)$$

где в соответствии с операторным уравнением (24) слагаемые в (51) определяются следующими выражениями:

$$(\hat{\mathbf{A}}, Z_0 \mathbf{A}) = \int_{S_{\text{пл}}} \mathbf{E} \hat{\mathbf{j}}_{\text{пл}} dS + \frac{d}{2} \oint_L \hat{\mathbf{j}}_t \mathbf{E} dl + \sum_{i_1, i_2} \oint_{S_{i1, i2}} \phi \hat{\mathbf{j}}_{\text{шт}} \mathbf{E} dS + \\ + \sum_{i_1, i_2} \int_{S_{A i1, i2}^+} [\mathbf{E}, \hat{\mathbf{H}}] dS, \quad (52)$$

$$(\hat{\mathbf{A}}, Z_\Delta \mathbf{A}) = -\frac{Z_S}{2} \int_L d\phi |\mathbf{j}_t|^2 dl - Z_S \sum_{i_1, i_2} \int_{S_{\text{шт}} i1, i2} |\mathbf{j}_{\text{шт}}|^2 dS - \\ - \alpha \sum_{i_1, i_2} \int_{S_{A i1, i2}} |\mathbf{E}_t|^3 dS - Z_S \int_{S_A - \sum_{i_1, i_2} S_{A i1, i2}} |\mathbf{j}_\theta|^2 dS - \\ - Z_S \int_{S_{\text{пл}}} \{ |[n, \mathbf{H}_t]|^2 + |\mathbf{j}_{\text{пл}} - [n, \mathbf{H}_t]|^2 \} dS. \quad (53)$$

Предполагается, что ток и поля отверстий связи в (52), (53) представлены в виде разложений (48). Матрица Z_0 соответствует излучателю с идеально проводящими элементами конструкции, Z_Δ — характеризует потери в металлических элементах и среде, разделяющей подложку и заполнение коаксиальных волноводов в отверстиях связи.

Переходя от квадратичной формы (49) к системе линейных алгебраических уравнений, получаем

$$\mathbf{ZA} = \mathbf{B}. \quad (54)$$

Коэффициенты матрицы (50) могут быть выражены через коэффициенты квадратичных форм (52), (53).

Улучшение сходимости рядов нормальных волн. Одной из трудностей, встречающихся при численном моделировании печатных излучателей, является необходимость суммирования большого числа нормальных волн пространственного волновода для определения полей и реактивных мощностей, а также величин, эквивалентных им.

Это обусловлено тем, что в конструкцию излучателя входят элементы, размеры которых существенно меньше размеров единичной ячейки и длины волны. Одним из таких элементов является металлическая пластина, толщина которой, как правило, на несколько порядков меньше длины волны и размеров единичной ячейки. Другими элементами, для определения полей которых требуется большое число нормальных волн, являются металлические штыри, диаметр которых на один-два порядка может быть меньше длины волны и размеров ячейки, а также отверстия связи. Если тонкая пластина расположена перпендикулярно оси пространственного волновода, то при переходе к модели бесконечно тонкой пластины увеличения числа нормальных волн не происходит, так как скачок напряженности магнитного поля на бесконечно тонкой пластине в соответствии с изложенной методикой воспроизво-

дится в аналитической записи путем использования разных представлений поля на одной и другой сторонах пластины. Здесь число нормальных волн определяется только характером распределения тока на пластине. Если для учета конечной толщины пластиинки используется приближение тонкой пластиинки, возникает необходимость определения напряженности электрического поля тока, текущего по боковой поверхности пластиинки. По конфигурации этот ток близок к линейному и описание поля на боковой поверхности пластины может быть выполнено лишь при использовании большого числа нормальных волн, превышающих величину квадрата отношения размера ячейки к толщине пластины.

Существует еще одна особенность, характерная для математической модели печатных излучателей с металлическими штырями. Она заключается в том, что при раздельном представлении полей отдельных элементов конструкции излучателя в представлении поля штыря появляется слагаемое, соответствующее полю кольцевого заряда на конце штыря, соприкасающемся с пластииной.

В реальном излучателе этот заряд отсутствует, так как его компенсирует заряд на конце зеркального изображения штыря в пластиине. Если не принимать специальных мер, то наличие указанного слагаемого существенно ухудшает сходимость процесса вычисления реактивной составляющей входного сопротивления излучателя, которая приобретает емкостную составляющую в точке резонанса, весьма медленно уменьшающуюся при увеличении числа базисных функций тока на пластиине. Наиболее простой способ улучшения сходимости состоит в добавлении к току штыря на его конце радиального тока, протекающего в кольцевой области, внутренний радиус которой равен радиусу штыря, а внешний выбирается так, чтобы кольцо находилось в пределах пластиинки. Радиальный ток является продолжением тока штыря на пластиинке и на внутренней окружности кольца должен быть равен току штыря, а на внешнем кольце — обращаться в нуль:

$$\mathbf{j} = \bar{\mathbf{r}}_0 \frac{\frac{1}{r} - \frac{1}{a_2}}{2\pi a_1 \left(\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2} \right)}, \quad (55)$$

где a_1 , a_2 — соответственно внутренний и внешний радиусы кольца. Выполнение этих условий обеспечивает компенсацию кольцевого заряда штыря кольцевым зарядом радиального тока, расположенным на внутреннем кольце.

Однако указанный способ обладает рядом недостатков. В частности, при приближении штыря к краю пластиинки радиус внешнего кольца уменьшается, и скорость убывания тока в кольце растет. Согласно закону сохранения заряда, в пределах кольца возрастает плотность заряда, что вновь приводит к ухудшению сходимости вычислительного процесса.

В связи с этим целесообразно непосредственно найти поле кольцевого заряда и исключить его из представления поля штыря. Та-

кой подход излагается в следующем разделе, а сейчас рассмотрим возможность улучшения сходимости рядов пространственных гармоник, описывающих поля элементов конструкции малых размеров.

При моделировании печатных излучателей с тонкими пластины и малыми диаметрами штырей, а также отверстий связи целеобразно из суммарного поля бесконечной решетки выделить поле указанных элементов, когда они расположены над экраном в однородной изотропной среде, параметры которой совпадают с параметрами подложки. Одной из возможных форм представления поля является формула Гюйгенса — Грина:

$$\mathbf{E}' = -\frac{1}{2\pi} \int_V \left\{ i\omega \mu_a j \varphi + [j^\mu, \operatorname{grad} \varphi] - \frac{\rho}{\epsilon_a} \operatorname{grad} \varphi \right\} dV, \quad (56)$$

где $\varphi = \exp[-i\kappa(r-r')]/(r-r')$.

Это представление, в частности, удобно тем, что позволяет определить поле штырей без поля концевых кольцевых зарядов, что достигается исключением из выражения для плотности заряда слагаемых с дельта-функциями.

При выделении E' поле элементов конструкции с малыми размерами представляется в форме

$$\mathbf{E} = \sum_{p=1}^2 \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} [(C_{mnp}^+ - C_{mnp}^-) \mathbf{e}_{mnp}^+ + (C_{mnp}^- - C_{mnp}^+) \mathbf{e}_{mnp}^-] + \mathbf{E}', \quad (57)$$

где C_{mnp}^{\pm} — коэффициент разложения \bar{E}' по нормальным волнам.

Необходимо учитывать два обстоятельства: влияние экрана и границы раздела подложка — покрытие.

Действительно, поле на пластине, штырях и отверстиях связи можно рассматривать как сумму полей этих элементов, расположенных в однородном пространстве, и их изображений в экране и границе подложка — покрытие. Изображение тока, текущего по боковой поверхности пластины, оказывается совмещенным с изображением этого тока в границе раздела подложка — покрытие. Поэтому при выделении поля указанного тока необходимо выделить поле его изображения.

Ток штырей переходит в ток своих изображений в экране и границе подложка — покрытие. Улучшение сходимости рядов нормальных волн может быть достигнуто, очевидно, за счет выделения полей штыря и его изображений.

На сходимость рядов, описывающих поле отверстий связи, влияет фактически только лишь изображение в экране, совмещенное с самим отверстием. Изображение отверстий связи в границе подложка — покрытие располагается на расстоянии t_1 от этой границы, и его поле, представленное рядом нормальных волн, сходится достаточно быстро за счет экспоненциальных сомножителей затухающих волн. Следует отметить, что в экране и границе подложка — покрытие и покрытие — однородный пространственный волновод существуют многократные изображения элементов конструкции излучателя, однако поля изображений порядков кратности вы-

ше первого не влияют на сходимость рядов нормальных волн, так как эти изображения расположены далеко от реальных элементов. Поэтому достаточно выделить поля изображений в экране и границе подложка — покрытие лишь первой кратности.

Учет зеркальных полей изображений штырей, пластины и отверстий связи в экране не вызывает трудностей. Выражение (56) в этом случае принимает следующий вид:

$$\mathbf{E}' = -\frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^2 (\delta_1^i + \xi \delta_2^i) \sum_{p, q=-\infty}^{\infty} \int_{V_q^{(i)}} \left[i \omega \mu_a \mathbf{j} \varphi + [\mathbf{j}^u, \operatorname{grad} \varphi] - \frac{\rho}{\epsilon_a} \operatorname{grad} \varphi \right] dV, \quad (58)$$

где $V_{pq}^{(1)}, V_{pq}^{(2)}$ — области pq -го излучателя, одна из которых включает изображения реальных токов и зарядов в границе подложка — покрытие, а другая — реальные источники и их изображения в экране; ξ — коэффициент, определяющий амплитуду изображений в границе подложка — покрытие.

Задача определения полей изображений токов в границе подложка — покрытие может быть решена путем исследования предельных значений коэффициентов рядов нормальных волн и соответствующих коэффициентов отражения на границе подложка — покрытие при $g_{mn} \rightarrow \infty$. Можно показать, что коэффициенты отражения нормальных волн пространственного волновода при $g_{mn} \rightarrow \infty$ имеют следующие предельные значения:

$$\lim_{g_{mn} \rightarrow \infty} R_{mn2} = 0; \quad (59)$$

$$\lim_{g_{mn} \rightarrow \infty} R_{mn1} = \frac{1 - \epsilon_{a2}/\epsilon_{a1}}{1 + \epsilon_{a2}/\epsilon_{a1}}. \quad (60)$$

Из (57) и (58) следует, что коэффициенты C_{mn2}^{\pm} нормальных волн при переходе к пределу, когда $g_{mn} \rightarrow \infty$, стремятся к значениям соответствующих коэффициентов в регулярном пространственном волноводе, заполненном диэлектриком с $\epsilon_a = \epsilon_{a1}$:

$$\lim_{g_{mn} \rightarrow \infty} C_{mn2}^+ = C_{mn2}^0; \quad \lim_{g_{mn} \rightarrow \infty} C_{mn2}^- = 0. \quad (61)$$

Коэффициенты C_{mn1}^+ при переходе к пределу, когда $g_{mn} \rightarrow \infty$, согласно (59), (60) стремятся к величине, определяемой следующим соотношением:

$$\begin{aligned} \lim_{g_{mn} \rightarrow \infty} C_{mn1}^+ &= C_{mn1}^{+0}; \quad \lim_{g_{mn} \rightarrow \infty} C_{mn1}^- = \\ &= \frac{1 - \epsilon_{a2}/\epsilon_{a1}}{1 + \epsilon_{a2}/\epsilon_{a1}} \lim_{g_{mn} \rightarrow \infty} C_{mn1}^+ \exp(-2i k_{zmn} t_1), \end{aligned} \quad (62)$$

где C_{mn1}^{+0} — значение коэффициента нормальной Е-волны в пространственном волноводе, заполненном диэлектриком с $\epsilon_a = \epsilon_{a1}$.

Можно показать, что

$$\lim_{g_{mn} \rightarrow \infty} \frac{C_{mn2}^{\pm}}{C_{mn1}^{\pm}} = O\left(\frac{1}{g_{mn}^2}\right), \quad (63)$$

где $O(1/g_{mn}^2)$ — бесконечно малая величина большего порядка, чем $1/g_{mn}^2$.

Из приведенных оценок коэффициентов C_{mnp}^{\pm} следует, что сходимость рядов нормальных волн определяется поведением коэффициентов C_{mnp}^{\pm} при $g_{mn} \rightarrow \infty$. Оценка предельных значений коэффициентов C_{mn1}^{\pm} , даваемая выражениями (59), (60), показывает, что указанные предельные значения соответствуют значениям коэффициентов нормальных волн пространственного волновода, заполненного диэлектриком с $\epsilon_a = \epsilon_{a1}$, в котором помимо реальных источников находятся фиктивные источники, представляющие собой зеркальное изображение реальных источников в границе раздела подложка — покрытие. Из формулы (60) следует, что распределение фиктивных источников отличается от распределения реальных источников коэффициентом пропорциональности:

$$\xi = \frac{1 - \epsilon_{a2}/\epsilon_{a1}}{1 + \epsilon_{a2}/\epsilon_{a1}}. \quad (64)$$

Необходимо отметить, что выделение собственных полей элементов и их зеркальных изображений в границе раздела приводит к необходимости численного интегрирования. Но эта процедура может быть реализована при любых толщинах пластин, диаметрах штырей и отверстий связи.

Поле кольцевых зарядов штырей. Аффинорная функция Грина краевой задачи для векторного потенциала. Рассмотрим задачу определения поля кольцевого заряда на конце штыря, в пространственном волноводе с плоско-слоистым заполнением.

Выразим плотность кольцевого заряда через ток, протекающий по штырю. Согласно закону сохранения заряда току на штыре

$$\mathbf{j}_{i1,2} = z_0 \sum_t A_t^{i1,2} \Psi_t^{\text{шт}} \quad (65)$$

соответствует плотность заряда

$$\rho_s(z) = \frac{i}{\omega} \frac{d}{dz} \mathbf{j}_{i1,2} = \frac{i}{\omega} \left[\sum_t A_t^{i1,2} \Psi_t^{\text{шт}}(z) + \delta(z - z_1) \sum_t A_t^{i1,2} \Psi_t^{\text{шт}}(z_1) \right], \quad (66)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака.

Кольцевой заряд в (66) равен заряду на конце штыря с равномерным распределением тока

$$\mathbf{j}_{i1,2} = z_0 \sum_t A_t^{i1,2} \Psi_t^{\text{шт}}(z_1). \quad (67)$$

Использование равенства кольцевых зарядов двух различных распределений тока позволяет существенно упростить решение рассматриваемой задачи. Действительно, ток (64) создает только лишь кольцевой заряд:

$$\rho_S(z) = \frac{i}{\omega} \frac{d}{dz} j_{1,2} \equiv \frac{i}{\omega} \delta(z - z_1) \sum_t A_t^{1,2} \psi_t^{\text{шт}}(z_1). \quad (68)$$

Поэтому, определив векторный потенциал тока (64), можно, используя уравнение калибровки, найти скалярный потенциал

$$u = i \frac{\operatorname{div} \mathbf{A}}{\omega \epsilon_a \mu_a} \quad (69)$$

и напряженность электрического поля

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} u, \quad (70)$$

созданного кольцевым зарядом.

Таким образом, задача определения поля кольцевого заряда на конце штыря сводится к нахождению векторного потенциала в пространственном волноводе с плоско-слоистым заполнением, состоящим из диэлектрических подложки и торцевой металлической перегородки. Получим соответствующие соотношения для произвольного распределения тока в пределах периодической ячейки решетки. Используя теорему Флоке, представим проекции векторного потенциала в виде суперпозиции пространственных гармоник

$$A_{x,y,z}(x, y, z) = \sum_{m, n=-\infty}^{\infty} a_{mn} x, y, z(z) \exp[i(k_{xm} x + k_{yn} y)], \quad (71)$$

где

$$k_{xm} = \Psi_x + 2\pi m/d_x; \quad k_{yn} = \Psi_y + 2\pi n/d_y.$$

Векторный потенциал удовлетворяет волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 A_{x,y,z}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{x,y,z}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_{x,y,z}}{\partial z^2} + k^2 A_{x,y,z} = -\mu_a j_{x,y,z}. \quad (72)$$

Подставим (71) в (72) и, используя соотношение ортогональности пространственных гармоник, получим дифференциальное уравнение для коэффициентов $a_{mn} x, y, z$:

$$\frac{\partial^2 a_{mn} x, y, z}{\partial z^2} + k_{zm}^2 a_{mn} x, y, z = \frac{1}{S_A} \int_{S_A} j_{x,y,z} \exp[-i(k_{xm} x + k_{yn} y)] dx dy, \quad (73)$$

где S_A — площадь единичной ячейки.

Уравнение (73) решается методом вариации постоянных. В результате получаем

$$a_{mn} x, y, z(z) = C_{1mn} x, y, z(z) \exp(-ik_{zm} z) + C_{2mn} x, y, z(z) \exp(ik_{zm} z), \quad (74)$$

где

$$C_{1mn} x, y, z(z) = -\frac{1}{2ik_{zm}} \int_0^z f_{x,y,z}(z') \exp(ik_{zm} z') dz' + \tilde{C}_{1mn} x, y, z; \quad (75)$$

$$C_{2mn} x, y, z(z) = \frac{1}{2ik_{zm}} \int_0^z f_{x,y,z}(z') \exp(-ik_{zm} z') dz' + \tilde{C}_{2mn} x, y, z. \quad (76)$$

В формулах (72), (73) использовано следующее обозначение:

$$f_{x,y,z}(z) = \frac{1}{S_A} \int_{S_A} j_{x,y,z} \exp[-i(k_{xn} x + k_{yn} y)] dx dy. \quad (77)$$

Шесть постоянных интегрирования определяются из граничных условий на поверхности экрана и границе раздела подложки и покрытий.

Согласно (74) пространственные гармоники потенциала представляют собой волны, распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях оси z пространственного волновода:

$$A_{x,y,z} = A_{x,y,z}^+ + A_{x,y,z}^-, \quad (78)$$

где индекс «+» соответствует волнам, распространяющимся в положительном направлении оси z , а индекс «-» — в отрицательном направлении этой оси.

Для упрощения этой задачи целесообразно потенциал A представить в виде суммы двух составляющих, одна из которых порождает только лишь E -волны, а вторая — H -волны:

$$A_{mn}^{\pm} = A_{mn}^{\pm E} + A_{mn}^{\pm H}. \quad (79)$$

Составляющая A_{mn}^{\pm} связана только лишь с E -волнами. Это непосредственно следует из выражений для продольных составляющих поля через векторный потенциал:

$$E_z = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \right) + k A_z, \quad (80)$$

$$H_z = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right). \quad (81)$$

Для разделения потенциала на составляющие потребуем, чтобы продольная составляющая магнитного поля выражалась только через $A_{x,y}^{\pm H}$, а продольная составляющая электрического поля E_z только через $A_{x,y}^{\pm E}$. Из первого условия, используя (81), получим

$$\frac{\partial A_{y,mn}^{\pm E}}{\partial x} - \frac{\partial A_{x,mn}^{\pm E}}{\partial y} = 0, \quad (82)$$

а из второго с помощью (77)

$$\frac{\partial A_{x,mn}^{\pm H}}{\partial x} + \frac{\partial A_{y,mn}^{\pm H}}{\partial y} = 0. \quad (83)$$

Учитывая зависимость пространственных гармоник потенциала от координат x и y и решая систему уравнений (82), (83), получаем:

$$A_{x,mn}^{\pm E} = k_{xm} \frac{k_{yn} A_{ymn}^{\pm} + k_{xm} A_{xmn}^{\pm}}{k_{xm}^2 + k_{yn}^2}, \quad A_{x,mn}^{\pm H} = -k_{yn} \frac{k_{xm} A_{ymn}^{\pm} - k_{yn} A_{xmn}^{\pm}}{k_{xm}^2 + k_{yn}^2}; \quad (84)$$

$$A_{y,mn}^{\pm E} = k_{yn} \frac{k_{yn} A_{ymn}^{\pm} + k_{xm} A_{xmn}^{\pm}}{k_{xm}^2 + k_{yn}^2}, \quad A_{y,mn}^{\pm H} = k_{xm} \frac{k_{xm} A_{ymn}^{\pm} - k_{yn} A_{xmn}^{\pm}}{k_{xm}^2 + k_{yn}^2}. \quad (85)$$

Выразим связь между волнами потенциала, распространяющимися в положительном и отрицательном направлениях оси z , через коэффициенты отражения E - и H -волн на границе подложка — покрытие и на поверхности экрана. Для этого воспользуемся выражениями, связывающими соответствующие E -

и H -волны на указанных границах, и связью между поперечными составляющими поля и векторным потенциалом:

$$E_{x,ymn}^{-E} = R_{mn}^E E_{x,ymn}^{+E}, \quad E_{x,ymn}^{-H} = R_{mn}^H E_{x,ymn}^{+H}; \quad (86)$$

$$E_{xmn}^{\pm} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial A_{xmn}^{\pm}}{\partial x} + \frac{\partial A_{ymn}^{\pm}}{\partial y} + \frac{\partial A_{zmn}^{\pm}}{\partial z} \right) + k^2 A_{xmn}^{\pm}, \quad (87)$$

$$E_{ymn}^{\pm} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial A_{xmn}^{\pm}}{\partial x} + \frac{\partial A_{ymn}^{\pm}}{\partial y} + \frac{\partial A_{zmn}^{\pm}}{\partial z} \right) + k^2 A_{ymn}^{\pm}. \quad (88)$$

Из приведенных соотношений следует, что

$$A_{x,ymn}^{-E,H} = R_{mn}^{E,H} A_{x,y,ymn}^{+E,H}, \quad A_{z,mn}^{-} = -R_{mn}^E A_{zmn}^{+}. \quad (89)$$

В частности, на поверхности экрана $R_{mn}^{E,H} = -1$ и

$$A_{x,ymn}^{-E,H} = -A_{x,ymn}^{+E,H}, \quad A_{z,mn}^{-} = A_{zmn}^{+}. \quad (90)$$

Выражения (89), (90) представляют собой граничные условия для потенциала, из которых определяются постоянные интегрирования дифференциальных уравнений (73).

Решая систему уравнений (89), (90) относительно \tilde{C}_{1mnz} , \tilde{C}_{2mnz} , получаем

$$\tilde{C}_{1mnz} = \tilde{C}_{2mnz} = \frac{\beta_z(z_1) - R_{mn}^E \alpha_z(z_1) \exp(-2i k_{zmn} z_1)}{1 + R_{mn}^E \exp(-2i k_{zmn} z_1)}. \quad (91)$$

Соответственно для постоянных $C_{1mn,x,y}$, $C_{2mn,x,y}$ имеет

$$\begin{aligned} \tilde{C}_{1mn,x,y} &= -\tilde{C}_{2mn,x,y}, \quad \tilde{C}_{2mn,x} = \frac{k_{xm} k_{yn}}{k_{xm}^2 + k_{yn}^2} (\gamma_{2mn} - \gamma_{1mn}); \\ \tilde{C}_{2mn,y} &= -\frac{k_{yn}^2 \gamma_{1mn} + k^2 \gamma_{2mn}}{k_{xm}^2 + k_{yn}^2}. \end{aligned} \quad (92)$$

В выражениях (91), (92) приняты следующие обозначения:

$$\alpha_{x,y,z}(z) = \frac{1}{2i k_{zmn}} \int_0^z f(z')_{x,y,z} \exp(i k_{zmn} z') dz'; \quad (93)$$

$$\beta_{x,y,z}(z) = \frac{1}{2i k_{zmn}} \int_0^z f(z')_{x,y,z} \exp(-i k_{zmn} z') dz'; \quad (94)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{1mn} &= \frac{[k_{yn} \beta_y(z_1) + k_{xm} \beta_x(z_1)] \exp(i k_{zmn} z_1) + \rightarrow}{k_{yn} \exp(i k_{zmn} z_1) \times \rightarrow} \\ &\rightarrow + R_{mn}^E \exp(-i k_{zmn} z_1) [k_{yn} \alpha_y(z_1) + k_{xm} \alpha_x(z_1)] \\ &\rightarrow \times [1 + R_{mn}^H \exp(-2i k_{zmn} z_1)]; \end{aligned} \quad (95)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{2mn} &= \frac{[k_{xm} \beta_y(z_1) - k_{yn} \beta_x(z_1)] \exp(i k_{zmn} z_1) + \rightarrow}{k_{xm} \exp(i k_{zmn} z_1) \times \rightarrow} \\ &\leftarrow + R_{mn}^E \exp(-i k_{zmn} z_1) [k_{xm} \alpha_y(z_1) - k_{yn} \alpha_x(z_1)] \\ &\rightarrow \times [1 + R_{mn}^H \exp(-2i k_{zmn} z_1)]. \end{aligned} \quad (96)$$

В задаче о поле кольцевого заряда электрический ток представляет собой трубку тока, ориентированного параллельно оси z . Поэтому

$$\alpha_x = \alpha_y = \beta_x = \beta_y = 0, \quad (97)$$

$$\alpha_z(z) = -\frac{A_t \Psi_t(z_1)}{2k_{zmn}^2} [\exp(i k_{zmn} z_1) - 1] \frac{2\pi a}{S_A} J_0(g_{mn} a), \quad (98)$$

$$\beta_z(z) = \frac{A_t \Psi_t(z_1)}{2k_{zmn}^2} [\exp(-i k_{zmn} z_1) - 1] \frac{2\pi a}{S_A} J_0(g_{mn} a). \quad (99)$$

Здесь a — радиус штыря; $J_0(x)$ — функция Бесселя первого рода.

Отметим, что выражения (74)–(76), (91), (92) могут быть использованы для определения полей пластины и штырей, а при некоторых изменениях — и полей в отверстиях связи. При этом, очевидно, получаются результаты, вытекающие из теории возбуждения волноводов, построенной на лемме Лоренца.

Рассмотренная выше краевая задача для векторного потенциала в пространственном волноводе с плоско-слоистым заполнением эквивалентна задаче построения аффинорной функции Грина для векторного потенциала:

$$A = \int_V \hat{G} \mathbf{j} dV, \quad \text{где } \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \text{ — тензор Грина.} \quad (100)$$

Из (100) следует, что координаты тензора Грина представляют собой составляющие векторного потенциала, соответствующего источникам в виде элементарных электрических диполей с единичным моментом, ориентированным вдоль координатных осей. Выбирая последовательно в качестве источников такие диполи, можно по полученным выше формулам определить координаты тензора.

Из формул (91)–(96) следует, что аффинорная функция Грина краевой задачи для векторного потенциала имеет матрицу координат

$$\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \begin{vmatrix} G_{xx} & G_{xy} & 0 \\ G_{yx} & G_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & G_{zz} \end{vmatrix}, \quad (101)$$

которые определяются следующими выражениями:

$$G_{xx} = \sum_{mn=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\sin[k_{zmn}(z-z')]}{k_{zmn}} \exp\{i[k_{xm}(x-x') + k_{yn}(y-y')]\} - \right. \\ \left. - \tilde{C}_{1mn} x 2i \sin k_{zmn} z \exp\{i[k_{xm}x + k_{yn}y]\} \Big|_{\alpha_y=\beta_y=0} \right\}$$

$$G_{yy} = \sum_{mn=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\sin[k_{zmn}(z-z')]}{k_{zmn}} \exp\{i[k_{xm}(x-x') + k_{yn}(y-y')]\} + \right. \\ \left. + \tilde{C}_{1mny} y 2i \sin k_{zmn} z \exp\{i[k_{mx}x + k_{ny}y]\} \Big|_{\alpha_x=\beta_x=0} \right\}$$

$$G_{zz} = \sum_{mn=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\sin[k_{zmn}(z-z')]}{k_{zmn}} \exp\{i[k_{xm}(x-x') + k_{yn}(y-y')]\} + \right. \\ \left. + \tilde{C}_{1mn} z 2 \cos k_{zmn} z \exp\{i[k_{mx}x + k_{ny}y]\} \right\}$$

$$G_{xy} = \sum_{mn=-\infty}^{\infty} \{ -2i \tilde{C}_{1mny} \sin k_{zmn} z \} \exp \{ i [k_{xm} x + k_{yn} y] \} \Big|_{\alpha_x=\beta_y=0},$$

$$G_{yx} = \sum_{mn=-\infty}^{\infty} \{ -2i \tilde{C}_{1mnx} \sin k_{zmn} z \} \exp \{ i [k_{xm} x + k_{yn} y] \} \Big|_{\alpha_y=\beta_x=0},$$

(102)

В приведенных формулах $\tilde{C}_{1mn x, y, z}$ определяется формулами (75), (91), (92), в которых соответственно необходимо положить $\beta_y=\alpha_y=0$; $\beta_x=\alpha_x=0$. Если $z < z'$, то

$$G_{xx} = \sum_{mn=-\infty}^{\infty} \tilde{C}_{1mnx} (-2i) \sin (k_{zmn} z) \exp \{ i [k_{xm} x + k_{yn} y] \} \Big|_{\alpha_y=\beta_y=0},$$

$$G_{yy} = \sum_{mn=-\infty}^{\infty} \tilde{C}_{1mny} (-2i) \sin (k_{zmn} z) \exp \{ i [k_{xm} x + k_{yn} y] \} \Big|_{\alpha_x=\beta_x=0},$$

$$G_{xy} = \sum_{mn=-\infty}^{\infty} \tilde{C}_{1mny} (-2i) \sin (k_{zmn} z) \exp \{ i [k_{xm} x + k_{yn} y] \} \Big|_{\alpha_x=\beta_y=0},$$

$$G_{yx} = \sum_{mn=-\infty}^{\infty} \tilde{C}_{1mnx} (-2i) \sin (k_{zmn} z) \exp \{ i [k_{xm} x + k_{yn} y] \} \Big|_{\alpha_y=\beta_y=0}. \quad (103)$$

Поле кольцевого заряда определяется через найденное значение векторного потенциала по формулам (68), (69).

Обозначим через $\mathbf{E}(\rho_h)$ поле кольцевого заряда штыря. Тогда

$$\mathbf{E}(\mathbf{j}_{\text{пл}}) = \mathbf{E}'(\mathbf{j}_{\text{пл}}) - \mathbf{E}(\rho_h), \quad (104)$$

где

$$\mathbf{E}'(\mathbf{j}_{\text{пл}}) = \mathbf{E}(\mathbf{j}_{\text{пл}}) + \mathbf{E}(\rho_h). \quad (105)$$

Величина $\mathbf{E}(\rho_h)$ в (104) определяется через ток штыря в соответствии с изложенной выше методикой.

При численном решении операторного уравнения задачи ток пластины представляется в виде суперпозиции конечного числа базисных функций. Поэтому

$$\mathbf{E}'(\mathbf{j}_{\text{пл}}) = \sum_q^Q [A_q \mathbf{E}(\Psi_q^{\text{пл}}) + B_q \mathbf{E}(\Psi_q^{\text{пл}})]. \quad (106)$$

Здесь $\Psi_q^{\text{пл}}$ — скалярные базисные функции, используемые для представления плотности кольцевого заряда на пластине. Функции $\Psi_q^{\text{пл}}$ могут быть получены из базисных функций тока (47) с помощью уравнения непрерывности. Можно показать, что $\operatorname{div} \mathbf{j}_{eq}=0$. Поэтому в качестве базисных функций $\Psi_q^{\text{пл}}$ необходимо взять функции Ψ_h из (46). Используя ортогональность этих функций, получаем

$$B_q = \int_{S_{\text{пл}}} \rho_h \Psi_{qh} dS / \int_{S_{\text{пл}}} (\Psi_{qh})^2 dS. \quad (107)$$

Таким образом, для величины $\mathbf{E}(\rho_h)$ в выражениях (104), (105) используются различные представления, но в обоих случаях $\mathbf{E}(\rho_h)$ определяется только лишь током штыря. При переходе к пределу, когда $q \rightarrow \infty$, сумма величин $\mathbf{E}(\rho_h)$ из (104) и (105) стремится к нулю.

Для определения поля $\mathbf{E}(\rho_k) = \sum_{q=1}^Q B_q \mathbf{E}(\Psi_q^{пл})$ необходимо найти векторный потенциал базисных функций тока \mathbf{j}_{qh} , связанных с $\Psi_q^{пл}$ уравнением непрерывности, а затем по формулам (69), (70) определить $\mathbf{E}(\rho_k)$. Векторный потенциал выражается через ток базисных функций с помощью тензора Грина (101).

Представление поля, возбуждаемого пластиной, в виде (104) эквивалентно вычитанию поля кольцевого заряда из поля штыря, найденного с помощью аффинорной функции Грина уравнений Максвелла. Это позволяет исключить из результатов расчета входного сопротивления емкостную составляющую на резонансной частоте и обеспечить сходимость рядов нормальных волн, описывающих поле штырей и связанные с ними характеристики.

Соотношение потерь в экране, пластине и подложке. Получим оценку потерь в металлической пластине, экране и подложке. Потери в покрытии существенно меньше потерь в подложке и их можно не учитывать. Последнее утверждение следует из того, что напряженность электрического поля в пространстве между пластиной и экраном существенно больше, чем в остальной части пространственного волновода. По этой же причине можно считать, что суммарный ток пластины в основном определяется током, протекающим по стороне $S_{пл}$ пластины, обращенной к экрану. Поскольку высота пластины над экраном, как правило, не превышает $0,1\lambda$, то можно положить поперечную составляющую поля в пространстве между пластиной и экраном равной нулю и учитывать только продольную составляющую поля E_z , направленную перпендикулярно пластине и экрану. Будем также считать, что ток на экране совпадает с током на пластине. Это допущение предполагает независимость составляющей поля E_z от координаты z , что выполняется с достаточной степенью точности при указанных выше высотах пластины над экраном.

Пусть распределение тока на пластине описывается функцией $\mathbf{j}_{пл}(x, y) \approx \approx \mathbf{j}_{пл}(x, y)$. Распределение заряда, соответствующее этому току, может быть определено из уравнения непрерывности

$$\rho_s = i \operatorname{div}_{\perp} \mathbf{j}_{пл}, \quad (108)$$

где $\operatorname{div}_{\perp}$ — двумерная дивергенция, определяемая в плоскости пластины.

Из граничных условий на поверхности проводника для нормальной составляющей электрического поля следует, что в пространстве между пластиной и экраном напряженность электрического поля

$$E_z = \frac{\rho}{\epsilon_a} = \frac{i}{\omega \epsilon_a} \operatorname{div}_{\perp} \mathbf{j}_{пл}, \quad (109)$$

где ϵ_a — диэлектрическая проницаемость подложки.

Мощность потерь в подложке определяется через тангенс угла диэлектрических потерь диэлектрика подложки

$$P_{пл} = \frac{t_1 \operatorname{tg} \Delta_1}{2 \omega \epsilon_a} \int_{S_{пл}} |\operatorname{div} \mathbf{j}_{пл}|^2 dS. \quad (110)$$

Здесь t_1 — толщина подложки.

Мощности потерь в пластине и экране в силу сделанных предположений равны, и их сумма

$$P_\sigma = \operatorname{Re} Z_S \int_{S_{\text{пл}}} |\mathbf{j}_{\text{пл}}|^2 dS = \frac{Z_0}{\sqrt{2 \operatorname{tg} \Delta_M}} \int_{S_{\text{пл}}} |\mathbf{j}_{\text{пл}}|^2 dS. \quad (111)$$

В приведенной формуле $\operatorname{tg} \Delta_M$ — тангенс угла диэлектрических потерь металла пластины и экрана.

Отношение мощностей (110) и (111)

$$\beta = \frac{P_\sigma}{P_{\text{пл}}} = \frac{4\pi\epsilon}{\operatorname{tg} \Delta_1 \sqrt{2 \operatorname{tg} \Delta_M}} \frac{1}{\lambda t_1} \frac{\int_{S_{\text{пл}}} |\mathbf{j}_{\text{пл}}|^2 dS}{\int_{S_{\text{пл}}} |\operatorname{div} \mathbf{j}|^2 dS}. \quad (112)$$

Здесь ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость подложки.

Рассмотрим в качестве примера прямоугольный излучатель на резонансной частоте. Распределение тока при резонансе можно аппроксимировать функцией

$$\mathbf{j}(x, y) = x_0 \sin(\pi/ax), \quad (113)$$

где a — резонансный размер пластины; x, y — координаты на пластине, начало отсчета которых совпадает с центром пластины.

Подставив (113) в (112), получим

$$\beta = \frac{2\epsilon}{\operatorname{tg} \Delta_1 \sqrt{2 \operatorname{tg} \Delta_M}} \frac{a^2}{\pi \lambda t_1}. \quad (114)$$

В частности, на частоте $f=10^{10}$ Гц для медных проводников при $a/t_1=10$, $a/\lambda=0,5$, $\operatorname{tg} \Delta_1=10^{-3}$ $\beta=2$, т. е. потери в пластине и экране в 2 раза превышают потери в диэлектрике подложки. При уменьшении высоты потери в основном определяются потерями в металлических элементах излучателя.

Упрощенная модель печатного излучателя в плоской решетке. Если для решения практических задач достаточно определить интегральные характеристики излучателя (действующее значение входного сопротивления, ДН элемента в решетке и т. д.), математическая модель может быть упрощена. Эти упрощения состоят в следующем: пластина рассматривается как бесконечно тонкая, ток на штырях представляется в виде трубок тока с заданными амплитудными и фазовыми соотношениями, а входная цепь излучателя заменяется эквивалентной схемой, параметры которой предполагаются известными и определяются либо экспериментально, либо теоретически из решения другой задачи. Допустимость подобных упрощений обусловлена тем, что отверстия связи, как правило, малы по сравнению с длиной волны, и поле в этих отверстиях имеет квазистационарный характер. Ток, протекающий по штырям, из-за малой высоты штырей и небольшого их диаметра по сравнению с длиной волны может быть заменен трубками тока с равномерным распределением плотности тока по длине и периметру поперечного сечения единственной составляющей, параллельной оси стержня. Указанная замена штырей трубками тока возможна в тех случаях, когда фазовые и амплитудные соотношения токов на штырях известны с достаточной точностью. Например, подобная замена возможна в одноштыревых и двухштыревых излучателях с противофазным возбуждением штырей.

Входная цепь излучателя, включающая отверстия связи, отрезки коаксиального волновода, согласующие элементы и т. д., представляется в виде эквивалентной схемы, состоящей из идеального трансформатора и реактивности X .

Нагрузкой входной цепи является действующее входное сопротивление излучателя, отнесенное к току штырей. Предполагается, что поле в отверстиях связи определяет только лишь ток, протекающий по штырям. Пренебрежение полем отверстий связи при малом их диаметре возможно вследствие малости этого поля по сравнению с полем других конструктивных элементов. Будем считать пластину бесконечно тонкой. Решение задачи при сделанных допущениях сводится к нахождению тока на пластине. Операторное уравнение задачи в этом случае принимает следующий вид:

$$\int_{S_{\text{пл}}} \hat{j}_{\text{пл}} [E_{\perp} (j_{\text{пл}}) + E_{\perp 0}] dS = Z_S \int_{S_{\text{пл}}} [|H_t^+|^2 + |j_{\text{пл}} - [H_t^+, n]|^2] dS + \int_{S_A} |j_{\vartheta}|^2 dS. \quad (115)$$

Здесь $E_{\perp 0}$ — напряженность поля, создаваемого трубками тока, эквивалентными штырям.

Соотношения амплитуд и фаз токов штырей предполагаются известными. При переходе к системе линейных алгебраических уравнений матрица системы получается из матрицы Z , если в ней положить равными нулю все блоки, кроме $Z_{\text{пл}}$, который представляется в виде суммы матриц

$$Z_{\text{пл}} = Z_{0 \text{ пл}} + Z_{\Delta \text{ пл}}. \quad (116)$$

Вектор свободных членов определяется полем штырей.

При учете потерь рассматриваемая задача является корректно поставленной. Тем не менее из-за малого значения модуля Z_S может потребоваться высокая точность определения коэффициентов матрицы в тех случаях, когда высота пластины над экраном достаточно большая и коэффициенты матрицы, соответствующие идеально проводящей пластине, существенно больше коэффициентов матрицы Z_{Δ} . В этом случае при необходимости исходную задачу можно регуляризовать одним из известных методов [5]. В частности, можно заменить исходную задачу с оператором Z другой с регуляризирующим оператором, содержащим тихоновский стабилизатор нулевого порядка. Тогда исходная система уравнений заменяется другой:

$$(Z^H Z + \alpha E) A = Z^H B, \quad (117)$$

где α — параметр регуляризации; E — единичная матрица; Z^H — эрмитово сопряженная матрица. Благодаря слагаемому αE , система (117) хорошо обусловлена, по крайней мере, при не слишком малых α . Возможны и другие методы регуляризации.

Ток штырей возбуждается полем волн (1), распространяющихся в питающих фидерах. Этот ток при сканировании изменяется из-за изменения согласования излучателей с питающими фидерами. Ток штырей может быть определен в три этапа. На первом этапе находится ток, индуцированный на пластине при вынужденном возбуждении решетки, когда при любом направлении фазирования ток штырей остается неизменным по модулю, значение которого принимается, например, равным единице. На втором этапе определяется входное сопротивление излучателя через комплексную мощность (6), отнесенное к току штырей. При единичном токе

$$Z_{\text{вх}} = 2P. \quad (118)$$

Такое же входное сопротивление, очевидно, будут иметь излучатели и при свободном возбуждении системой падающих волн (1), так как амплитуды

токов и фазовые соотношения в решётке одинаковы при вынужденном и свободном возбуждениях.

На третьем этапе параметры входной цепи выбираются так, чтобы для одного из направлений фазирования излучатели решетки были согласованы с питающими фидерами и ток штырей был равен значению, выбранному для жесткого возбуждения. Тогда можно показать, что для произвольного направления фазирования ток штырей будет определяться следующим выражением:

$$J = \frac{2 P_a^0}{(P_a^0 + P_a) + i(P_r - P_r^0)}, \quad (119)$$

где P_a , P_r — соответственно активная и реактивная мощности излучателя при вынужденном возбуждении единичным током; P_a^0 , P_r^0 — активная и реактивная мощности излучателя при указанном возбуждении в направлении согласования решетки. Компоненты комплексной мощности излучателя могут быть рассчитаны по (6).

Характеристики прямоугольных и дисковых печатных излучателей с линейной поляризацией. Рассмотрим результаты численного эксперимента. На рис. 3, а) представлены частотные зависимости входного сопротивления квадратного излучателя в плоской решётке при излучении в направлении

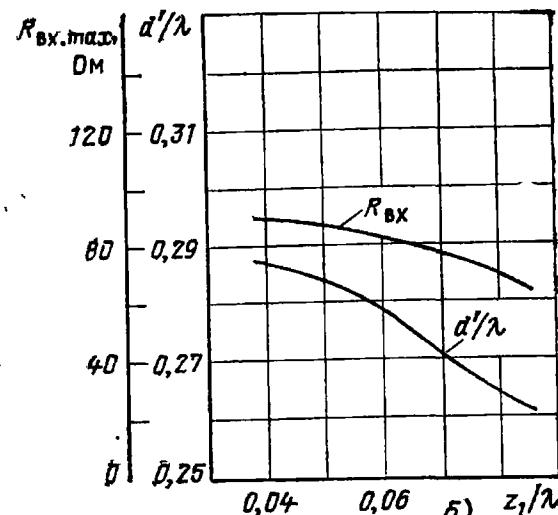
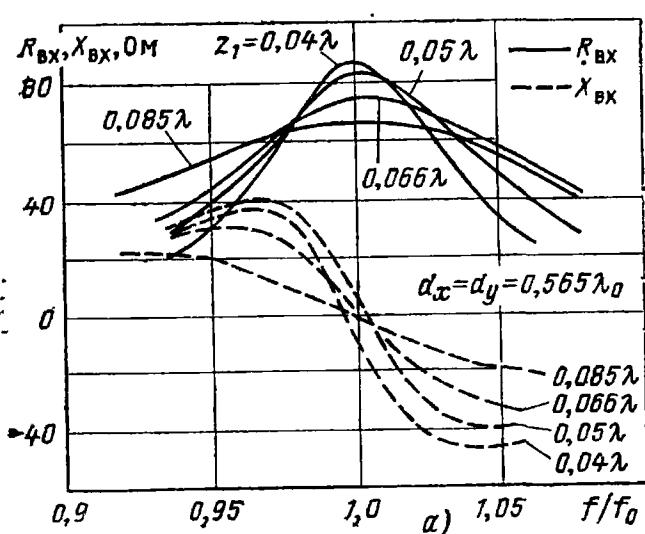


Рис. 3

нормали для различных значений толщины подложки и частоты, отнесенной к резонансной частоте f_0 . Из графиков следует, что изменение высоты пластины над экраном приводит к изменению ее резонансных размеров, значения резонансного сопротивления и добротности излучателя. Согласно приведенным результатам изменение высоты пластинки над экраном в интервале $z_1 = (0,04 \div 0,085)\lambda$ при $\epsilon = 2,56$ приводит к изменению резонансной частоты, не превышающему 10 %. Однако при этом весьма заметно изменяется входное сопротивление при резонансе и добротность излучателя. Входное сопротивление при увеличении высоты в указанном интервале уменьшается примерно на 25 % (рис. 3, б).

Рассматривая печатный излучатель как полуволновый отрезок линии, нагруженный на сопротивления излучения щелей и возбуждаемый на расстоянии x от среднего сечения, для входного сопротивления получаем следующий результат:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{Z_{\Sigma}}{2} \left[\sin^2(kx) + \left(\frac{W}{Z_{\Sigma}} \right)^2 \right] \cos^2(kx), \quad (120)$$

где для щели длиной l (сопротивление излучения щели) $Z_{\Sigma} = 120 \frac{l}{\lambda}$.

Поскольку $(W/Z_{\Sigma}) \leq 1$, то

$$Z_{\text{вх}} \approx \frac{Z_{\Sigma}}{2} \sin^2(kx). \quad (121)$$

Согласно (121) входное сопротивление не зависит от волнового сопротивления полосковой линии. Этот пример лишний раз показывает, что модели печатных излучателей, построенные на базе упрощенных эквивалентных схем, не позволяют оценить ряд важных зависимостей характеристик излучателей от геометрии и электрических параметров отдельных элементов конструкции.

Добротность излучателя при увеличении z_1 существенно уменьшается. Это уменьшение можно связать с уменьшением рассогласования отрезка полосковой линии, образующего излучатель, и торцевых щелей, излучающих основную долю энергии, подводимой к излучателю. Действительно, эквивалентное сопротивление щелей существенно больше волнового сопротивления отрезка полосковой линии, образующей излучатель. При увеличении высоты пластины над экраном волновое сопротивление полосковой линии увеличивается, и это приводит к росту шунтирующего действия торцевых щелей. Согласование щелей с полосковой линией улучшается, и добротность излучателя уменьшается. На добротность и полосу пропускания печатных излучателей в плоской ФАР существенное влияние оказывает диэлектрическая проницаемость под-

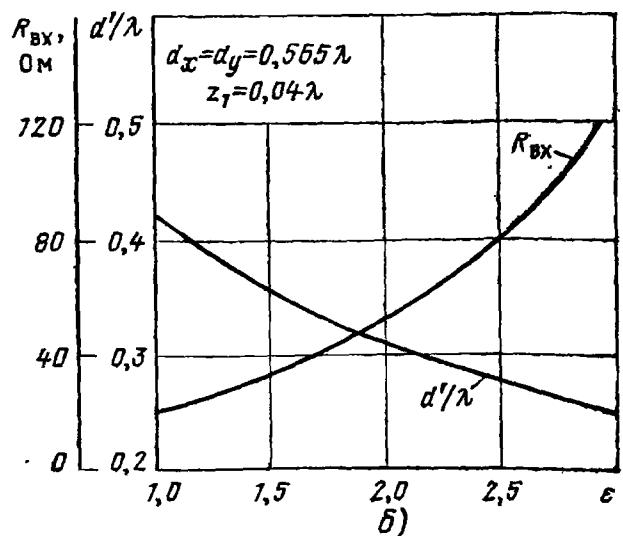
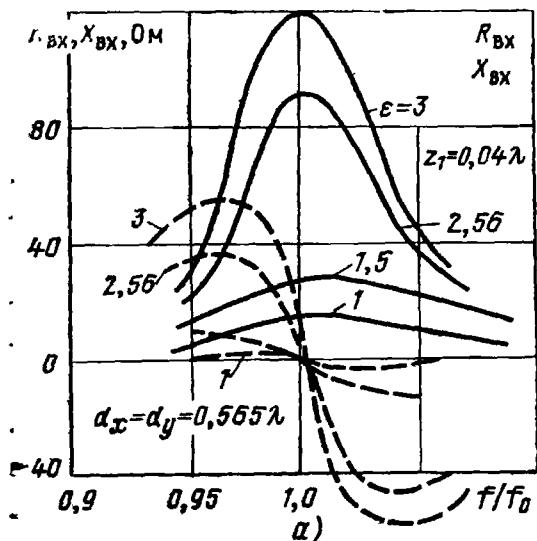


Рис. 4

ложки (рис. 4,а). При увеличении диэлектрической проницаемости происходит не только уменьшение резонансных размеров пластиинки d'/λ , но и увеличение добротности излучателя. Поэтому для расширения рабочей полосы частот целесообразно использовать диэлектрики подложки и покрытия с малым значением ϵ_a , а также максимально увеличивать высоту пластины над экраном. Параметр ϵ_a подложек определяет резонансные размеры и входное сопротивление на резонансной частоте (рис. 4,б). На рис. 5 представлена зависимость активной составляющей входного сопротивления дискового излучателя от радиуса диска при разных значениях толщины подложки. Из графиков следует, что так же, как и в случае прямоугольных излучателей, уменьшение толщины подложки приводит к увеличению добротности излучателя в решетке и уменьшению рабочей полосы частот. Одновременно увеличиваются резонансные размеры.

На рис. 6—7 представлены ДН дискового излучателя в решетке при разной толщине подложки. Резонансные провалы более подробно обсуждаются ниже при рассмотрении характеристик прямоугольных излучателей в плоской ФАР. Здесь можно отметить, что причины, вызывающие излучение поля с паразитной поляризацией, для разных плоскостей различны. В E -плоскости паразитное излучение отсутствует и это обусловлено симметрией ре-

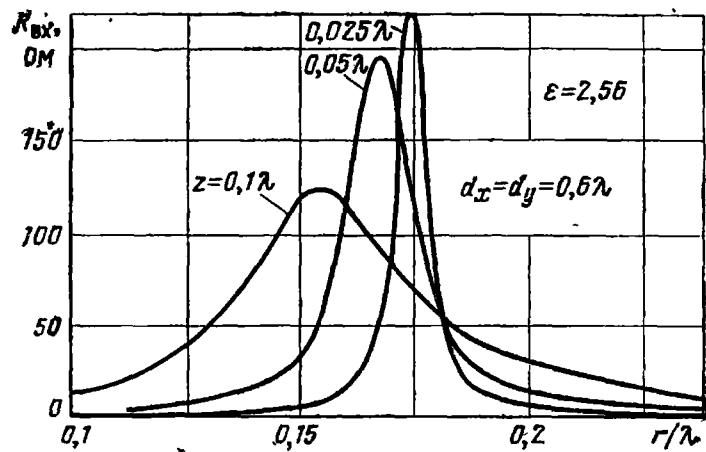


Рис. 5

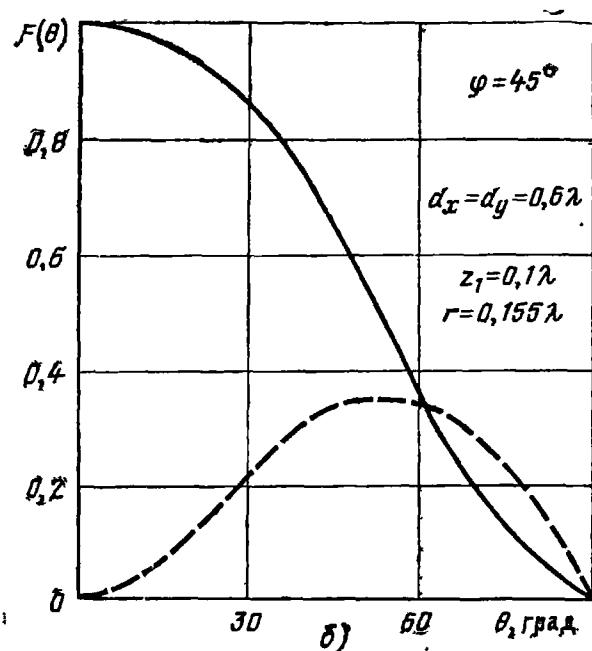
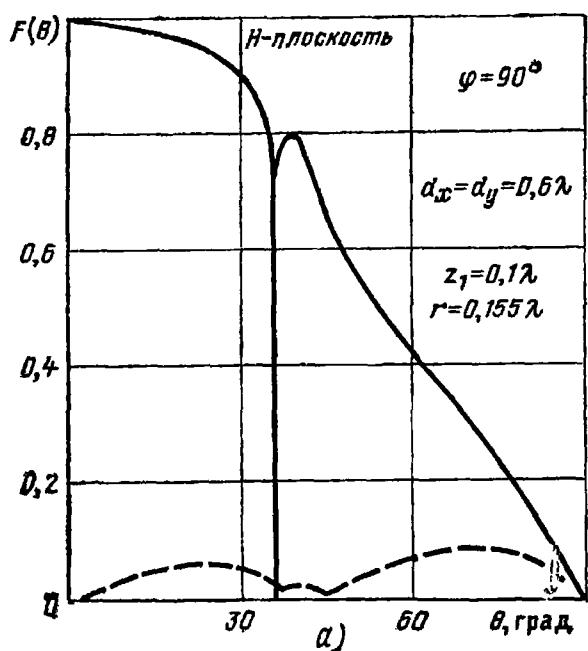


Рис. 6

щетки и распределением токов относительно этой плоскости. В H -плоскости при одноштыревом возбуждении паразитная поляризация в основном обусловлена излучением штыря, так как излучение паразитных составляющих тока диска при резонансе практически отсутствует. В диагональной плоскости увеличение уровня паразитной поляризации обусловлено излучением штыря и токов на пластине, перпендикулярных основной составляющей. При

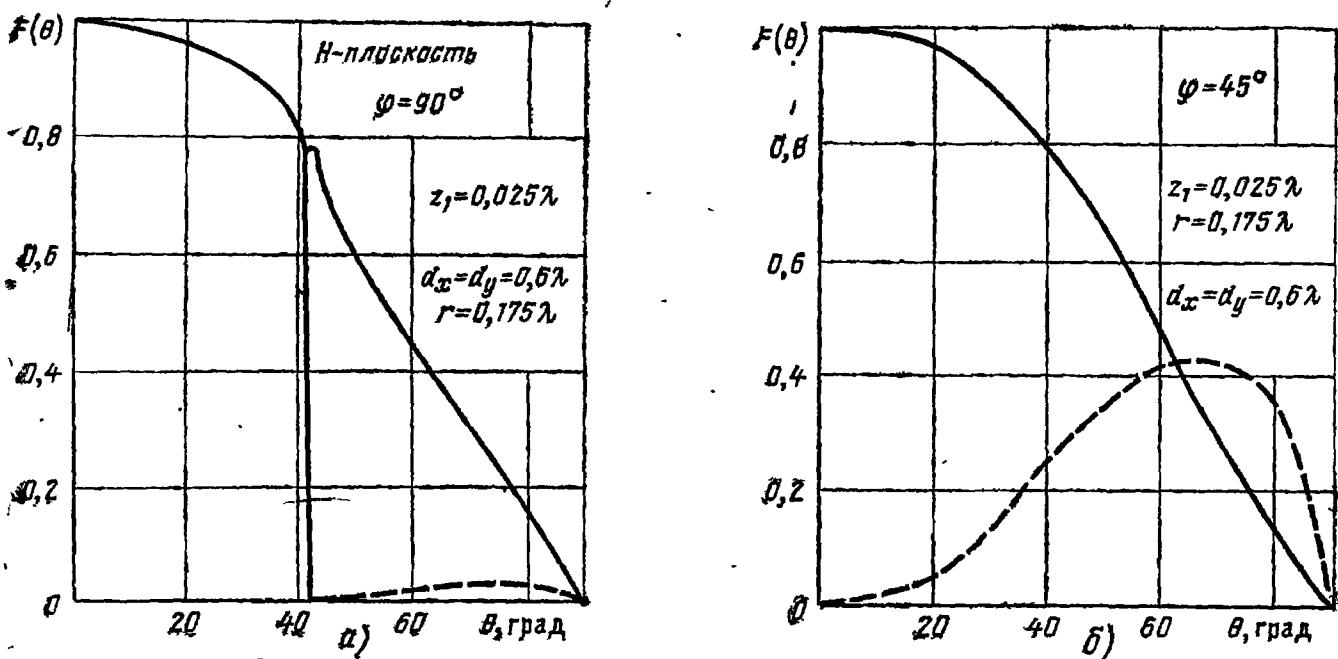


Рис. 7

двухштыревом противофазном возбуждении излучение с паразитной поляризацией в H -плоскости отсутствует. Эти выводы, в частности, подтверждаются тем, что при уменьшении толщины подложки, т. е. при уменьшении длины штыря, уровень паразитной поляризации в H -плоскости уменьшается.

На рис. 8 показаны результаты исследования внутренней сходимости алгоритма вычисления входного сопротивления прямоугольного излучателя в решетке, где аргументом n является число базисных функций на пластине. Эта зависимость имеет тот же характер, как и у дискового излучателя. Одним из факторов, существенно влияющих на входное сопротивление и полосу пропускания ФАР с печатными излучателями, является взаимодействие излучающих элементов в решетке. На рис. 9—10 представлены зависимости активной и реактивной составляющих входного сопротивления от размеров излучателя при разных значениях шага решетки. Наиболее заметное влияние на входное сопротивление оказывает изменение шага в E -плоскости (рис. 9). Уменьшение шага в этой плоскости приводит к увеличению резонансной частоты, уменьшению добротности и росту полосы пропускания решетки, а также изменению резонансного входного сопротивления. В H -плоскости резонансная частота и входное сопротивление изменяются в меньших пределах. Так же как и в E -плоскости, уменьшение шага в H -плоскости приводит к уменьшению добротности и

расширению полосы пропускания. Изменение добротности в зависимости от шага решетки можно объяснить тем, что решетка печатных излучателей представляет собой совокупность связанных резонансных систем, в которой добротность и полоса пропускания отдельного излучателя из-за взаимной связи подчинены тем же закономерностям, которые определяют характеристики связанных

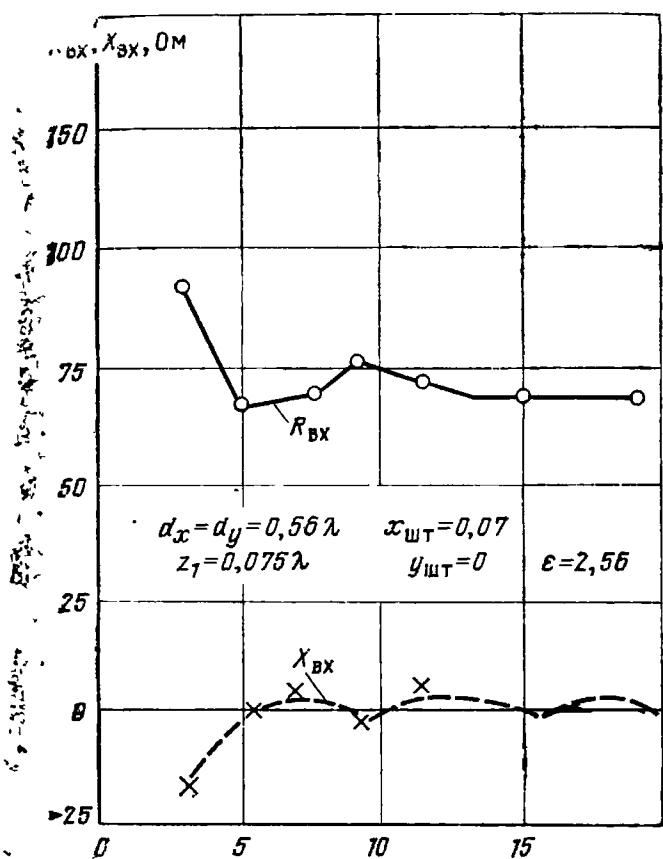


Рис. 8

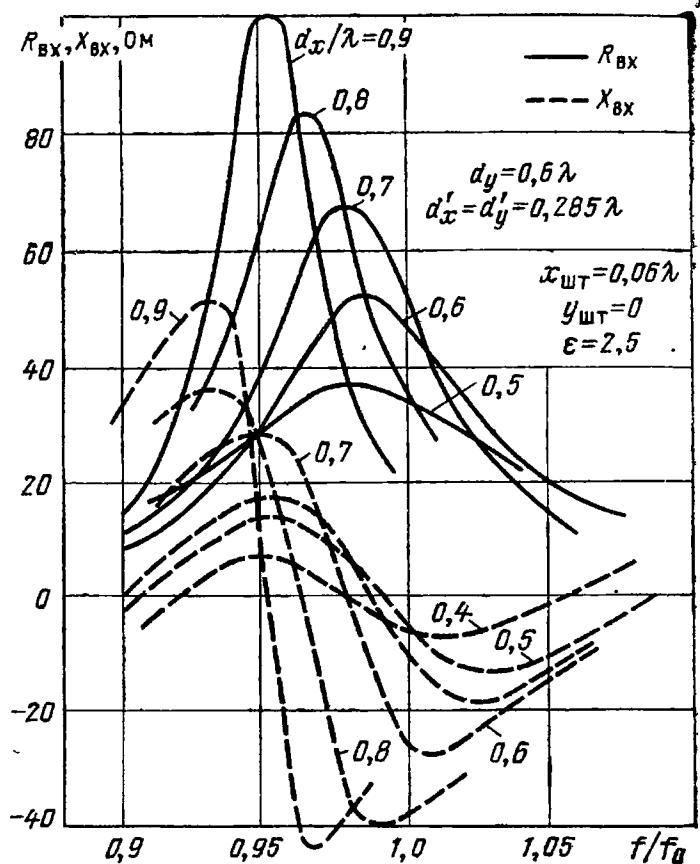


Рис. 9

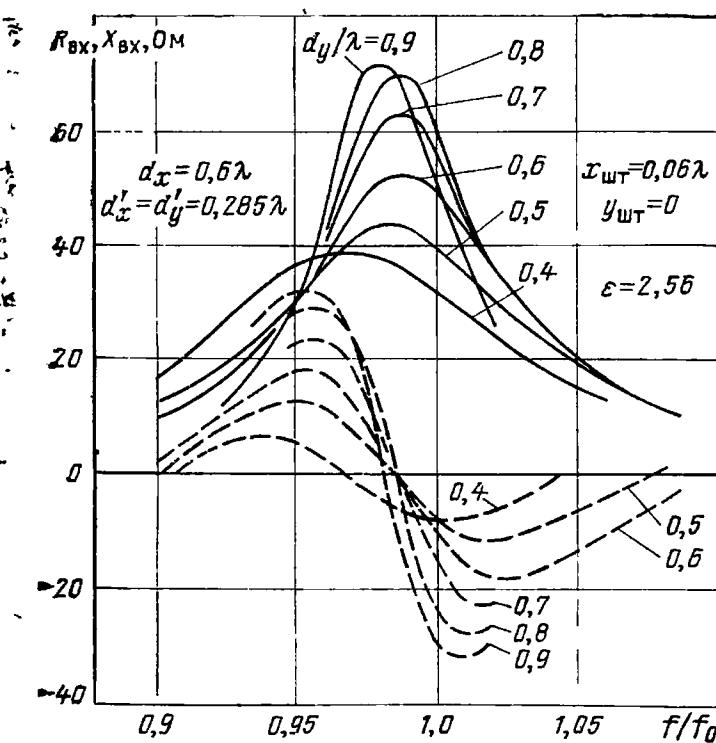


Рис. 10

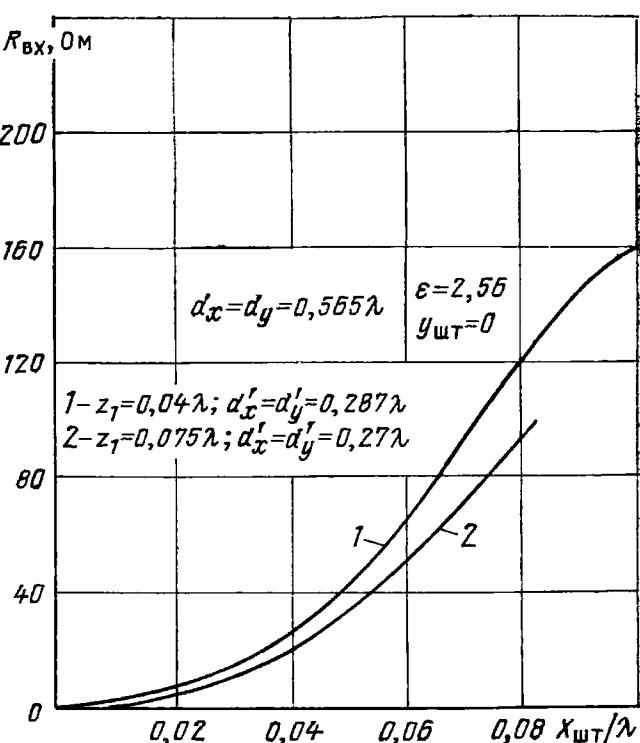


Рис. 11

колебательных систем. Из теории этих систем известно, что взаимная связь колебательных систем, настроенных на одинаковую частоту, приводит к расширению полосы пропускания по сравнению с изолированной колебательной системой. Одним из преимуществ печатного одноштыревого излучателя является возможность изменения входного сопротивления в широких пределах смещением штыря от центра излучателя к краю (рис. 11). Большой диапазон изменения входного сопротивления позволяет осуществить согласование излучателя с фидером, имеющим различные волновые сопротивления. Качественно характер зависимости входного сопротивления от смещения штыря совпадает с тем, что дает формула (121). Количественные оценки, полученные по указанной формуле, содержат заметную погрешность и не описывают зависимость рассматриваемой характеристики от высоты пластины над экраном, в то время как реальные характеристики такую зависимость имеют (см. рис. 11).

Представляет интерес исследование влияния качества диэлектриков подложки и покрытия на КПД ФАР с печатными излучателями. Как показал численный эксперимент, влияние потерь в покрытии на КПД ФАР невелико. В основном, на КПД влияют потери в подложке. На рис. 12, а) представлены зависимости КПД

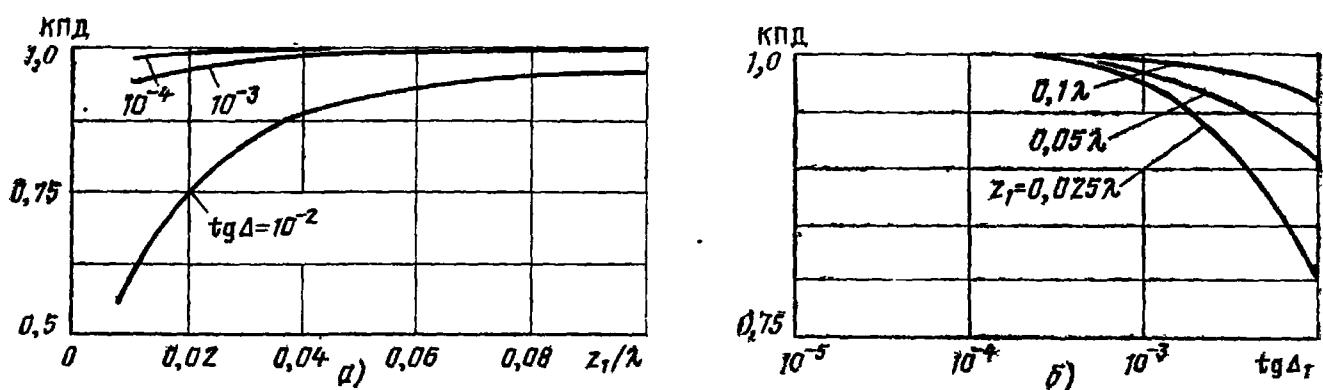


Рис. 12

печатного излучателя от высоты пластины над экраном при разных значениях тангенса угла диэлектрических потерь подложки. Из графиков следует, что уменьшение толщины подложки приводит к росту потерь и уменьшению КПД ФАР. Эта зависимость согласуется с зависимостью добротности печатных излучателей в ФАР от высоты пластины над экраном. Как было показано выше, при уменьшении высоты добротность излучателя с подложкой без потерь увеличивается, а это является следствием увеличения энергии, запасенной в излучателе, и напряженности поля между пластиной и экраном. При наличии неидеального диэлектрика подложки перечисленные факторы приводят к росту потерь и снижению КПД ФАР. На рис. 12, б) представлена зависимость КПД излучателя в решетке от $\operatorname{tg} \Delta_1$ при разных значениях высоты пластины над экраном. На рис. 13—14 показаны сечения ДН прямоугольного печатного излучателя в плоской ФАР. Характерной осо-

бенностью этих ДН является наличие нулевого провала. Угловое положение провала отличается от направления луча, при котором в области действительных углов появляется дифракционный максимум. Наличие этого провала связано с резонансом низшей E -волны, распространяющейся в подложке и покрытии при любой их толщине. Увеличение толщины подложки и покрытия или увеличение их диэлектрической проницаемости приводит к смещению провалов в сторону нормали и увеличению их числа. При возбуждении печатных излучателей двумя противофазными штырями резонансные провалы существуют только лишь в E -плоскости. В H -плоскости эти провалы отсутствуют, так как противофазные токи штырей и токи, текущие по пластине, не возбуждают низшую E -

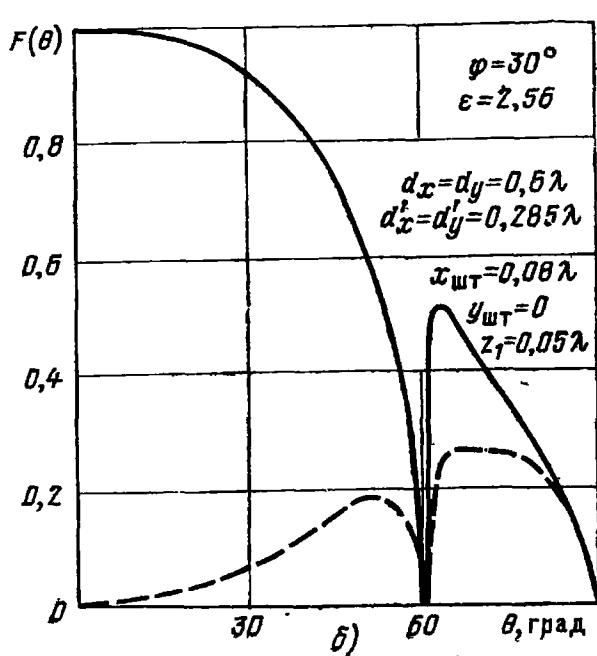
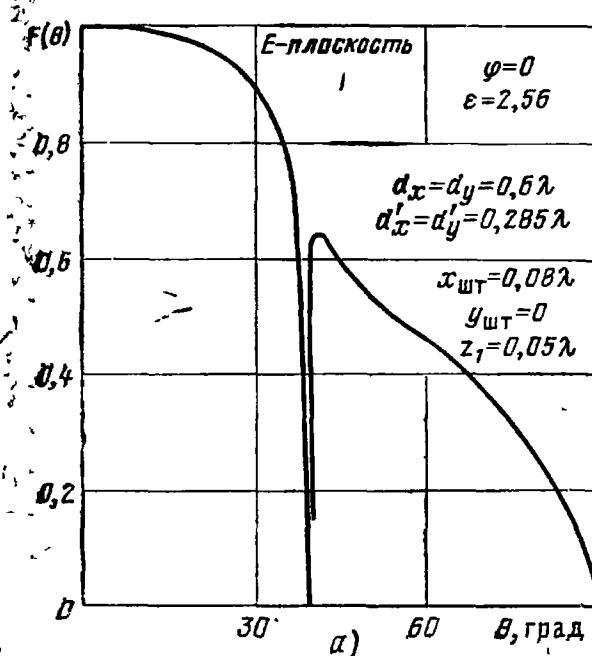


Рис. 13

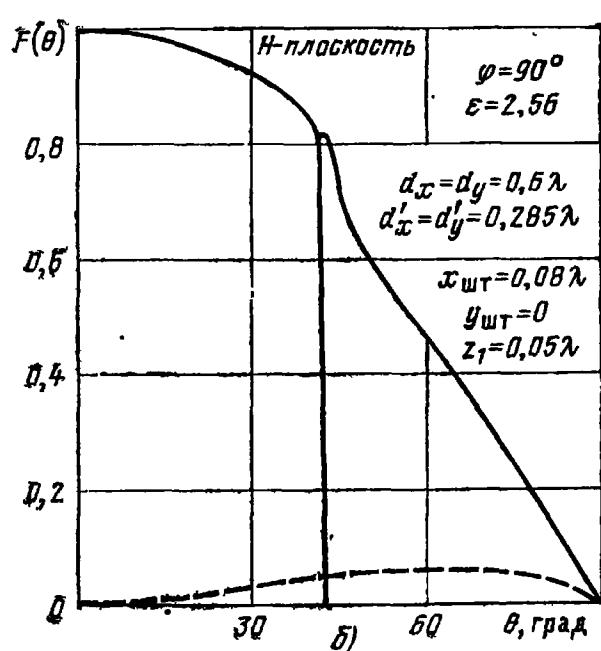
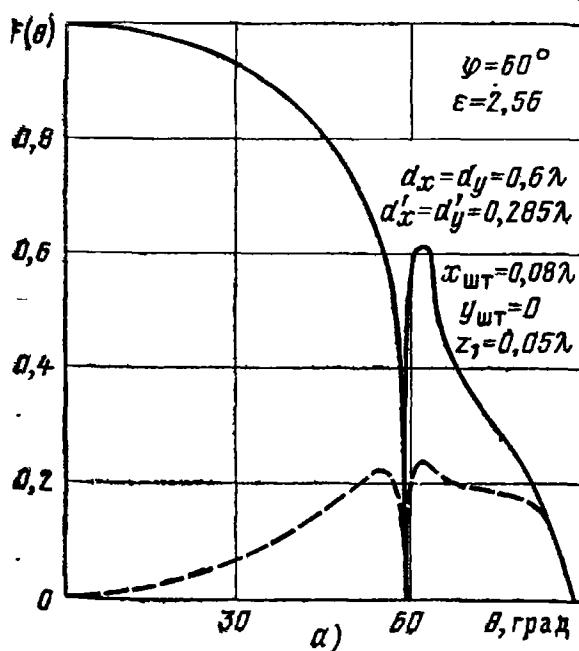


Рис. 14

волну. Другой отличительной особенностью печатных излучателей являются узкие провалы ненулевой глубины, угловое положение которых точно совпадает с направлением луча, когда дифракционные максимумы попадают в область действительных углов. Эти провалы наблюдаются в том случае, если подложка и покрытие отсутствуют. Наличие подобных провалов связано с излучением штырей. В направлении провалов при наличии диэлектрика реактивная мощность излучателя обращается в бесконечность и согласно (120) ток, а следовательно, и ДН обращаются в ноль. Можно показать, что если диэлектрик отсутствует, то в направлении провала реактивная мощность, хотя и резко возрастает, но остается конечной и в соответствии с (120), ДН и ток штырей в ноль не обращаются.

Характеристики печатных излучателей круговой поляризации в плоской ФАР. Одноканальный печатный излучатель круговой поляризации представляет собой прямоугольную металлическую пластину с размерами d'_x , d'_y , расположенную на диэлектрической подложке толщиной z_1 над металлическим экраном. Возбуждение излучателя осуществляется штырем, соединенным с пластиной в точке $(x_{шт}, y_{шт})$, расположенной вне осей симметрии пластины, координаты штыря определяются в системе координат, центр которой совмещен с центром пластины. Излучение поля с круговой поляризацией обеспечивается за счет возбуждения двух низших типов колебаний тока на пластине. Парциальные поля, соответствующие этим типам колебаний, поляризованы во взаимно ортогональных плоскостях. Необходимый фазовый сдвиг между возбуждаемыми типами колебаний тока обеспечивается выбором соотношения между продольным и поперечным размерами пластины, которые незначительно отличаются от резонансного. Соотношение амплитуд ортогональных составляющих излучаемого поля определяется расстояниями от возбуждающего штыря до соответствующих осей симметрии прямоугольной пластины.

Численный эксперимент показал, что изменение фазы одной из ортогональных составляющих излучаемого поля при изменении размера прямоугольной пластины, определяющего резонанс соответствующего типа колебаний тока, практически не зависит от значения другого размера пластины и положения возбуждающего штыря (рис. 15). Представленные зависимости рассчитаны для различных толщин подложки (рис. 15, а: 1 — $z_1 = 0,08\lambda$; 2 — $z_1 = 0,06\lambda$; 3 — $z_1 = 0,04\lambda$; $d_x = d_y = 0,8\lambda$, где λ — длина волны в свободном пространстве) и для разных периодов решетки (рис. 15, б: 1 — $d_x = d_y = 0,6\lambda$; 2 — $d_x = d_y = 0,7\lambda$; 3 — $d_x = d_y = 0,8\lambda$); при синфазном возбуждении антенной решетки. Во всех рассматриваемых здесь случаях диэлектрическая проницаемость материала подложки $\epsilon = 2,5 - i 0,001$.

При увеличении толщины подложки и уменьшении периодов решетки крутизна фазовой характеристики уменьшается. В результате увеличиваются различия между продольным и попереч-

ным размерами пластины, обеспечивающими требуемый сдвиг фаз между ортогональными компонентами излучаемого поля.

На рис. 15,в представлены зависимости между продольным и поперечным размерами пластины, обеспечивающими фазовый сдвиг между ортогональными составляющими поля излучения,

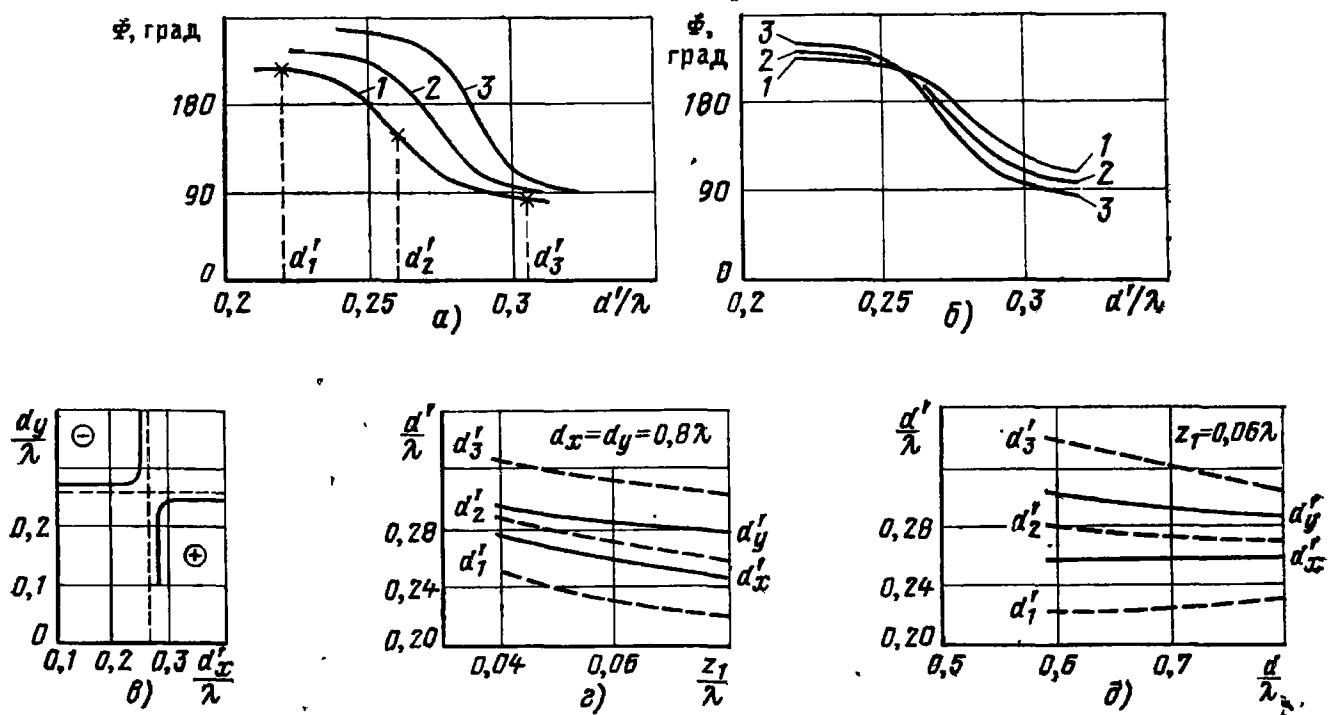


Рис. 15

равный 90° . Расчеты выполнены для толщины подложки $z_1 = 0,08\lambda$ при $d_x = d_y = 0,8\lambda$. Штриховой линией на рисунке показаны резонансные размеры пластины. График, отмеченный знаком «—», соответствует прямоугольному излучателю с левой круговой поляризацией, а знаком «+» — излучателю с правой круговой поляризацией.

Необходимо отметить, что соотношение сторон прямоугольной пластиинки влияет не только на фазовый сдвиг, но и на возможность согласования излучателя в решетке. На рис. 15,а отмечены три характерные точки на фазовой характеристике, соответствующие случаям, когда произвольная представлена функция стремится к нулю (d'_1 и d'_3) и когда она приобретает минимальное отрицательное значение (d'_2). Оптимальным с точки зрения согласования оказывается такой выбор длины и ширины пластины, когда требуемая разность фаз обеспечивается за счет изменения размеров пластины в окрестности точки перегиба фазовой характеристики. Размер d'_2 , соответствующий точке перегиба, является резонансным. Наилучшее согласование достигается в том случае, если один из размеров пластиинки увеличен, а другой — уменьшен относительно резонансного. Расчеты выполнены при $d_x = d_y = 0,8\lambda$; $z_1 = 0,08\lambda$. Положение штырей выбиралось так, чтобы обеспечивалось равенство амплитуд возбуждения ортогональных компонент излучаемого поля, а активная составляющая входного сопротивления излучателя была приблизительно равна волн-

новому сопротивлению фидерной линии W (в данном случае $W = 50 \text{ Ом}$). Соотношение продольного и поперечного размеров пластины выбрано из условия обеспечения сдвига фаз между ортогональными составляющими поля излучения, равного 90° . Первая и вторая кривые соответствуют случаю, когда один из размеров пластины соответствовал началу нижнего (d'_3) или верхнего (d'_1) пологого участка фазовой характеристики, а третья — когда продольный и поперечный размеры были определены вблизи резонансного размера (d'_2). Результаты численного эксперимента свидетельствуют о том, что реализация требуемого фазового сдвига за счет уменьшения и увеличения размеров пластины относительно резонансного позволяет минимизировать реактивную составляющую входного сопротивления. Таким образом, удается обеспечивать одновременно и требуемое согласование и требуемые поляризационные характеристики излучателя.

На рис. 15, ϑ, δ штриховой линией показана зависимость значений d'_1 , d'_2 и d'_3 от высоты расположения пластины над экраном и периодов решетки. Сплошными линиями изображены соответствующие зависимости продольного и поперечного размеров прямоугольной пластины излучателя, оптимальных с точки зрения согласования с фидерной линией.

Как уже указывалось, амплитуда возбуждения каждой из ортогональных составляющих поля излучения зависит от расстояния между точкой возбуждения и соответствующей осью симметрии пластины ($x_{шт}$, $y_{шт}$), а расстояние от центра пластины до точки возбуждения $\rho = \sqrt{x_{шт}^2 + y_{шт}^2}$ определяет входное сопротивление излучателя. Изменение координат возбуждающего штыря в

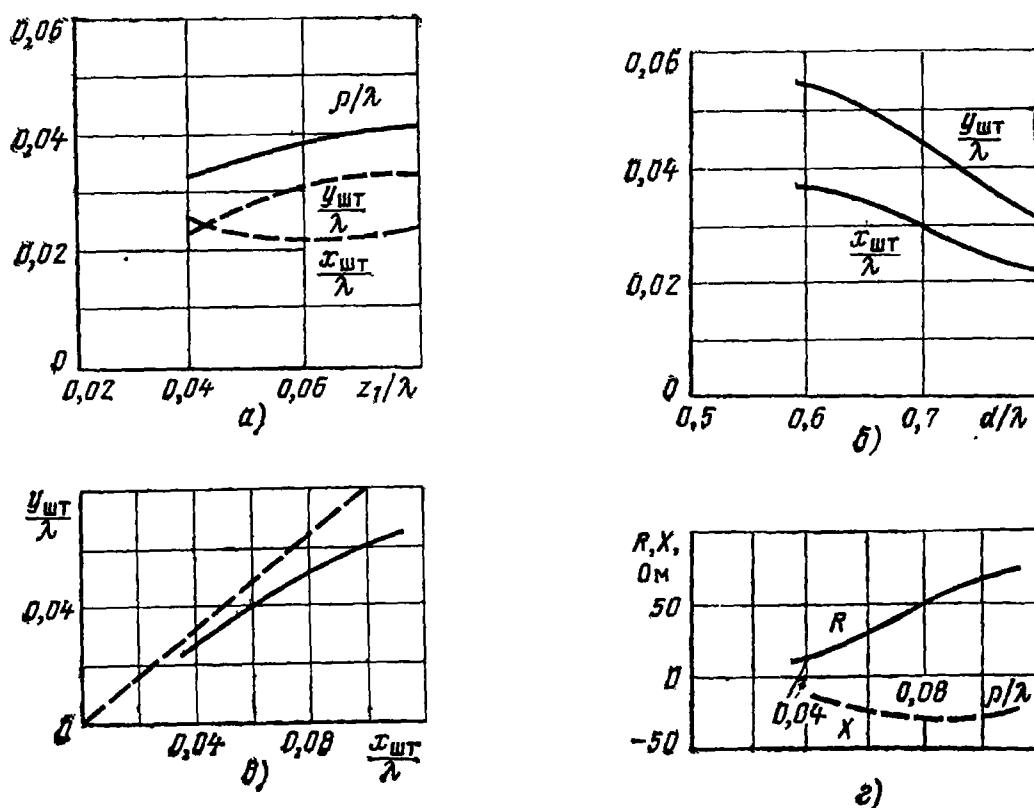
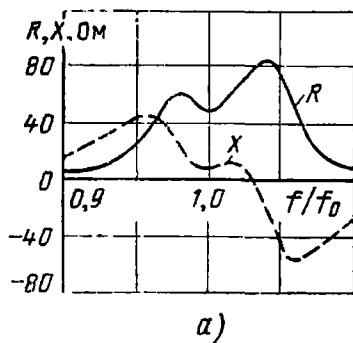


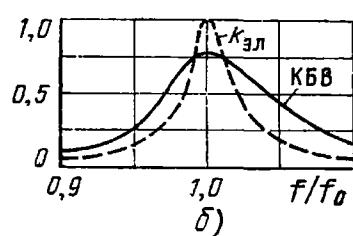
Рис. 16

зависимости от толщины подложки показано на рис. 16,а. На рис. 16,б представлены зависимости координат штыря от периодов решетки при условии сохранения уровня согласования излучателя с фидерной линией. На рис. 16,в сплошной линией изображена траектория перемещения точки возбуждения по поверхности пластины при сохранении равенства амплитуд ортогональных компонент поля. Штриховой линией на рисунке показано положение диагонали пластины. Перемещение штыря позволяет изменять входное сопротивление излучателя в широких пределах (рис. 16,г) и, следовательно, обеспечивать требуемый уровень согласования в большинстве практически важных случаев. Графики на рис. 16,в, г рассчитаны при следующих исходных данных: $d_x = d_y = 0,565\lambda$; $d'_x = -0,32\lambda$; $d'_y = 0,25\lambda$; $z_1 = 0,075\lambda$.

На рис. 17 представлены зависимости импедансных и поляризационных характеристик печатного излучателя от частоты в решетке с периодами $d_x = d_y = 0,8\lambda$, геометрические параметры которого ($d'_x = 0,262\lambda_0$; $d'_y = 0,285\lambda_0$; $x_{шт} = 0,026\lambda_0$; $y_{шт} = 0,036\lambda_0$) были



а)



б)

Рис. 17

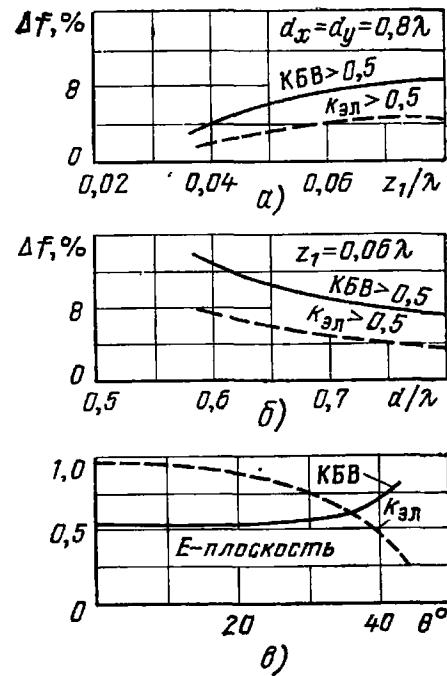


Рис. 18

определенны путем численного эксперимента при $z_1 = 0,06\lambda_0$, где λ_0 — длина волны на центральной частоте диапазона. Кривая активной составляющей входного сопротивления (рис. 17,а) имеет два отчетливо выраженных максимума вследствие того, что ниже центральной частоты диапазона резонансным оказывается продольный размер прямоугольной пластины, а выше — поперечный размер. На этих частотах поле излучения имеет эллиптическую поляризацию, причем большая ось поляризационного эллипса ориентирована параллельно резонирующему размеру пластины. Коэффициент эллиптичности поля $\kappa_{эл}$ приближается к единице на центральной частоте диапазона и быстро уменьшается при изменении частоты (рис. 17,б). Вследствие двугорбого характера из-

менения активной составляющей входного сопротивления при относительно малом значении реактивной составляющей кривая КБВ имеет значительно более пологий характер в полосе частот.

Увеличение толщины подложки, как и в случае печатного излучателя линейной поляризации, приводит к расширению рабочей полосы частот (рис. 18,*a*). Поляризационные характеристики оказываются существенно более чувствительными к изменению частоты по сравнению с импедансными характеристиками. Полоса частот, ограниченная для определенности в данном случае условием $\kappa_{\text{эл}} > 0,5$, значительно слабее расширяется при увеличении высоты подвеса пластины над экраном. Изменение периодов антенной решетки оказывает сильное влияние на диапазонные свойства излучателя (рис. 18,*b*), причем, как и в предыдущем случае, полоса частот, определяемая требуемым качеством поляризационных характеристик, значительно уже, чем полоса частот, в которой наблюдается удовлетворительное согласование ($\text{КБВ} > 0,5$). При сканировании поляризация, близкая к круговой, сохраняется в секторе углов вблизи нормали к решетке. Например, для излучателя, характеристики которого представлены на рис. 15,*в, г*, коэффициент эллиптичности $\kappa_{\text{эл}} > 0,75$ сохраняется в секторе сканирования $0 \dots \pm 30^\circ$. При увеличении периодов решетки сектор сканирования, в котором наблюдаются удовлетворительные поляризационные характеристики рассматриваемого излучателя, резко сужается.

Во всех рассмотренных случаях поляризационные характеристики излучателя в решетке значительно более подвержены искажениям по сравнению с импедансными характеристиками. Указанная особенность отмечается и у одиночных печатных излучателей круговой поляризации, однако влияние взаимодействия между элементами антенной решетки улучшает их диапазонные свойства.

Представленные в данной работе результаты характеризуют свойства одноканального печатного излучателя с круговой поляризацией в плоской антенной решетке и являются примером возможностей моделирования печатных излучателей на ЭВМ с использованием математических моделей электродинамического уровня.

Двухчастотный излучатель. Печатные излучатели с прямоугольной формой металлической пластины позволяют реализовать двухчастотный режим работы, отличительной особенностью которого является ортогональность плоскостей поляризации полей излучения на рабочих частотах. Наличие двух резонансных частот излучателя обусловлено различием продольного и поперечного размеров пластины. Возбуждение излучателя на двух рабочих частотах можно осуществить независимо, подводя питание к пластине в двух точках, расположенных на продольной и поперечной осях пластины. Большой интерес представляет прямоугольный печатный двухчастотный излучатель с одним возбудителем, поскольку такая конструкция выгодно отличается своей простотой.

той. В данной работе рассматриваются результаты численного исследования характеристик одноканального двухчастотного печатного излучателя в плоской ФАР. Предполагается, что прямоугольные печатные излучатели расположены над плоским металлическим экраном на диэлектрической подложке в узлах прямоугольной координатной сетки с периодами d_x , d_y . Возбуждается излучатель металлическими штырями, соединенными с пластиной и представляющими собой продолжение центральных проводников коаксиального волновода. Двухчастотный режим работы обеспечивается смещением штыря в каждом излучателе относительно осей симметрии металлической пластины и возбуждения двух типов резонансных колебаний тока со взаимно ортогональными плоскостями поляризации полей излучения.

Размер каждой из сторон металлической пластины определяет соответствующую резонансную частоту. Выбором положения штыря и соотношения размеров металлической пластины обеспечиваются соответственно одинаковые входное сопротивление на рабочих частотах и соотношение частот.

Численные исследования выполнены для типичных параметров диэлектрической подложки: $\epsilon = 2,56$, толщина $z_1 = 0,05\lambda_B$, где λ_B — длина волны в свободном пространстве на верхней рабочей частоте. На рис. 19, а представлены зависимости, описывающие изменение в полосе частот поляризационных характеристик излучателя с размерами пластиинки $d'_x = 0,28\lambda_B$, $d'_y = 0,5\lambda_B$ в синфазной

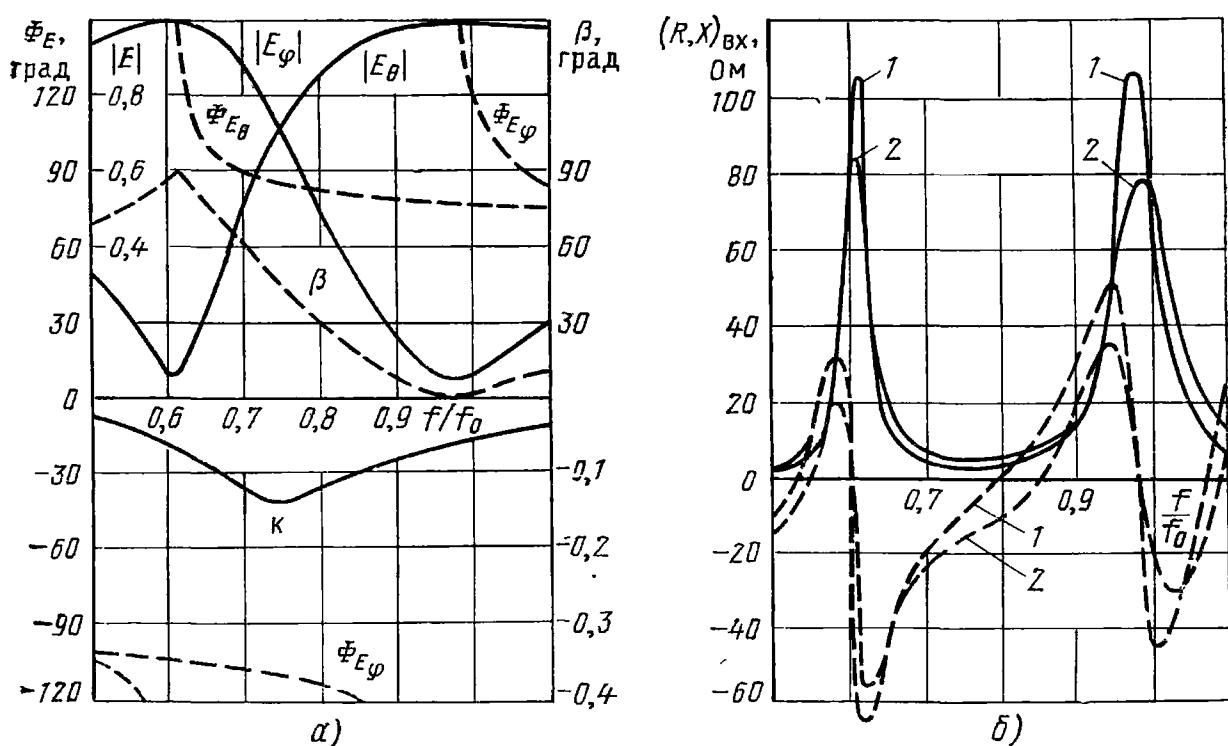


Рис. 19

антенной решетке с периодами $d_x = d_y = 0,8\lambda_B$. Штырь расположен в точке с координатами $x_{шт} = 0,09\lambda_B$, $y_{шт} = 0,085\lambda_B$. Начало координат совпадает с точкой пересечения осей симметрии пластиинки,

являющихся координатными осями. Сплошными линиями на рисунке изображены амплитуды ортогональных составляющих E_θ , E_ϕ , электрического поля, излучаемого по нормали к антенне, штриховыми — соответствующие им фазовые характеристики. На нижней резонансной частоте f_n в поле излучения преобладает составляющая E_ϕ . Относительный уровень составляющей E_θ равен $-23,86$ дБ, ее интенсивность возбуждения изменяется с ростом частоты и достигает максимума на верхней резонансной частоте f_v . Уровень кроссполяризации на частоте f_v равен $-25,18$ дБ. Параметры поляризационного эллипса ($\kappa_{\text{эл}}$ — коэффициент эллиптичности; β — угол наклона большой оси поляризационного эллипса относительно оси x) на резонансных частотах соответственно равны на частоте f_v : $\kappa_{\text{эл}}=0,063$; $\beta=89,4^\circ$; на частоте f_n : $\kappa_{\text{эл}}=-0,054$; $\beta=0,3^\circ$.

Импедансные характеристики излучателя в полосе частот имеют два отчетливо выраженных резонанса (рис. 19,б: 1 — $d_x=d_y=0,8 \lambda_v$; 2 — $d_x=d_y=0,6 \lambda_v$). Сплошными линиями показано изменение активных R , штриховыми — реактивных X составляющих входного сопротивления. Результаты выполненных расчетов, как и проведенный ранее анализ импедансных характеристик одночастотного печатного излучателя в решетке, показывают, что изменение периодов решетки оказывает влияние на абсолютное значение входного сопротивления, приводит к смещению резонансных частот и изменению рабочей полосы частот. Частотные свойства излучателя в области резонансных частот приблизительно одинаковы. Это объясняется тем, что на входное сопротивление прямоугольного излучателя заметно влияет размер стороны пластины, перпендикулярной резонансной. В связи с этим на каждой резонансной частоте условия работы рассматриваемого двухчастотного излучателя существенно различны. На частоте f_n излучатель представляет собой узкий в поперечном направлении излучатель в составе антенной решетки с малыми (относительно длины волны) периодами. На частоте f_v прямоугольный излучатель может рассматриваться как широкий в поперечном направлении, работающий в решетке с большими периодами.

Увеличение периодов решетки приводит к росту входного сопротивления излучателя и сужению его рабочей полосы частот, а увеличение размера стороны пластины, перпендикулярной резонансной, оказывает противоположное действие. В результате влияние отмеченных факторов частично компенсируется.

Изменение резонансных частот двухчастотного излучателя осуществляется изменением соотношения продольного и поперечного размеров прямоугольной пластиинки. При фиксации одного из размеров (например, ширины пластины $d'_x=0,2 \lambda_v$) и изменении другого размера (d'_y) происходит изменение одной из резонансных частот (рис. 20,а). Резонансная частота, соответствующая зафиксированному размеру пластины (f_v), меняется существенно меньше по сравнению с перестраиваемой резонансной частотой f_n . Ее изменения в рассмотренных здесь случаях не превышают 1,5%.

Сплошными линиями на рисунке показаны результаты расчетов при $d_x = d_y = 0,6 \lambda_v$, штриховыми — при $d_x = d_y = 0,8 \lambda_v$.

Согласование двухчастотного излучателя с фидерной линией может быть осуществлено на каждой резонансной частоте практически независимо подбором соответствующей координаты точки подключения штыря. Во всех представленных выше случаях

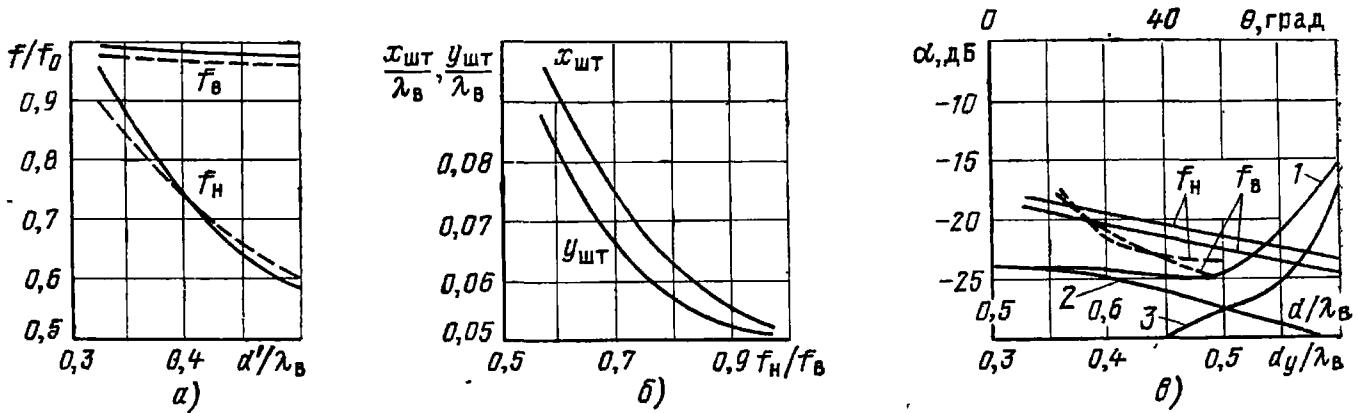


Рис. 20

положение штыря было выбрано из условия обеспечения приблизительного равенства входного сопротивления на обеих резонансных частотах. В частности, при $d_x = d_y = 0,6 \lambda_0$ выбранное положение штыря позволяет удовлетворительно согласовать ($\text{КБВ} > 0,8$) излучатель на обеих резонансных частотах с 50-омным коаксиальным волноводом. При изменении соотношения резонансных частот с помощью изменения длины прямоугольной пластины (d'_y), когда ширина пластины зафиксирована ($d'_x = 0,28 \lambda_v$), положение штыря, обеспечивающее согласование излучателя с коаксиальным волноводом, показано на рис. 20, б.

Для оценки поляризационной эффективности излучателя было рассчитано отношение α кросссполяризационной составляющей излучаемого поля E_p к основной составляющей E_0 . На рис. 20, в представлены результаты расчетов, выполненных при изменении периодов решетки для излучателя с размерами прямоугольной пластиинки $d'_x = 0,28 \lambda_v$, $d'_y = 0,5 \lambda_v$. Данные графики изображены сплошными линиями. При увеличении расстояний между элементами антенной решетки уровень кросссполяризационной составляющей заметно убывает. Это обусловлено сужением рабочей полосы частот при уменьшении взаимного влияния между излучателями в решетке. Штриховыми линиями представлено изменение уровня кросссполяризации на обеих резонансных частотах при $d_x = d_y = 0,8 \lambda_v$, фиксированной ширине пластины $d'_x = 0,28 \lambda$ в зависимости от длины пластины d'_y . При увеличении длины пластиинки, приводящей к разнесению резонансных частот, происходит уменьшение уровня кросссполяризационной составляющей тем больше, чем уже полоса частот излучателя в области каждой резонансной частоты.

Изменение уровня кроссполяризации при сканировании пока-
зано на рис. 20,в кривыми 1, 2 и 3. Кривая 1 соответствует слу-
чаю сканирования в H -плоскости ($d'_x=0,28\lambda_B$; $d'_y=0,5\lambda_B$; $d_x=d_y=0,8\lambda_B$) при работе на низкой резонансной частоте. Анало-
гичная характеристика, рассчитанная для одночастотного излуча-
теля, когда штырь подключен к пластине в точке, расположенной
на продольной оси пластины, показана кривой 2. Кривая 3 харак-
теризует изменение уровня кроссполяризации двухчастотного из-
лучателя в E -плоскости. Аналогичный одночастотный излучатель
в E -плоскости излучает поле строго линейной поляризации. Таким
образом, рассматриваемый двухчастотный излучатель обладает
худшими поляризационными характеристиками в главных плос-
костях по сравнению с одночастотным излучателем. Однако, как
известно, наибольший уровень кроссполяризации одночастотного
излучателя наблюдается в диагональных плоскостях. Сравнение
результатов расчетов, выполненных для прямоугольного печатно-
го излучателя, работающего в одночастотном и двухчастотном
режиме, показывает, что уровень кроссполяризации в диагональ-
ных плоскостях у двухчастотного излучателя заметно ниже, чем
у аналогичного одночастотного. Так, на частоте f_H максимальный
уровень кроссполяризационной составляющей двухчастотного из-
лучателя при сканировании в диагональной плоскости $a_{g\max}=16\%$, а у одночастотного $a_{0\max}=21\%$. Аналогично на частоте f_B
 $a_{g\max}=17\%$, $a_{0\max}=22\%$.

Линейные печатные решетки с последователь-
ным возбуждением. На практике применяются линейные ан-
тенные, которые можно рассматривать как антенные решетки с по-
следовательным возбуждением печатных излучателей. С другой
стороны, подобные антенны представляют собой несимметричную
полосковую линию с плоским проводником, ширина которого из-
меняется по некоторому закону. Этот закон, а также геометриче-
ские и электрические характеристики подложки и покрытия оп-
ределяют форму ДН. Возбуждение волн в таких антенах может
осуществляться различными устройствами: металлическими шты-
рями через отверстия связи с коаксиальным волноводом, коакси-
ально-волноводным переходом, полосковым делителем и т. д.

В простейшем случае остронаправленное излучение обеспечи-
вается периодическим законом изменения ширины проводника по-
лосковой линии. Амплитудное распределение вдоль линейной ан-
тены в этом случае близко к экспоненциальному. Одной из глав-
ных характеристик такой структуры является коэффициент зату-
хания волны в полосковой линии с неоднородным по ширине плос-
ким проводником, характеризующий излучение и потери энергии в
диэлектрике и металле.

Необходимое амплитудное распределение может быть полу-
чено выбором закона изменения ширины плоского проводника. Ес-
ли длина антенны велика, то параметры этого закона изменяются
сравнительно медленно и локально данный закон можно рас-
сматривать как периодический. Поэтому характеристики решетки

с периодическим изменением ширины плоского проводника могут быть использованы для нахождения параметров решетки с амплитудным распределением, отличающимся от экспоненциального.

Поскольку длина рассматриваемых антенн может быть существенно больше длины волны, то их моделирование на ЭВМ с использованием математических моделей электродинамического уровня до последнего времени оказывалось невозможным из-за непомерно большого порядка системы линейных алгебраических уравнений, определяющей распределение тока на плоском проводнике.

Тем не менее покажем прием, позволяющий свести задачу определения тока в линейной печатной решетке с последовательным возбуждением к определению тока на интервале, равном одному периоду изменения ширины плоского проводника. Сущность этого приема сводится к замене излучателя конечной длины бесконечной несимметричной полосковой линией с периодически изменяющейся шириной плоского проводника и переходе от реального устройства возбуждения к вспомогательному источнику с однонаправленным возбуждением. Этот источник создает волну, распространяющуюся в полосковой линии преимущественно в одном направлении от источника.

Таким образом, однонаправленный источник возбуждает один из двух полубесконечных отрезков бесконечного линейного излучателя. Поскольку реальная линейная антенна нагружена на согласованную нагрузку, то распределение тока в возбуждаемой части бесконечного линейного излучателя практически не отличается от распределения в реальной антенне на отрезке длиной L , отсчитываемой от однонаправленного источника, где L — длина реальной антенны.

Для моделирования линейной антенны длиной L с экспоненциальным амплитудным распределением необходимо использовать два однонаправленных источника, расположенных вдоль линии на расстоянии L . Амплитуда второго однонаправленного источника выбирается так, чтобы оказалась подавленной волна во второй полубесконечной части несимметричной полубесконечной линии вне отрезка L .

В качестве однонаправленного источника может быть использована комбинация генераторов напряжения и тока, первый из которых включается последовательно в полосковую линию, а второй — параллельно между плоским проводником и экраном.

Если обозначить через W — волновое сопротивление несимметричной полосковой линии, то соотношение амплитуд и фаз генераторов тока и напряжения определяется соотношением

$$U = IW. \quad (122)$$

Из-за внешнего взаимодействия элементов линейного излучателя соотношение (122) не обеспечивает полного гашения поля во втором полубесконечном отрезке линейного излучателя. Поэтому при численном эксперименте соотношение амплитуд и фаз гене-

раторов подбирается в процессе эксперимента из условия подавления второй волны.

Могут быть предложены и другие однонаправленные источники, например расположенные друг за другом на расстоянии $\lambda/4$ генераторы напряжения или тока, где λ — длина волны в несимметричной полосковой линии. При этом фазы генераторов должны отличаться на величину, близкую к $\pi/2$.

Для перехода от рассматриваемой линейной антенны с одним однонаправленным источником и экспоненциальным амплитудным распределением к бесконечной линейной решетке с периодическим распределением поля необходимо исходное возбуждение с помощью дискретного преобразования Фурье представить в виде суперпозиции возбуждений, каждое из которых является пространственной последовательностью однонаправленных источников с одинаковой амплитудой и линейно-меняющейся фазой. Пространственный период расположения источников равен периоду изменения ширины плоского проводника:

$$U_n = U_0 \delta_0^n = U_0 \int_0^1 e^{i 2\pi v n} dv;$$

$$I_n = I_0 \delta_0^n = I_0 \int_0^1 e^{i 2\pi v n} dv. \quad (123)$$

Распределение тока при каждом парциальном возбуждении может быть найдено с помощью методики, описанной выше. Определение тока при исходном однонаправленном возбуждении сводится к нахождению обратного преобразования Фурье.

Следует отметить, что в поле излучения линейной антенны вносит вклад и однонаовый источник. Поэтому из найденного поля в дальней зоне необходимо вычесть поле излучения однонаового источника.

Таким образом, использование однонаового источника и дискретного преобразования Фурье позволяет свести решение задачи для длинного линейного излучателя с последовательным возбуждением элементов к определению токов в пределах одного периода изменения ширины плоского проводника. Этот прием может быть применен для исследования линейных решеток любых типов с последовательным возбуждением.

При использовании только лишь одного из генераторов, образующих однонаовый источник, возникают два луча, ориентированных симметрично относительно направления нормали к решетке.

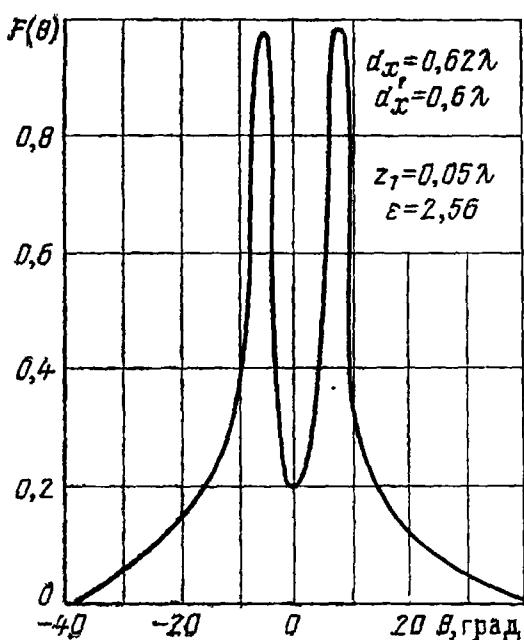


Рис. 21

На рис. 21 представлена ДН линейной решетки щелевых излучателей при возбуждении ее двунаправленным источником в виде одного генератора тока. На диаграмме видны два симметрично расположенных максимума.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1981, 29, N 1, p. 182—190.
2. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток: Пер. с англ./Под ред. Г. Т. Маркова, А. Ф. Чаплина.—М.: Мир, 1974.—455 с.
3. Хенд Х., Маэ М., Веетпфаль К. Теория дифракции: Пер. с немец./Под ред. Г. Д. Малюжинца.—М.: Мир, 1964.—428 с.
4. Деклу Ж. Метод конечных элементов.—М.: Мир, 1976.—85 с.
5. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач.—М.: Наука, 1979.—284 с.
6. Филиппов В. С. Характеристики печатных излучателей в плоских ФАР.—Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника, № 2, 1981, т. 24, с. 41—47.
7. Филиппов В. С., Шатохин Б. В. Характеристики прямоугольных печатных излучателей в плоских ФАР.—В сб.: Машинное проектирование устройств и систем СВЧ/Под ред. В. В. Никольского.—М.: МИРЭА, 1981, с. 58—77.
8. Филиппов В. С., Шатохин Б. В. Импедансные и поляризационные характеристики прямоугольных печатных излучателей в плоских ФАР.—Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1983, т. 26, № 2, с. 91—97.
9. Филиппов В. С., Шатохин Б. В. Характеристики печатных излучателей с круговой поляризацией в плоских ФАР.—Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1984, т. 27, № 2, с. 82—83.

УДК 621.396.67

А. Ф. ЧАПЛИН, И. Г. ЯКОВЕНКО, Е. М. ЯЩИШИН

Исследование некоторых видов печатных антенных решеток

Конструктивные и технологические признаки позволяют выделить печатные антенны в самостоятельный класс устройств. Внутри этого класса антенные решетки, реализуемые в виде отрезков несимметричных полосковых линий (НПЛ), образуют отдельную группу — полосковые антенные решетки (ПАР). В настоящей работе приведен краткий аналитический обзор литературы по таким антеннам и представлены результаты исследования некоторых разновидностей ПАР.

Обладая сходством конструкции, полосковые решетки отличаются друг от друга в основном взаимным расположением, размерами и соединениями отрезков НПЛ, т. е. типом применяемых излучателей, а также способом их возбуждения. Эти факторы оказывают существенное влияние на основные характеристики антенн, что дает основание классифицировать ПАР по типу применяемых излучателей и способу их возбуждения: 1 — ПАР на ос-

нове периодически модулированных полосковых линий; 2 — полосковые вибраторные решетки, возбуждаемые НПЛ; 3 — полосковые директорные антенны; 4 — ПАР, возбуждаемые поверхностной волной.

Рассмотрим известные ПАР в соответствии с приведенной классификацией. Первые сообщения о возможности использования периодически модулированных полосковых проводников в качестве излучающих элементов решетки появились в [1], где была высказана идея создания излучателей с трапециевидной, синусоидальной, ломаной, серпантинной проводящими структурами (рис. 1, а, б, в, г соответственно), нанесенными на тонкий ($h/\lambda=0,01$) лист диэлектрика 1 с четвертьвольновыми резонаторами 2, установленными под излучателями (рис. 1, д). Период проводящих

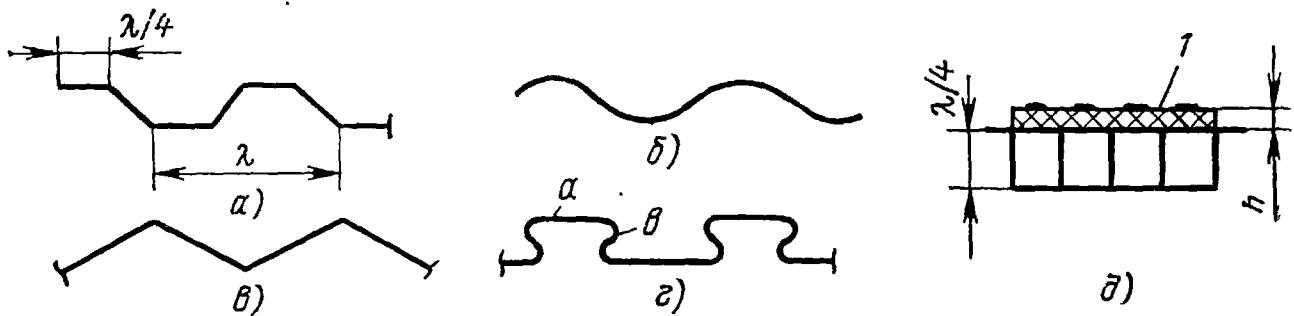


Рис. 1

структур выбирался равным длине волны λ , а на их концах устанавливались согласованные нагрузки, что обеспечивало улучшение характеристик излучателей в режиме бегущей волны. Антennaя решетка работала в режиме поперечного излучения за счет синфазного сложения полей от поперечных токов в периодической структуре (см. рис. 1). В последующем были приведены результаты исследования антенных решеток с излучателями в виде синусоидальной, ломаной, трапециевидной и меандровой структур. Исследования, выполненные в диапазоне частот 2,8—12,4 ГГц, показали, что диэлектрическая подложка в антенах, названных авторами антеннами типа «сэндвич», играет роль лишь конструктивной основы для полосковых проводников и почти не влияет на длину волны в линии λ_d ($\lambda_d=0,95\lambda$). Уровень боковых лепестков q ДН оценивался значением —(13—14) дБ, и лишь при принятии специальных мер — введения компенсационных шлейфов в местах неоднородностей проводящих структур — удавалось его снизить до —(20÷25) дБ. Были сделаны попытки построения теории излучателя, состоящего из ломаного или меандрового полоскового проводника и четвертьвольнового резонатора, без учета влияния диэлектрической подложки.

Развитие теории и техники полосковых устройств стимулировало появление работ, где конструкция антенн типа «сэндвич» упрощена путем отказа от резонаторов и реализации излучателей в виде периодически модулированных НПЛ [2—3]. В [2] описа-

на ПАР, состоящая из восьми 17-элементных серпантинных структур, у которых длина линейных a и зигзагообразных b участков (рис. 1,2) равнялась $\lambda_d/2$, выполненных на диэлектрической подложке с $h=0,79$ мм и $\epsilon=2,53$. Печатная антенная решетка работала на частоте $f=9,4$ ГГц в режиме поперечного излучения с коэффициентом усиления $G=24,7$ дБ и $q=-12,6$ дБ. В 3%-ной полосе частот КСВ на входе антенны менялся в пределах 1,37—2,5, а G антенны уменьшался на 8 дБ. В [3] описана полосковая антenna с четырехэлементной меандровой структурой, выполненной на диэлектрике типа ФЛАН-10-2 и обеспечивающей $G=5,5$ дБ при ширине ДН по уровню половинной мощности $\theta_{0,5}$ в E -плоскости 30° .

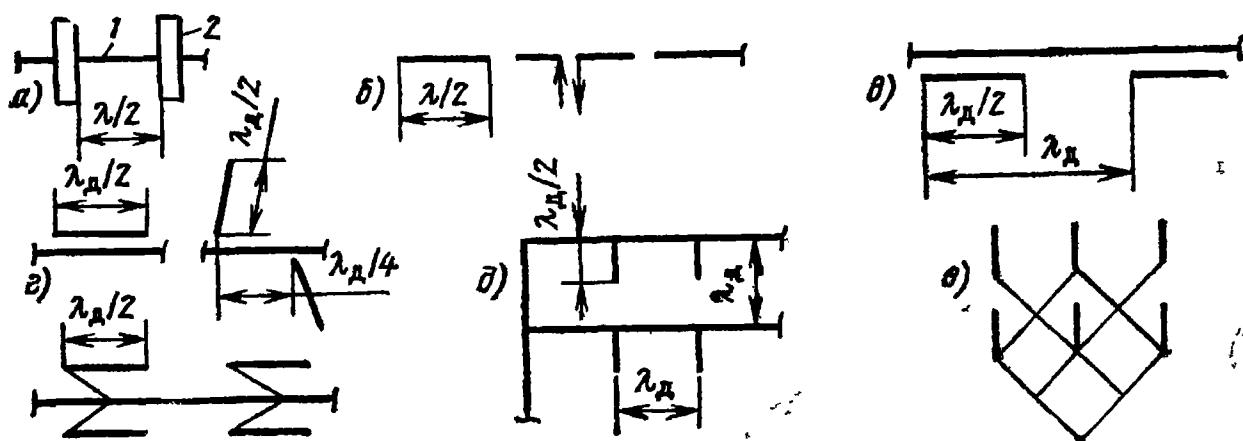


Рис. 2

и H -плоскости 100° . Использование зубчатых структур [4] позволяет изменением их относительных размеров получать вертикальную, горизонтальную и круговую поляризации.

К одним из первых сообщений о печатных вибраторных решетках относится работа [5]. В ней описана решетка, состоящая из полуволновых печатных вибраторов 1, питаемых фазирующими полуволновыми линиями задержки 2 (рис. 2,а), нанесенных на тонкую диэлектрическую подложку, за которой на расстоянии $\lambda/4$ установлен плоский экран. Решетка из 6×5 элементов, питаемая в центре, обеспечивает $q=-11$ и -16 дБ в H - и E -плоскостях соответственно в узкой полосе частот. Известная антенная решетка из печатных вибраторов, возбуждаемых за счет краевых емкостей (рис. 2,б), содержащая 5×8 элементов и питаемая в центре, сохраняет форму ДН в полосе частот 7% при q между -11 и -19 дБ, однако согласование обеспечивается лишь в узкой полосе частот. В более поздних работах намечается тенденция к реализации вибраторных антенных решеток на основе НПЛ. Так, в работах [6—7] предложены и исследованы полосковые вибраторные антенные решетки, состоящие из полуволновых полосковых вибраторов, возбуждаемых НПЛ (рис. 2,в). Указано на возможность использования таких антенн в диапазоне частот 2—36 ГГц при условии узкой рабочей полосы частот и q не ниже -12 дБ. Изменения формы, взаимного расположения и питания вибраторов от НПЛ, выполненные в соответствии с рекомендациями [8] (рис. 2,г), позволяют ме-

нять характеристики таких антенн. В [9] описаны антенные решетки на основе полуволновых полосковых излучателей, подключенных в виде шлейфов к питающим НПЛ (рис. 2,д). В зависимости от нагрузок на концах НПЛ может быть реализован режим стоячей или бегущей волны. Печатная антенная решетка, содержащая 9×9 элементов, выполненная на подложке с $h = 0,794$ мм и $\epsilon = 2,32$ на частоте 17,4 ГГц, работала в полосе 0,4% в режиме стоячей волны и 3% в режиме бегущей волны с КПД = 22%. При этом q находился в пределах —(12—19) дБ. Отмечалось, что выполнение делителя на симметричных полосковых линиях позволяло уменьшить этот уровень на 5—7 дБ. В работах [8—10] представлены антенные решетки из полуволновых полосковых излучателей, питаемых диагонально расположенными НПЛ (рис. 2,е). Для антенной решетки 16×16 элементов, выполненной на диэлектрической подложке с $h = 1,59$ мм и $\epsilon = 2,32$, работавшей на частоте 10 ГГц, в 3%-ной полосе КСВ не превышал 1,6, $q = -15$ дБ, $\theta_{0,5} = 9^\circ$.

Возможности построения директорных антенн на основе НПЛ показаны в [11], где рассчитаны три варианта трехэлементной директорной антенны в печатном исполнении. В зависимости от размеров вибраторов q менялся от —7,2 до —14,4 дБ, а угол наклона главного лепестка по отношению к нормали от 53 до 65°. Результаты исследования одной такой решетки были доложены в сообщении [12], где была представлена пятиэлементная антенная решетка с размерами элементов $2,83 \times 2,29$ см и резонансной частотой 4 ГГц. Для обеспечения достаточной связи элементы располагались с разносом 0,75 см (приблизительно $0,1\lambda$). В качестве реактивных нагрузок использовались отрезки коаксиальных линий со скользящими короткозамыкателями. Подбором нагрузок удалось получить ДН с заданной шириной главного лепестка и нулем в направлении прихода помехи.

Печатные антенные решетки, возбуждаемые поверхностной волной, следует отнести к наиболее слабо изученным антеннам, хотя идея использования структур в качестве излучателей и решеток на их основе была высказана достаточно давно [13]. Подобные структуры классифицируют в соответствии с рабочим типом волны — E , H или гибридным. Для построения ПАР можно использовать структуру с индуктивной решеткой (рис. 3,а) и структуру с емкостной (рис. 3,б) возбуждаемой волной типа H по отношению к оси x . Выбор ширины полосок и расстояний между ними определяет ДН антенны. Отсутствие в литературе данных не позволяет судить о возможностях этого типа антennы. Обзор литературы по ПАР позволяет сделать вывод об отсутствии адекватной теории и слабой изученности этих весьма перспективных антенн, что препятствует их широкому применению. Это побудило авторов к экспериментальному и теоретическому исследованию некоторых ПАР. Ниже изложены результаты этого исследования.

Возможность упрощения фидерных устройств и улучшения входных характеристик антенных решеток при использовании периодически модулированных полосковых линий склонила авторов к

выбору в качестве объекта исследования одной из антенн этого типа. Сравнительный анализ различных структур показал, что трапециевидный излучатель обеспечивает лучшие входные характеристики антенны благодаря частичной компенсации отражений от неоднородностей, расположенныхных на расстояниях $\lambda/4$ (см. рис. 1, а),

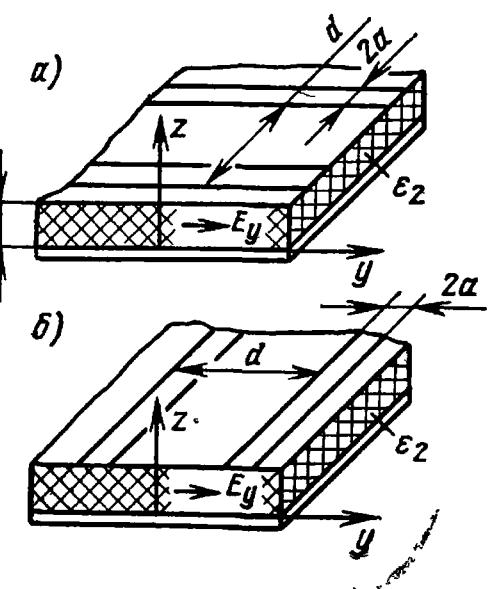


Рис. 3

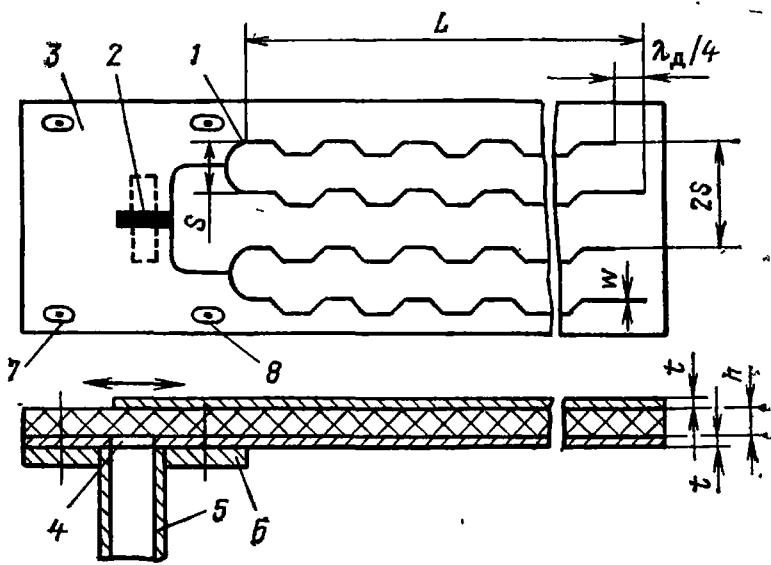


Рис. 4

что и обусловило его выбор. Авторами было предложено видоизменение конструкции антенны, описанной в [1], заключающееся в отказе от резонаторов и переходе к чисто полосковому варианту без согласованных нагрузок на концах проводящих структур. Проводящие структуры 1 попарно отличались по длине на четверть длины волны в полосковой линии λ_d , так что их открытые концы оказывались смещенными относительно друг друга на эту величину. Начальные и конечные участки проводящих структур выполнялись в виде плавных переходов к регулярной полосковой линии (рис. 4). Для выявления связей между некоторыми конструктивными и электрическими параметрами были выполнены исследования антенн в трехсантиметровом диапазоне с одним, двумя и четырьмя трапециевидными полосковыми излучателями [14]. Антенны были выполнены на подложке из полиэтилена печатным способом со следующими конструктивными параметрами: $\epsilon = 2,35$, $\operatorname{tg} \delta_s = 2 \cdot 10^{-4}$, $w/h = 0,6 \div 0,13$, $h/\lambda = 0,03 \div 0,12$ (см. рис. 4). Исследования показали заметное влияние конструктивного параметра h/λ на характеристики антенн. Так, измерения G антенн выявили зависимость его от толщины подложки в диапазоне значений $h/\lambda = 0,03 \div 0,10$, близкую к квадратичной. В области $h/\lambda = 0,10 \div 0,12$ значения этого параметра для испытанных антенн менялись слабо. Измерения ДН антены в продольной плоскости показали, что при малых значениях h/λ появляется заметный боковой лепесток с уровнем -5 дБ, связанный с отраженной волной от открытых концов излучателей, имеющих одинаковую длину. Установка согласованных нагрузок на концах излучателей снижала q до -14 дБ. При $h/\lambda = 0,12$ и смещении открытых концов излучателей на $\lambda_d/4$ достигался тот же результат.

без согласованных нагрузок. При этом КПД антенн возрастал от 20—25 до 35—40 %. Изменение частоты в полосе 5 % вызывало сканирование луча на 5°, углочастотная чувствительность при этом оказалась равной 10 град/ГГц. В поперечной плоскости ДН антенн были достаточно симметричны, а q не превышал —10 дБ. В качестве примера на рис. 5, а, б показаны ДН соответственно в продольной и поперечной плоскостях решетки из четырех излучателей с относительными размерами $L/\lambda = 12,6$ и $S/\lambda = 0,41$ (см. рис. 4).

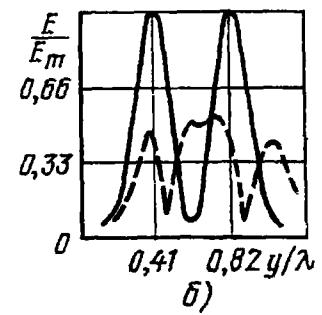
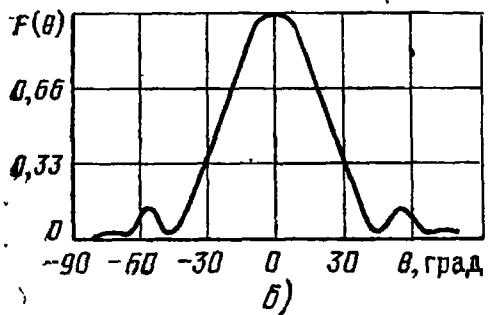
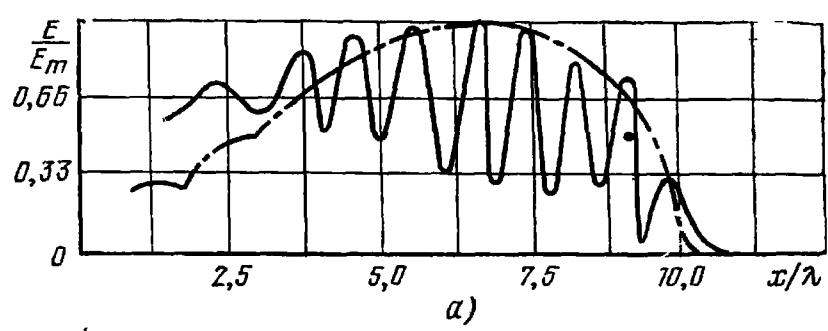
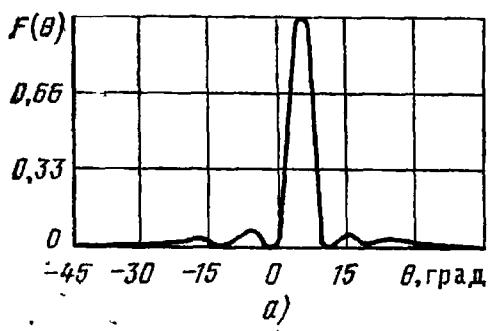


Рис. 5

Рис. 6

Исследования влияния экрана на характеристики антенн показали, что расположение излучателей на расстояниях, меньших $4h$ от края экрана, вызывает искажение формы главного лепестка ДН в поперечной плоскости, изменение угла наклона главного лепестка ДН в продольной плоскости, повышение q . Устранение экрана вызывает существенное ухудшение ДН и появление заднего лепестка с уровнем —3 дБ.

Для исследования амплитудных распределений поля антенн в ближней зоне был использован высокоомный зонд с диодом типа АА113А. Рабочий объем диода $0,4 \text{ mm}^3$ позволял фиксировать местные изменения поля при слабых возмущениях. Продольное амплитудное распределение поля полоскового излучателя (рис. 6, а) обнаружило такую же периодичность, какая имелась в структуре, и этим отличалось от распределения, приведенного в литературе для такой же структуры в антенне типа «сэндвич». Спадающий к краям структуры характер амплитудного распределения поля вызван наличием плавных переходов, а также уменьшением бегущей волны, связанным с излучением и потерями. Снятое при $h/\lambda = 0,12$ амплитудное распределение поля указывало на незначительные отражения от конца излучателя и их влияние на характеристики антенн. Изменение частоты в 5 %-ной полосе вызывало некоторые измене-

ния и смещения картины распределения поля, однако ее привязка к структуре в целом сохранялась. Характер поперечного амплитудного распределения поля для антенн с двумя и четырьмя полосковыми излучателями (рис. 6, б, в) указывал на слабую связь между излучателями при $S/\lambda = 0,41$. Частотная зависимость этого распределения оказалась весьма малой. При устраниении экрана характер амплитудного распределения поля E полностью менялся (рис. 6, б — штриховая линия).

Были исследованы возможности использования гребенчатых и Т-образных волноводно-полосковых переходов для подключения ПАР с трапециевидными структурами к волноводному тракту. Гребенчатые волноводно-полосковые переходы обладают наиболее широкой рабочей полосой частот при работе на активную нагрузку. Комплексный характер входного сопротивления применяемых антенн сужал рабочую полосу частот и не давал в полной мере использовать достоинства этого перехода. Т-образный волноводно-полосковый переход с помощью элементов настройки позволял добиваться согласования с решетками из двух и четырех излучателей при КСВ не более 1,4 в 5%-ной полосе частот. Однако применение указанных волноводных узлов заметно усложняло конструкцию антенны.

Авторами исследовался волноводно-полосковый переход с более простой конструкцией. Указанный переход изображен на рис. 4, где 1 — трапециевидный проводник-излучатель; 2 — печатный проводник, соединенный с делителем полосковой антенной решетки; 3 — диэлектрическая подложка; 4 — отверстие в нижнем экранирующем проводнике; 5 — волновод; 6 — фланец волновода; 7 — винт; 8 — прорезь в подложке. Прорези позволяют смещать подложку 3 в направлении, перпендикулярном оси волновода и указанном на рис. 4 стрелкой.

Электромагнитная волна, поступающая из волновода 5, проходит через отверстие 4, диэлектрическую подложку 3 и возбуждает проводник 2. Для компенсации отражений, возникающих на конце волновода, последний диафрагмируют смещением подложки (печатной платы). Оптимальные параметры перехода достигаются для элемента 2 прямоугольной формы с длиной, равной или несколько превышающей высоту волновода, шириной, определяемой входным сопротивлением антенны. Элемент 2 располагается в середине широкой стенки прямоугольного волновода ортогонально ей. С указанным переходом входные характеристики антенных решеток, исследованных авторами, были не хуже, чем с Т-образным волноводным. Исследования показали возможность выполнения печатным способом полосковой антенной решетки, делителя и перехода на единой плате, устанавливаемой на фланце стандартного прямоугольного волновода, что обеспечило хорошие технико-экономические показатели устройства.

Для оценки характеристик ПАР, возбуждаемых поверхностной волной, нами были проведены теоретические и экспериментальные исследования. Основной

расчетной характеристикой является распределение токов в ПАР. В случае линейной решетки из одинаковых линейных излучателей (рис. 7, а) учет одной гармоники тока обеспечивает достаточную точность для резонансных излучателей, для излучателей, малых по сравнению с длиной волны, а также для других излучателей, когда расстояния между ними в решетке значительны и фор-

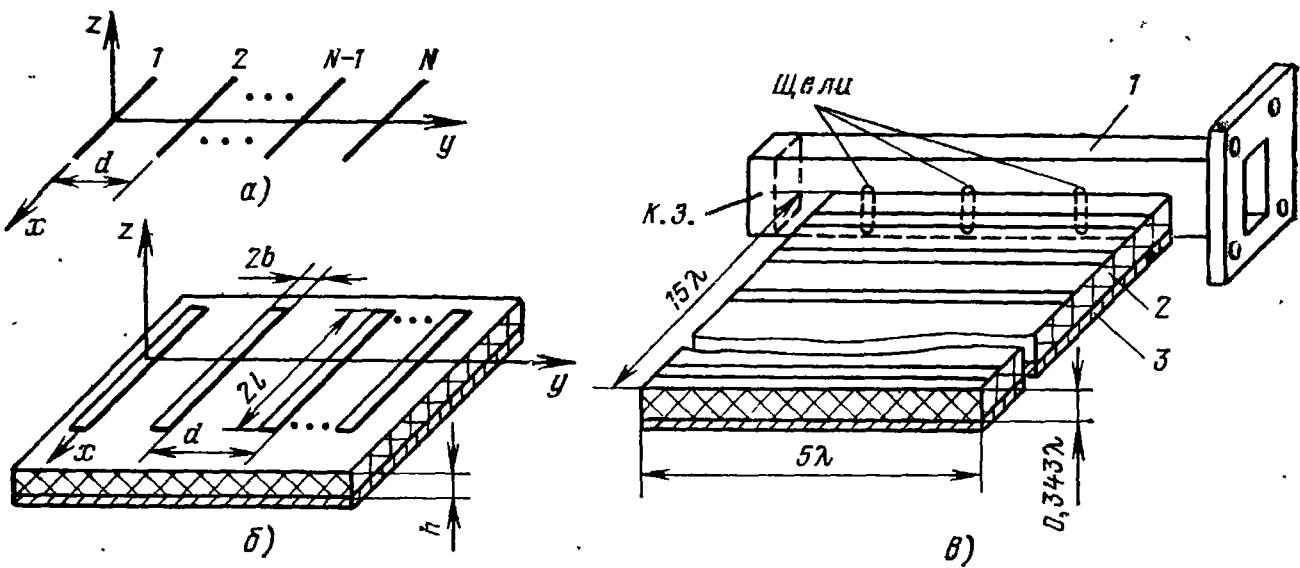


Рис. 7

ма распределения тока мало изменяется за счет взаимных связей. При этих условиях можно записать следующую систему уравнений [15]:

$$\sum_{n=-N}^N Z_{mn} I_n = U_m, \quad -N \leq m \leq N. \quad (1)$$

Коэффициенты матрицы Z в случае электрических токов, называемые взаимными сопротивлениями, зависят только от расположения пары излучателей решетки и не зависят от числа и расположения всех излучателей. Для нахождения неизвестных токов в полосковой решетке (рис. 7, б) необходимо знать взаимное сопротивление между двумя полосковыми излучателями, которое можно определить из следующего выражения для заданного распределения тока:

$$Z_{B3} = -i \frac{2 z_0 \kappa_0^2}{\pi^2 \sin^2 \kappa_0 l} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(\kappa_2 b)}{\kappa_2 b} \right\}^2 \left\{ \frac{\cos(\kappa_1 l) - \cos(\kappa_0 l)}{\kappa_0^2 - \kappa_1^2} \right\}^2 \times \\ \times \left\{ \frac{\kappa_1^2 \gamma_1 \operatorname{th}(\gamma_1 h)}{\epsilon_2 \gamma + \gamma_1 \operatorname{th}(h \gamma_1)} - \frac{\kappa_2^2 \kappa_0^2}{\gamma + \gamma_1 \operatorname{cth}(h \gamma_1)} \right\} \frac{\exp(-i \kappa_2 d)}{\kappa_1^2 + \kappa_2^2} d \kappa_1 d \kappa_2, \quad (2)$$

где z_0 — волновое сопротивление свободного пространства; κ_0 — волновое число свободного пространства; $2l$ — длина полоскового элемента; $2b$ — ширина полоски; ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость слоя диэлектрика; $\gamma = \sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2 - \kappa_0^2}$; $\gamma_1 = \sqrt{\kappa_1^2 + \kappa_2^2 - \kappa_0^2}$; h — толщина диэлектрика; d — расстояние между излучателями.

Ток в вибраторах задавался в виде

$$\mathbf{J} = I_x^2 \frac{1}{2b} \tau(x) \tau(y) \delta(z - 0), \quad (3)$$

где

$$\tau(x) = \frac{\sin [\kappa_0 (l - |x|)]}{\sin \kappa_0 l} \Big|_{-l \leq x \leq l}, \quad \tau(y) = 1 \Big|_{d-b \leq y \leq d+b}.$$

Толщина полоскового проводника не учитывалась. Выражение (2) получено на основе строгой электродинамической постановки задачи, учитывающей возникновение волн H - и E -типа в подложке. Толщина подложки h и относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_2 определяют число поверхностных волн, которые могут поддерживаться при данной частоте. При значениях параметров диэлектрического слоя, удовлетворяющих неравенству

$$4h \sqrt{\epsilon_2 - 1}/\lambda < 1, \quad (4)$$

поверхностные H -волны не возбуждаются. Это обстоятельство, а также тот факт, что E -волны частоты среза не имеют, должны быть учтены при конструктивном выполнении таких решеток.

Возбуждение распространяющихся вдоль координаты y (рис. 7, б) поверхностных H -волн, вообще говоря, не вызывает трудностей. Для этого требуется возбудитель с явно выраженной составляющей поля E_x , причем эффективность возбуждения тем выше, чем больше ширина слоя диэлектрика. Хорошим возбудителем, например, является E -секториальный рупор с поляризацией, параллельной слою диэлектрика с экраном.

Авторами исследовалась ПАР, возбуждаемая поверхностью волной H -типа (рис. 7, в). В качестве возбудителя 1 поверхности волны использовалась волноводно-щелевая антенная решетка с тремя поперечными щелями, прорезанными в широкой стенке волновода. На конце волноводной решетки был установлен коротко-замыкающий (к. з.) поршень (рис. 7, в). Диэлектрической подложкой 2 на металлическом экране 3 служил полиэтилен с $\epsilon_2 = 2,35$ и $h = 0,343\lambda$. Решетка излучателей представляла собой 15 отрезков НПЛ, расположенных неэквидистантно вдоль антенны, как показано на рис. 8. Следует отметить, что при построении такого типа

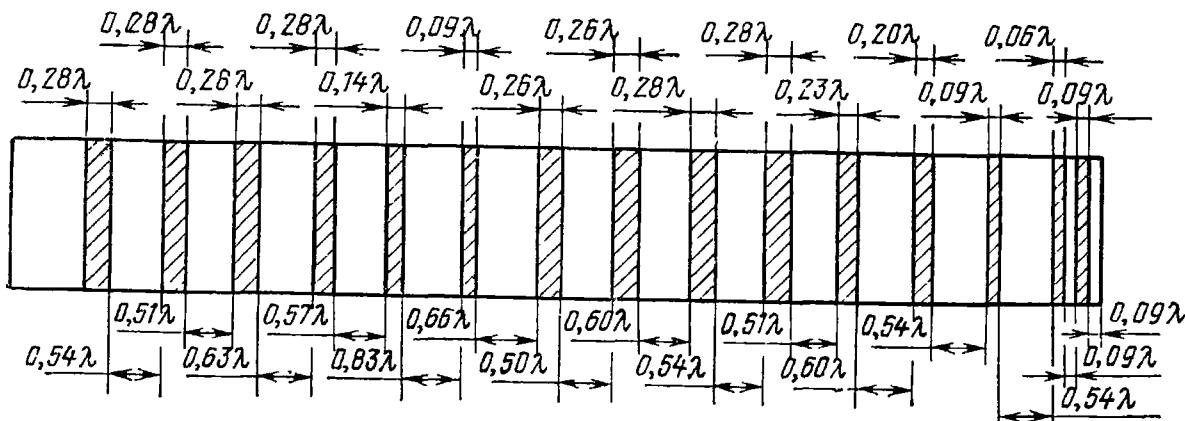


Рис. 8

решеток необходимо учитывать ограниченные размеры структуры. На рис. 9, а, б показаны экспериментальные ДН в E - и H -плоскости соответственно. У такой ПАР $G \approx 23$ дБ. Так как длина полосковых излучателей составляла несколько длин волн, то при анализе такого типа полосковых решеток для простоты принималось,

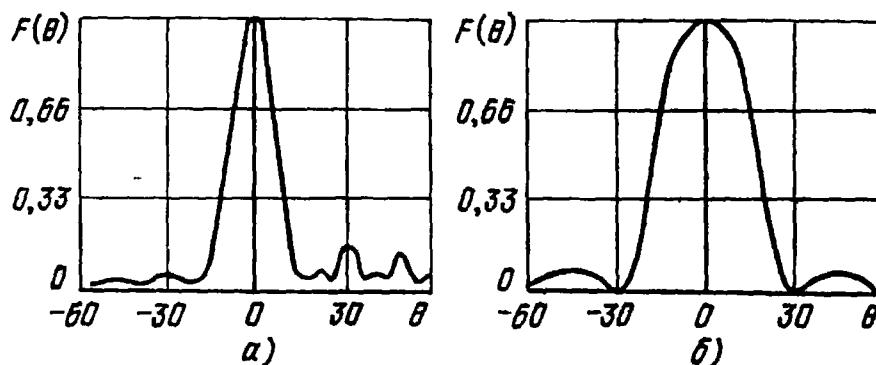


Рис. 9

что решетка состоит из бесконечно длинных полосковых излучателей, возбуждаемых синфазными токами. При этом существенно упрощалось выражение (2) для взаимного сопротивления и принимало вид:

$$Z_{\text{вз}} = 60 i \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(\kappa b)}{\kappa b} \right\}^2 \left\{ \frac{\exp(-i \kappa d) d \kappa}{\sqrt{\kappa^2 - \kappa_0^2} + \sqrt{\kappa^2 - \kappa_1^2} \operatorname{cth}(h \sqrt{\kappa^2 - \kappa_1^2})} \right\}. \quad (5)$$

При рассмотрении интегралов по вещественной оси в формулах (2) и (5) необходимо обеспечить сходимость их и выполнение условий излучения на бесконечность. Это указывает на правильный выбор знаков у двузначной функции $\pm \sqrt{\kappa^2 - \kappa_0^2}$ и правильный учет особенностей, связанных с вещественными корнями $\sqrt{\kappa^2 - \kappa_0^2} = -\sqrt{\kappa^2 - \kappa_1^2} \operatorname{cth}(h \sqrt{\kappa^2 - \kappa_1^2})$, определяющих поверхностные волны на границе диэлектрика.

На рис. 10 представлена зависимость взаимных сопротивлений $Z_{\text{вз}}$, рассчитанных по (5), от расстояния между полосками d/λ для следующих параметров структуры: $\epsilon_2 = 2,35$, $h = 0,343 \lambda$, $2b = 0,05 \lambda$. Для этих же параметров на рис. 11 показаны токи на решетке, найденные из системы (1).

Применяя дискретное преобразование Фурье от функции токов $I(n)$, можно определить множитель решетки:

$$\Phi(\kappa) = \sum_{n=-N}^{N} I(n) e^{i n \frac{2\pi}{T} \kappa}, \quad (6)$$

где $T = 2\pi/d$.

Используя замену переменных $\kappa = \kappa_0 \sin \theta$ (угол θ отсчитывается от нормали к решетке), запишем формулу для ДН линейной пе-

риодической решетки из одинаковых элементов с единственной гармоникой тока

$$F(\theta) = F_e(\theta) \sum_{n=-N}^N I_n \exp(-in\kappa_0 \sin \theta), \quad (7)$$

где $F_e(\theta)$ — ДН одного элемента при отсутствии всех других элементов решетки. В данном случае принимаем $F_e(\theta) = |\cos \theta|$. На

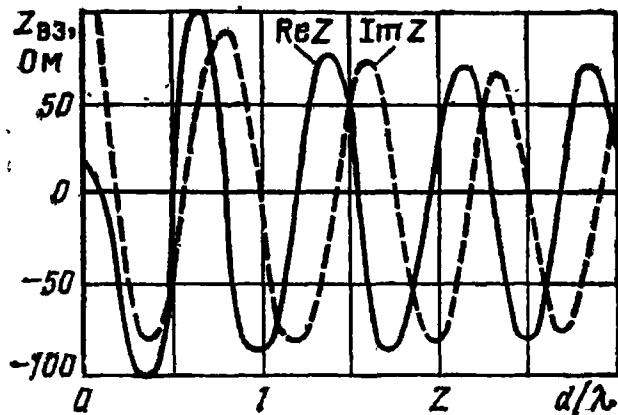


Рис. 10

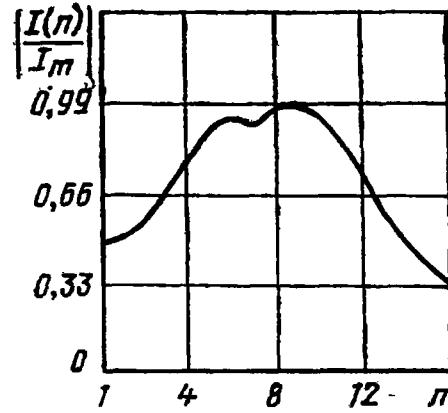


Рис. 11

рис. 12 приведена расчетная ДН для 15-элементной эквидистантной решетки. Авторами была исследована полосковая вибраторная решетка гребенчатого типа (рис. 13) с симметричным питанием

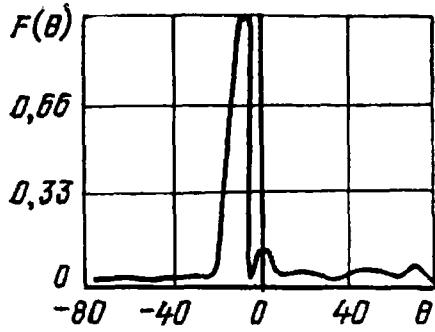


Рис. 12

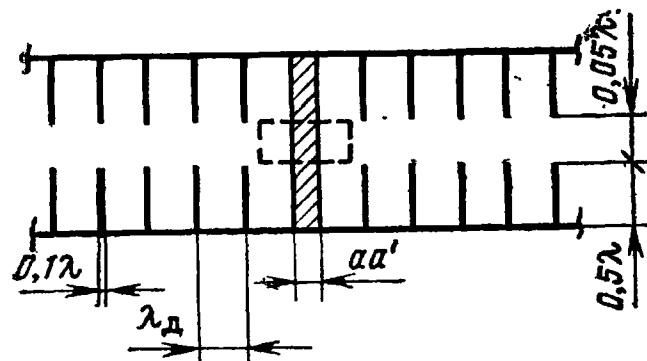


Рис. 13

плеч от возбуждающего волновода. Вибраторная решетка была выполнена на подложке из полиэтилена с $\epsilon_2 = 2,35$ и $h = 0,125 \lambda$. Расстояние между элементами решетки равнялось λ_d , а их ширина выбиралась порядка $0,1 \lambda$. Каждое плечо решетки состояло из девяти полосковых вибраторов. Согласование плеч вибраторной решетки с волноводом достигалось выбором ширины полоскового элемента связи aa' (рис. 13).

На рис. 14, а, б приведены полученные экспериментально ДН такой решетки в E - и H -плоскостях соответственно, где $\theta_{0,5}$ составила 40 и 4° , а $q = -17$ и -10 дБ. Уменьшение q на 3 дБ в H -плоскости достигалось введением дополнительных излучателей (рис. 15). Ра-

бочая полоса частот антенной решетки по уровню КСВ ≤ 2 составила 0,8%. Для сужения главного лепестка ДН в E -плоскости решетка может быть изменена, как показано на рис. 16.

Современное состояние теории и техники ПАР говорит о том, что такие решетки, несмотря на узкополосность и сравнительно

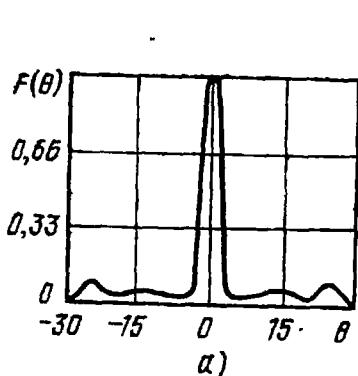


Рис. 14

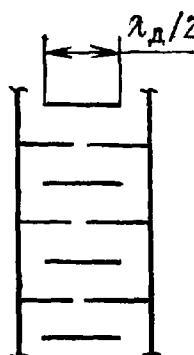
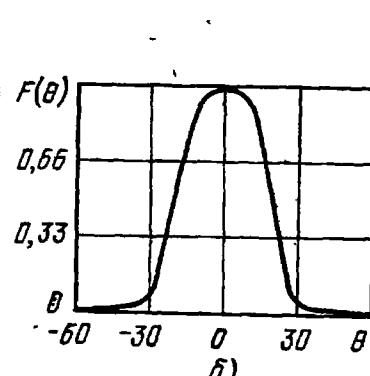


Рис. 15

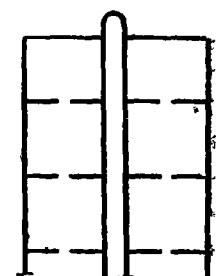


Рис. 16

низкий КПД, представляют большой интерес из-за их конструктивной простоты, технологичности, низкой стоимости и хороших направленных свойств. Применение ПАР в дециметровом, сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн будет возрастать. Однако предстоит провести обширные теоретические и экспериментальные поиски, чтобы освоить этот вид антенных решеток.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rotman W., Karas N. The Sandwich wire antenna: a new type of microwave line source radiator. — IRE, Nat. Conf. Record, 1, 1957, p. 166—172.
2. Nishimura S., Nakano K., Makimoto T. Franklin-type microstrip line antenna. — TGAP 77—79, IECE of Japan, oct. 1977.
3. Коваленко Ю. Ф., Нефедов Е. И. Микрополосковые антенны СВЧ диапазона. — В кн.: Электродинамические основы автоматизированного проектирования интегральных схем СВЧ/Под ред. Е. И. Нефедова. — М.: 1981. — 253 с.
4. Wood C., Hall P. S., James J. R. Design of wideband circularly polarized microstrip antenna and arrays. — Proc. IEE Int. Conf. Ant. and Propag., Nov. 1978, p. 312—316.
5. Fubini E. G., Mc Donough J. A., Malech R. stripline radiators. — IRE Nat. Convention Record, 3, 1955, p. 51—55.
6. EMI Ltd: Improvements Relating to Aerial Arrangements, British Provisional Specification, 1294024 (28/IV 1970).
7. James J. R., Wilson G. J. Microstrip antennas and arrays, part 1. Fundamental action and limitation. — IEE J. Microwave Opt and Acoust, 1, Nr. 5, Sept. 1977, p. 165—174.
8. Подторжнов О. М., Воробьев З. М. Печатные полосковые антенны. Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ, вып. 8 (902). — М.: ЦНИИ «Электроника», 1982, с. 54.
9. James J. R. Hall P. S., Wood C., Henderson A. Some resent developments in microstrip antenna design. — IEEE Trans. AP-29, Nr. 1, Jan. 1981, p. 54—60.
10. Williams J. C. Cross fed printed acrials. — 7-th Eur. Microwave Conf., Microwave 77, Copenhagen, 1977, p. 292—296.
11. Alexopoulos N. G., Katehi P. B., Rana I. E. Radiation properties of microstrip Yagi-Uda arrays. — Int. U. R. S. I.— Symp. 1980, Electron.

12. Последние достижения в области разработки микрополосковых антенных решеток (обзор). Радиоэлектроника за рубежом, информ. бюл., 1983, вып. 10 (982), (НИИ ЭИР).
13. Уолтер К. Антенны бегущей волны: Пер. с англ./Под ред. А. Ф. Чаплина.— М.: Энергия, 1970.— 140 с.
14. Чаплин А. Ф., Яковенко И. Г., Яшишин Е. М. Исследование некоторых полосковых антенн бегущей волны и решеток на их основе.— В кн.: Расчет и проектирование полосковых антенн. — Тезисы докладов конференций.— Свердловск, 1982, с. 46—49.
15. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. — М.: Радио и связь, 1983. — 340 с.

УДК 621.396.67.01

**Б. А. ПАНЧЕНКО, С. А. БАРАНОВ, Л. В. БЫЧКОВА,
С. Н. ШАБУНИН**

Эффективность излучения микрополосковых антенн

Обладая рядом достоинств, микрополосковые антенны (МПА) имеют пониженный КПД, обусловленный тепловыми потерями в материале проводника и диэлектрика, а также возбуждением паразитных поверхностных волн. Целью настоящей работы является исследование эффективности излучения МПА от их геометрических размеров и диэлектрической проницаемости материала подложки и выработка рекомендаций по оптимальному, с точки зрения эффективности работы МПА, выбору этих параметров.

Исследование эффективности работы МПА начнем с анализа излучения пространственных волн.

Излучение пространственных волн МПА. Для любой МПА мощность излучения пространственных волн является единственно полезной. В настоящее время существует достаточное число методов расчета этой мощности. Не анализируя подробно, можно сказать, что они в своей основе имеют два подхода. В первом — рассматривается излучение электрического тока, распределенного по верхней пластине МПА, во втором — излучение магнитного тока, распределенного по кромке антенны. По своей сути оба вполне правомерны, ибо являются следствием теоремы эквивалентности.

Как в первом, так и во втором подходах, решение поставленной задачи может быть проведено на основе использования функции Грина для полупространства, ограниченного проходящим экраном со слоем диэлектрика [1]. Определение характеристик излучения электрического тока МПА на примере микрополоскового вибратора проведено в [2]. Показано, что выражение для расчета сопротивления излучения пространственных волн вибратора имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
R_{\text{пп}} = & \frac{1}{\pi^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \int_0^{\pi/2} \left[\beta \frac{\cos \frac{b}{2} \eta - \cos \frac{b}{2} \beta}{(\beta^2 - \eta^2) \sin \frac{b}{2} \beta} \right]^2 \times \\
& \times \left[\frac{\sin(0.5ak \cos \theta)}{0.5ak \cos \theta} \right]^2 \times \frac{\sin^4 \theta \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi}{1 + \left(\frac{\sin \theta \cos \varphi}{\xi_1} \epsilon'_1 \operatorname{ctg} \xi_1 \kappa d \right)^2} + \\
& + \frac{\cos^2 \theta}{1 + \left(\frac{\xi_1}{\sin \theta \cos \varphi} \operatorname{ctg} \xi_1 \kappa d \right)^2} \times \frac{1}{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (1)
\end{aligned}$$

$$\eta = \kappa \sin \theta \sin \varphi, \quad \xi_1 = \sqrt{\epsilon'_1 - 1 + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi},$$

где a и b — ширина и длина антенны; d — толщина подложки; ϵ'_1 — ее относительная диэлектрическая проницаемость; $\kappa = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число свободного пространства (рис. 1).

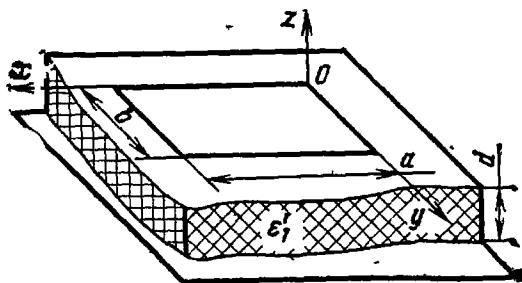


Рис. 1

$$\begin{aligned}
G_{\text{пп}} = & \frac{1}{\pi^2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_0^{\pi/2} M_1^2 [1 + \cos(b\kappa \sin \theta \sin \varphi)] \times \\
& \times \left\langle \frac{\cos^2 \varphi}{1 + (Y^E)^2} + \frac{\cos^2 \theta \sin^2 \varphi}{1 + (Y^H)^2} \frac{(\epsilon'_1)^2}{\xi^4} + (dk)^2 (\cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi) \right\rangle \times \\
& \times \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (2)
\end{aligned}$$

Выражение (2) получено интегрированием магнитных токов, текущих вдоль кромок $x=0$, $x=b$. Известно, что они определяют основное излучение прямоугольной МПА с волной E_{010} . Излучение магнитных токов на кромках $y=0$, $y=a$ является нежелательным, так как приводит к появлению кроссполяризационной составляющей поля излучения пространственных волн. Проводимость излучения этих кромок

$$\begin{aligned}
G_{\text{пр.бок}} = & \frac{1}{\pi^2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_0^{\pi/2} M_2^2 [1 - \cos(ak \sin \theta \cos \varphi)] \times \\
& \times \left\langle \frac{\sin^2 \varphi}{1 + (Y^E)^2} + \frac{\cos^2 \theta \cos^2 \varphi}{1 + (Y^H)^2} \frac{(\epsilon'_1)^2}{\xi^4} + (dk)^2 (\cos^2 \theta \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) \right\rangle \times \\
& \times \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (3)
\end{aligned}$$

В выражениях (2), (3) $\xi = \sqrt{\epsilon'_1 - \sin^2 \theta}$; Y^E , Y^H — нормированные проводимости по электрическим и магнитным волнам:

$$Y^E = \frac{\xi}{\cos \theta} \operatorname{ctg} \xi kd, \quad Y^H = \frac{\cos \theta}{\xi} \epsilon'_1 \operatorname{ctg} \xi kd,$$

а M_1 и M_2 — определяются распределением магнитного тока на кромках. Для волны E_{010}

$$M_1 = \frac{a}{d} \frac{\sin(0,5ak \sin \theta \cos \varphi)}{0,5ak \sin \theta \cos \varphi},$$

$$M_2 = \frac{4b}{\pi^2 d} (0,5b \kappa \sin \theta \sin \varphi) \frac{\cos(0,5bk \sin \theta \sin \varphi)}{1 - [(bk/\pi) \sin \theta \sin \varphi]^2}.$$

Появление кроссполяризационной составляющей вызывает снижение эффективности излучения МПА. Соответствующие численные расчеты будут сделаны ниже.

Возбуждение поверхностных волн МПА. Наличие замедляющего диэлектрического покрытия позволяет существенно уменьшить линейные размеры МПА, однако при этом возникают условия для возбуждения поверхностных волн. В [2] показано, что использование представлений функции Грина при разложении по волнам типа LE , LM позволяет разделить вклад поверхностных и пространственных волн в поле излучения МПА. В этом случае удается записать аналитические выражения для сопротивления излучения, обусловленного поверхностными волнами. В зависимости от типа возбуждаемой волны эти выражения имеют различный вид. Для поверхностных волн типа LM [2]

$$R_{\text{пов}}^e = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sum_v \frac{(\alpha_v^e)^2}{\kappa (A_v^e)^2} \int_0^{\pi/2} B^2(\alpha_v^e, \Phi) M^2(\alpha_v^e, \Phi) \cos^2 \Phi d\Phi, \quad (4)$$

для волн типа LE

$$R_{\text{пов}}^h = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sum_v \frac{1}{\kappa (A_v^h)^2} \int_0^{\pi/2} B^2(\alpha_v^h, \Phi) M^2(\alpha_v^h, \Phi) \sin^2 \Phi d\Phi, \quad (5)$$

где

$$B(\alpha_v^{e,h}, \Phi) = \beta \frac{\cos(0,5bk \sqrt{1 + (\alpha_v^{e,h})^2} \cos \Phi) - \cos(0,5\beta b)}{[\beta^2 + \kappa^2(1 - (\alpha_v^{e,h})^2) \cos^2 \Phi] \sin(0,5\beta b)},$$

$$M(\alpha_v^{e,h}, \Phi) = \frac{\sin(0,5ak \sqrt{1 + (\alpha_v^{e,h})^2} \sin \Phi)}{0,5ak \sqrt{1 + (\alpha_v^{e,h})^2} \sin \Phi}.$$

Параметры A_v^e , A_v^h определены в [2]. Индекс v определяет номер поверхностной волны, возбуждаемой при заданных значениях толщины, диэлектрической проницаемости подложки и частоты. Величины $\alpha_v^e = t_v^e/d\kappa$ и $\alpha_v^h = t_v^h/d\kappa$ определяются из решения систем трансцендентных уравнений:

$$\begin{cases} r_v^e \operatorname{tg} r_v^e = \epsilon'_1 t_v^e \\ (r_v^e)^2 + (t_v^e)^2 = (\epsilon'_1 - 1)(d\kappa)^2, \end{cases} \quad \begin{cases} r_v^h \operatorname{ctg} r_v^h = -t_v^h \\ (r_v^h)^2 + (t_v^h)^2 = (\epsilon'_1 - 1)(d\kappa)^2. \end{cases} \quad (6)$$

Из приведенных выше уравнений видно, что поверхностная волна LM_1 не имеет критической частоты и существует при любых значениях d и ϵ'_1 . Моменты возникновения поверхностных волн порядка n могут быть определены по формулам, полученным из (6):

$$\lambda_{LM} = 2d \sqrt{\frac{\pi(\epsilon'_1 - 1)}{n}}, \quad \lambda_{LE} = 2d \sqrt{\frac{2\pi(\epsilon'_1 - 1)}{2n - 1}}, \quad n = 1, 2, \dots$$

Аналогичным образом записываются выражения для расчета проводимости излучения плоской МПА, обусловленной поверхностными волнами. Так, для поверхностной волны LM_1 проводимость

$$G_{\text{пов}}^e = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{(\alpha_1^e)^2 \operatorname{tg}^2 r_1^e}{\kappa (A_1^e)^2} \int_0^{\pi/2} M_{\text{пов}}^2 \cos^2 \Phi d\Phi, \quad (7)$$

где для кромок $x=0, x=b$

$$M_{\text{пов}} = \frac{a}{d} \frac{\sin(0,5ak\sqrt{\epsilon'_1 - (\alpha_1^e)^2} \sin \Phi)}{0,5ak\sqrt{\epsilon'_1 - (\alpha_1^e)^2} \sin \Phi},$$

для кромок $y=0, y=a$

$$M_{\text{пов}} = \frac{4b}{\pi^2 d} \frac{\cos(0,5bk\sqrt{\epsilon'_1 - (\alpha_1^e)^2} \sin \Phi)}{1 - (bk/\pi\sqrt{\epsilon'_1 - (\alpha_1^e)^2} \sin \Phi)^2},$$

$$\alpha_1^e = r_1^e/d\kappa.$$

На рис. 2 приведены рассчитанные по соотношениям (4) — (7) проводимости, обусловленные излучением пространственных и поверхностных волн, в зависимости от толщины подложки плоской МПА. Расчет проводился для квадратных излучателей ($a=b$).

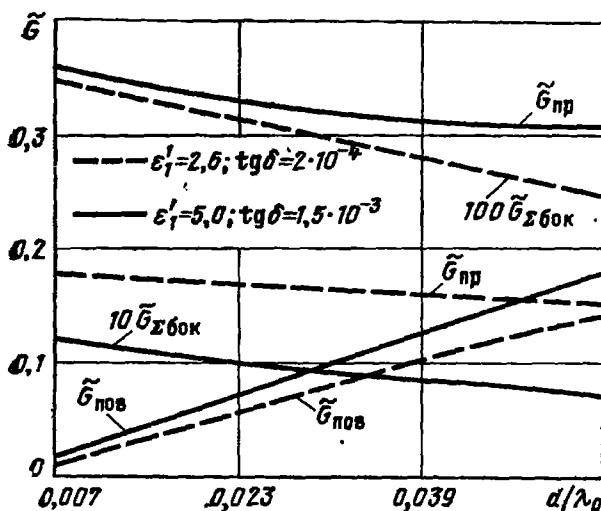


Рис. 2

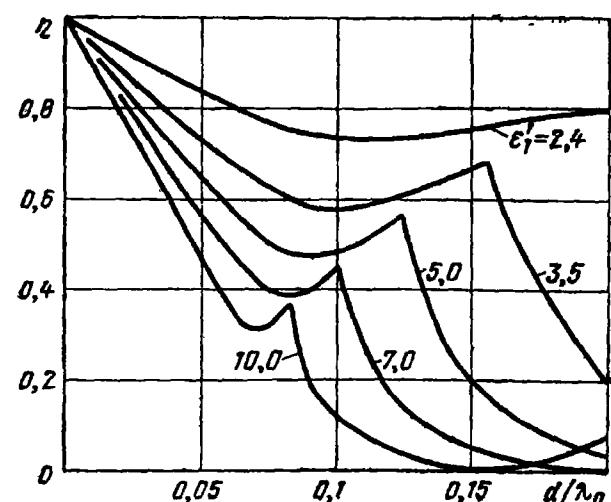


Рис. 3

При этом размер b выбирался из условия резонанса. Приведены нормированные (к проводимости свободного пространства) $\tilde{G}_{\text{пр}}$ и $\tilde{G}_{\text{пов}}$ для кромок a и суммарные проводимости $\tilde{G}_{\text{збок}} = \tilde{G}_{\text{пр.бок}} + \tilde{G}_{\text{пов.бок}}$ для двух разновидностей диэлектрических подложек. Видно, что проводимости пространственных волн слабо зависят от толщины подложки, в то время как на проводимости $\tilde{G}_{\text{збок}}$ и $\tilde{G}_{\text{пов}}$ толщина подложки влияет существенным образом. С ростом толщины $\tilde{G}_{\text{збок}}$ падает, а $\tilde{G}_{\text{пов}}$ растет, поэтому, как будет показано ниже, имеются толщины подложек, оптимальные с точки зрения эффективности МПА.

Количественно эффективность излучения МПА с точки зрения соотношения пространственных и поверхностных волн может характеризоваться КПД

$$\eta = R_{\text{пр}} / (R_{\text{пр}} + R_{\text{пов}}^e + R_{\text{пов}}^h). \quad (8)$$

Зависимость КПД микрополоскового вибратора от толщины подложки для нескольких значений ее диэлектрической проницаемости приведена на рис. 3. Видно, что для относительно небольших толщин η имеет достаточно высокое значение. Появление поверхностной волны типа LE вызывает резкое падение КПД. Отметим, что перед этим спадом η несколько возрастает и достигает максимума на толщинах, соответствующих $\lambda/4$ в диэлектрике (при этом величина $R_{\text{пр}}$ максимальна). Увеличение диэлектрической проницаемости материала приводит к уменьшению КПД и сужению диапазона рабочих толщин. Аналогичные зависимости можно привести и для плоских МПА. Основное отличие их состоит в том, что, как показано в [3], щелевой излучатель существенно интенсивнее возбуждает поверхностную волну LM_1 , что вызывает дополнительный спад КПД. Здесь следует заметить, что для микрополосковых вибраторов и МПА применяют различные толщины подложек. Если для первых с целью согласования с линией питания толщину подложки выбирают около $(0,03 \div 0,10)\lambda_0$, то для вторых — $(0,015 \div 0,025)\lambda_0$.

Тепловые потери в МПА. Потери мощности, связанные с конечной проводимостью металла МПА, и потери в диэлектрике подложки назовем *тепловыми потерями*. Эти потери могут быть определены по известной методике [4] на основе модели плоского резонатора с магнитными боковыми стенками и заполненного диэлектриком. Низшим типом колебаний прямоугольного резонатора, имеющего магнитные боковые стенки, является волна E_{010} . Для волны этого типа потери в диэлектрике резонатора с тангенсом диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ определяются проводимостью [5]:

$$G_{di} = \beta^2 \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} ab \operatorname{tg} \delta / (dk), \quad (9)$$

где β — постоянная распространения в микрополосковой линии, на базе которой выполнен резонатор; a и b — соответственно ширина и длина резонатора; d — толщина диэлектрической подложки; $k = 2\pi/\lambda_0$ — волновое число свободного пространства.

Потери, связанные с конечной проводимостью σ металла резонатора (верхней и нижней плоскостей), определяются проводимостью

$$G_m = R_s \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} ab \beta^2 / (dk)^2, \quad (10)$$

где поверхностное сопротивление

$$R_s = 10,88 \cdot 10^{-3} \sqrt{10^7 / (\sigma \lambda_0)}.$$

Записанные выражения для проводимости потерь в диэлектрике G_{di} и металле G_m позволяют сделать вывод о том, что тепловые потери мощности пропорциональны площади МПА и обратно пропорциональны толщине подложки, причем при малых толщинах $dk \ll 1$ основные потери обусловлены конечной проводимостью металла σ . Увеличение рабочей частоты также вызывает рост тепловых потерь МПА.

Эффективность излучения МПА. Выше было отмечено, что полезным является излучение пространственных волн, в то время как затраты мощности на возбуждение поверхностных волн, тепловые потери, а также кроссполяризационные потери для прямоугольных МПА являются нежелательными. Для количественной оценки эффективности работы МПА введем КПД

$$\eta' = G_{\text{пр}} / (G_{\text{пр}} + G_{\text{пов}} + G_{\Sigma \text{бок}} + G_{di} + G_m). \quad (11)$$

В случае микрополоскового вибратора $G_{\Sigma \text{бок}} = 0$. Кроме того, сопротивления излучения $R_{\text{пр}}$, $R_{\text{пов}}$, определенные относительно пучности тока, следует пересчитать на край вибратора через волновое сопротивление эквивалентной линии

$$\rho_0 \approx \frac{d}{a} \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} \kappa / \beta$$

по формулам

$$G_{\text{пр}} = R_{\text{пр}} / \rho_0^2, \quad G_{\text{пов}} = R_{\text{пов}} / \rho_0^2.$$

Рассчитанные зависимости КПД микрополоскового вибратора без учета (η) и с учетом (η') тепловых потерь от толщины подложки для двух значений ее диэлектрической проницаемости приведены на рис. 4,5 ($\sigma = 2,0 \cdot 10^7$). Естественно, что увеличение потерь в диэлектрике вызывает снижение КПД системы. Для анализа приведенных зависимостей рассмотрим поведение коэффициента тепловых потерь

$$q = G_{\text{пр}} / (G_{\text{пр}} + G_{di} + G_m).$$

Зависимости коэффициента q микрополоскового вибратора от толщины подложки для трех типов диэлектриков показаны на рис. 6. Приведенные кривые имеют максимум на толщинах, соответствующих четверти длины волны в диэлектрике. Увеличение диэлектрической проницаемости подложки приводит к смещению максимума в сторону более тонких подложек и его обострению. Из рис. 4,5 видно, что потери в диэлектрике ($\operatorname{tg} \delta = 0,001$) вызывают снижение КПД микрополоскового вибратора на 6 и 2,7%

соответственно для подложек с проницаемостью $\epsilon'_1 = 2,4$ и $5,0$. Увеличение потерь ($\operatorname{tg} \delta = 0,005$) приводит к снижению КПД на 20 и 11,6 %. Сравнение сделано для толщины вблизи появления поверхностной волны LE_1 . Как следует из приведенных на этих

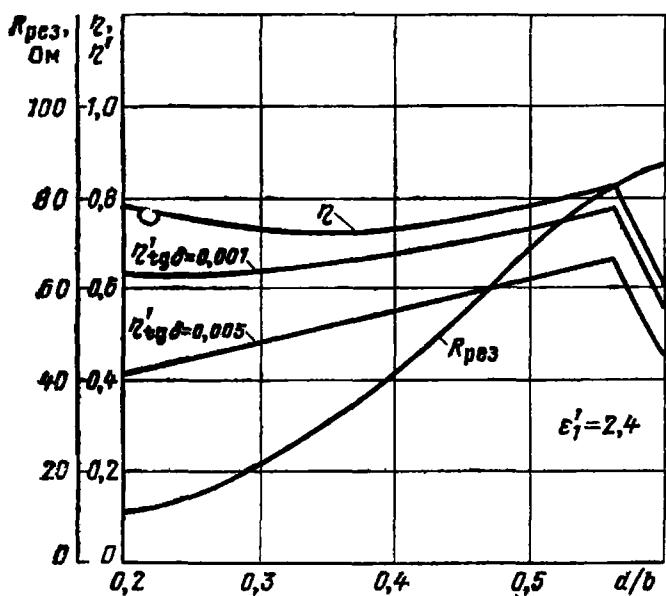


Рис. 4

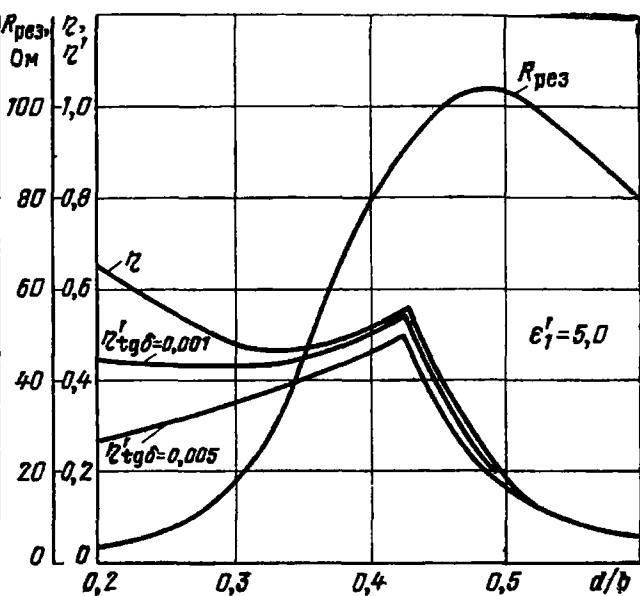


Рис. 5

же рисунках зависимостей резонансного сопротивления микрополосковых вибраторов ($R_{\text{рез}}$), именно этот участок является наиболее удобным для практического использования с точки зрения простоты согласования вибратора с линией.

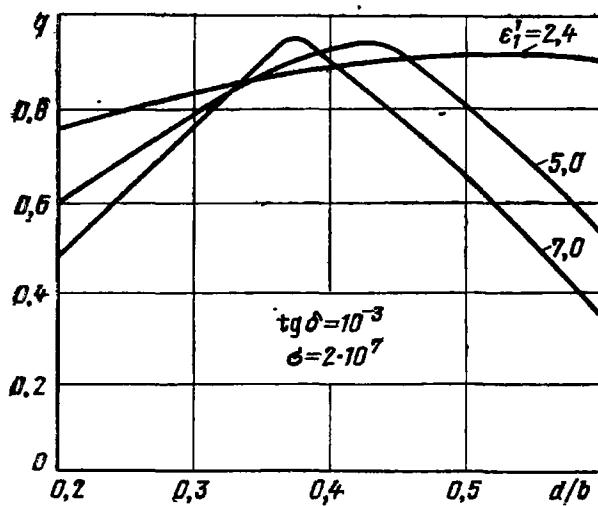


Рис. 6

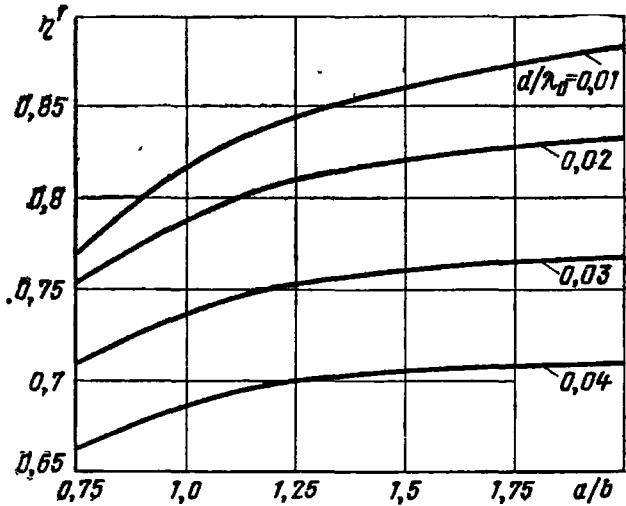


Рис. 7

На рис. 7 приведены графики зависимости КПД плоской МПА, выполненной на подложке из фторопласта ($\epsilon'_1 = 2,6$, $\operatorname{tg} \delta = 2 \cdot 10^{-4}$, $\sigma = 2,0 \cdot 10^7$) от соотношения геометрических размеров. Видно, что для малых a наблюдается существенное уменьшение η' , так как излучение кромки a падает, а излучение боковыми кромками остается неизменным. Как следует из приведенных гра-

ников, целесообразно использовать плоские МПА с соотношением $a/b = 0,9 \div 2$. Дальнейшее увеличение ширины антенны не дает существенного роста эффективности, в то же время нарушается равномерность распределения тока на кромках (из-за влияния высших гармоник), ухудшаются массогабаритные характеристики.

Зависимости η' плоской прямоугольной МПА от толщины подложки для двух диэлектриков изображены на рис. 8. Для сравнения приведены зависимости КПД только по поверхностным волнам (η). Полученные зависимости показывают, что имеется диапазон толщин подложки, оптимальных с точки зрения эффективности ($d/\lambda_0 = 0,015 \div 0,025$).

Существенное снижение КПД при уменьшении толщины подложки объясняется ростом тепловых потерь, а падение эффективности для больших d/λ_0 — потерями на образование поверхностных волн.

В заключение отметим, что использованный в настоящей работе подход может быть применен для анализа не только рассмотренных типов МПА, но и целого ряда других антенн в микрополосковом исполнении.

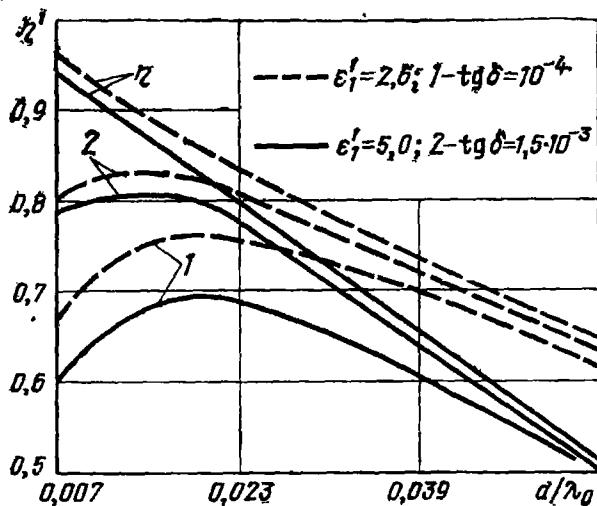


Рис. 8

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Панченко Б. А. Функции Грина уравнений Максвелла для областей, частично заполненных диэлектриком (Часть III). — В кн.: Радиотехнические системы локации пространственно-распределенных объектов. Оптимизация и моделирование. — Свердловск, изд-во УПИ, 1981, с. 131—141.
2. Панченко Б. А., Шабунин С. Н. Характеристики излучения микрополосковых вибраторов. — Радиотехника и электроника, 1981, т. 25, № 6, с. 1132—1137.
3. Панченко Б. А., Шабунин С. Н. Эффективность излучения щели в проводящем экране, покрытом слоем диэлектрика. — Радиотехника и электроника, 1983, т. 28, № 5, с. 871—875.
4. Гольдштейн Л. Д., Зернов Н. В. Электромагнитные поля и волны. — М.: Сов. радио, 1971. — 253 с.
5. Garver K. R., Mink J. W. Microstrip antenna technology. — IEEE Trans., 1981, v. AP-29, N 1, p. 2—24.

Характеристики печатных вибраторных излучателей в периодической структуре с диэлектрическими слоями

Введение. Печатные вибраторные излучатели в силу конструктивно-технологических причин применяются в антенных решетках (АР) [1]. Общий случай расположения таких излучателей в

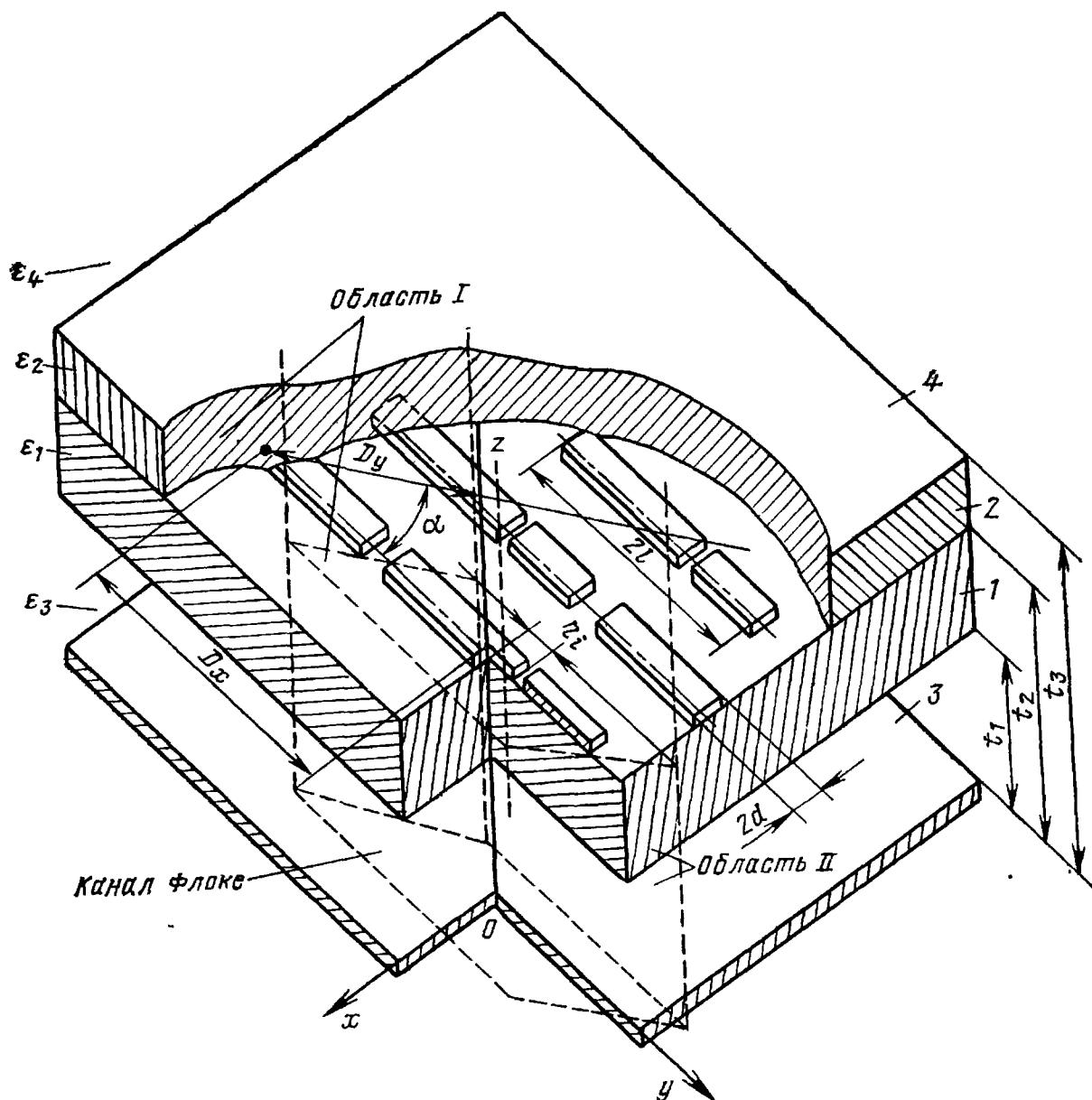


Рис. 1

АР показан на рис. 1, где печатные вибраторы расположены на диэлектрическом слое 1 с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и толщиной $t_2 - t_1$. Параметры слоев 2, 3: $\epsilon_2, t_3 - t_2$ и ϵ_3, t_1 соответственно, область 4 — однородное диэлектрическое пространство с диэлектрической проницаемостью ϵ_4 . Вибраторы расположены эквидистантно в узлах прямоугольной или треугольной сетки, причем каждый излучатель в общем случае возбуждается системой N -ис-

точников в точках η_i (остальные геометрические размеры структуры ясны из рис. 1). Наличие у рассматриваемой структуры свободы выбора параметров $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3; t_1, t_2, t_3$ позволяет надеяться на возможность улучшения согласования раскрыва ФАР с полупространством при их соответствующем подборе.

Цель настоящей статьи — исследовать основные характеристики печатного вибраторного излучателя в составе многоэлементной АР (парциальную ДН, входное сопротивление, амплитудно-фазовое распределение электрического тока по излучателю), а также провести оптимизацию характеристик в секторе сканирования подбором геометрии решетки и параметров диэлектрических слоев.

Анализ и оптимизация указанных характеристик проводится на модели бесконечной, равномерно возбужденной АР с линейным фазовым набегом. При этом в рамках выбранной модели достаточно найти распределение вектора плотности электрического тока по вибратору в пределах ячейки Флеке как функцию угла сканирования [2].

В работе соответствующая граничная задача формулируется в виде интегрального уравнения 1-го рода относительно неизвестного распределения плотности электрического тока по излучателю, развивается строгий метод решения полученного интегрального уравнения на основе метода саморегуляризации с выделением особенности в ядре, проводится ЭВМ-алгоритмизация задачи на языке Фортран и приводятся результаты численных исследований.

Интегральное уравнение, численный алгоритм решения. Пусть каждый i -й сторонний источник представляет собой листок магнитного тока с направлением тока вдоль оси x , плотностью тока $j_{\eta_i}^M(\eta_i - y)$ и размерами: длина $2d$ и ширина $2h_i$ (см. рис. 1). Граничное условие на поверхности достаточно тонкого вибратора запишется в виде

$$[\mathbf{n}, (\mathbf{E}^{(I)} + \mathbf{E}^{(II)})] = -2 \sum_{i=1}^N j_{\eta_i}^M (\eta_i - y) x_0. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}^{(I)}$, $\mathbf{E}^{(II)}$ — векторы напряженности электрического поля для рассматриваемых областей (см. рис. 1): I — часть канала Флеке над печатным вибратором ($z > t_2$), II — часть канала Флеке под вибратором ($0 < z < t_2$); \mathbf{n} — внешняя нормаль к поверхности вибратора S ; \bar{x}_0 — единичный орт;

$$j_{\eta_i}^M (\eta_i - y) = j_{\eta_i}^M f(\eta_i - y),$$

где $j_{\eta_i}^M$ — комплексные амплитуды плотности магнитного тока возбуждения в i -х точках; $f(\eta_i - y)$ — функция, задаваемая с учетом аппроксимации стороннего поля i -го источника в точке η_i (конкретный вид $f(\eta_i - y)$ зависит от устройства области возбуждения и обсуждался, например, в [3]). В дальнейшем полагаем вибраторы достаточно узкими ($2d \ll \lambda$) и пренебрегаем поперечной составляющей вектора плотности электрического тока по вибратору $\mathbf{j}^a(Q') = \mathbf{j}^a_y(Q') \mathbf{y}_0$.

Используя представление $E^{(I)}, E^{(II)}$ через электрические векторные потенциалы $A^{(I, II)}$, связь A^a с $j^a(Q)$ через тензорную функцию источника $G(Q, Q')$ [5] и соотношение (1), получаем, действуя по аналогии с работами [3, 6], следующее интегральное уравнение относительно плотности электрического тока $j_y^a(x', y')$ на поверхности печатного вибратора $S(z=z'=t_2)$:

$$\iint_S j_y^a(x', y') K(x, y, t_2, x', y', t_2) dx' dy' = C_1 \cos \kappa_2 y + C_2 \sin \kappa_2 y + \\ + \frac{\omega}{2\kappa_2} \left\{ \sum_{i=1}^N J_{\eta_i}^M \int_{-l}^{+l} f(\eta_i - y) \sin \kappa_2 |y - y'| dy' \right\}. \quad (2)$$

Здесь C_1, C_2 — комплексные постоянные интегрирования, определяемые из условия равенства нулю электрического тока при $y = \pm l$; $J_{\eta_i}^M$ — задаваемая комплексная амплитуда электрического тока возбуждения в i -й точке;

$$K(x, y, t_2, x', y', t_2) = \frac{2}{\epsilon_1} \left(G_y^{a(I)} + \frac{\partial g^{a(I)}}{\partial z} \right) + \\ + \int_{-l}^{+l} \left(\tau G_y^{a(I)} + \frac{\kappa_2}{\epsilon_1} \frac{\partial g^{a(I)}}{\partial z} \right) \Big|_{y=\xi} \sin \kappa_2 |y - \xi| d\xi, \quad (3)$$

где $\tau = [\kappa_2^2 (2\epsilon_2 - \epsilon_1) - \kappa_1^2 \epsilon_2] / 2\kappa_2 \epsilon_1 \epsilon_2$; $G_y^{a(I)}$ и $g^{a(I)}$ — компоненты тензорной функции источника $G^a(Q, Q')$, полученные из решения соответствующих волновых уравнений с условиями излучения на бесконечности, условиями непрерывности на границах раздела сред $z=t_1, z=t_2, z=t_3$ и условиями почти-периодичности [5—7].

Для нахождения $j_y^a(x', y')$ из интегрального уравнения 1-го рода (2) необходимо использовать регуляризирующие алгоритмы. Одним из таких алгоритмов, позволяющих получить решение с достаточной степенью точности, является метод саморегуляризации [3]. Общая схема решения интегрального уравнения типа (2) методом саморегуляризации подробно рассмотрена в [3, 6], которая позволяет свести решение (2) к устойчивой системе линейных алгебраических уравнений относительно распределения электрического тока $J_y^a(y)$ по вибратору.

Характеристики излучателя в АР и результаты численного анализа. Входное сопротивление печатного вибратора в приближении $f(\eta_i - y) = \delta(\eta_i - y)$ (см. [3]) определяется как отношение напряжения U_{η_i} в точке возбуждения (координата η_i) к найденному выше току $J_y^a(\eta_i)$:

$$z_{\text{вх}}(\theta, \varphi) = U_{\eta_i} / J_y^a(\eta_i). \quad (4)$$

Парциальная ДН $F^2(\theta, \varphi)$ по мощности определяется выражением [2]

$$F^2(\theta, \varphi) = \frac{4\pi S}{\lambda^2} |T(\theta, y)|^2 \cos \theta, \quad (5)$$

где $S = D_x D_y \sin \alpha$; $T(\theta, \varphi)$ — нормированный коэффициент передачи $|T(\theta, \varphi)|^2 = P_{\text{изл}}(\theta, \varphi) / P_{\text{пад}}$ ($P_{\text{изл}}$ — излученная мощность, приходящаяся на один элемент решетки в дальней зоне; $P_{\text{пад}}$ — действительная мощность падающей волны в фидере излучателя). При этом

$$P_{\text{изл}}(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \iint_S E_y^{(I)} H_x^{(I)*} dS. \quad (6)$$

Для случая $t_1 = 0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 1$ и $N = 1$

$$E_y^{(1)} = \frac{\kappa_2^2 - \kappa_{y_0}^2 (1 - j w_{00\varepsilon} \gamma_{00}^{(2)})}{j \omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} A_y^3,$$

$$H_x^{(1)} = (j \gamma_{00}^{(2)} - w_{00\varepsilon} k_{y_0}^2) A_y^3,$$

где

$$A_y^3 = \frac{w_{00}}{D_x D_y \sin \alpha} \Psi_{00} \exp [j(k_{y_0} y + \kappa_{x_0} x)] [\exp - j \gamma_{00}^{(2)}, (3) (z - t_1)];$$

$$\Psi_{00} = \frac{2 J_0 (\kappa_{x_0} d) \sin \kappa_{y_0} \delta_y}{\kappa_{y_0}} \sum_{i=1}^M \{ J_y^3 (y_i) \exp (-j k_{y_0} y_i) \};$$

$$w_{00\varepsilon} = \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cos \gamma_{00}^{(1)} t_1}{\varepsilon_2 \gamma_{00}^{(1)} \sin \gamma_{00}^{(1)} t_1 - j \varepsilon_1 \gamma_{00}^{(2)} \cos \gamma_{00}^{(2)} t_1};$$

$$w_{00} = \frac{\sin \gamma_{00}^{(1)} t_1}{\gamma_{00}^{(1)} \cos \gamma_{00}^{(1)} (t_1 + j \gamma_{00}^{(2)} \sin \gamma_{00}^{(1)} t_1)};$$

$$\gamma_{00}^{(p)} = \sqrt{\kappa_p^2 - \kappa_{x_0}^2 - \kappa_{y_0}^2}, \quad p = 1, 2, 3;$$

$$\kappa_{x_0} = \kappa_0 \sin \theta \cos \varphi, \quad k_{y_0} = \kappa_0 \sin \theta \sin \varphi, \quad \kappa_0 = 2\pi/\lambda,$$

θ , φ — сферические координаты, M , δ_y — число и длина участков разбиения по излучателю соответственно.

Величина

$$P_{\text{пад}} = \frac{|U_{\text{пад}}|_{\eta_i}^2}{2 \operatorname{Re} z_{\text{вх}}(\theta, \varphi)}, \quad (7)$$

где $U_{\text{пад}}|_{\eta_i}$ — напряжение падающей волны в фидере, подсоединенном к точке η_i излучателя.

При проектировании рассматриваемого излучателя для ФАР необходимо выбрать параметры излучателя и геометрию АР, обеспечивающие наилучшие характеристики ФАР в целом [1, 2]. Используя известные методы, можно оптимизировать рассмотренные характеристики по выбранному критерию, например по максимуму коэффициента усиления излучателя в секторе углов сканирования (см. рис. 15) [2].

Численная реализация рассмотренного алгоритма проведена на ЭВМ «БЭСМ-6» на языке Фортран.

В качестве тестовых задач просчитывались и сравнивались теоретические и экспериментальные импедансные характеристики для плоского полуволнового вибратора без диэлектрических слоев над идеально проводящей поверхностью ($\varepsilon_p = 1$), ($t_2 = \lambda/4$), приведенные, в частности, в [8]. Сравниваемые результаты совпадали с точностью не хуже 2%.

На основе разработанной программы исследовались полное входное сопротивление, амплитудно-фазовое распределение электрического тока по вибратору, парциальная ДН в зависимости от

геометрии решетки, параметров диэлектрических слоев и размеров печатных вибраторов. Некоторые из полученных результатов представлены ниже.

На рис. 2 представлены зависимости активной $\text{Re } z_{\text{вх}}$ и реактивной $\text{Im } z_{\text{вх}}$ частей входного сопротивления полуволнового плоского вибраторного излучателя, расположенного над металлическим экраном на высоте $t_2=0,25\lambda$, от угла сканирования θ в E - и H -плоскостях. При этом остальные параметры структуры (см. рис. 1) были выбраны следующими: $D_x/\lambda=D_y/\lambda=0,59$; $\alpha=60^\circ$; $t_1=$

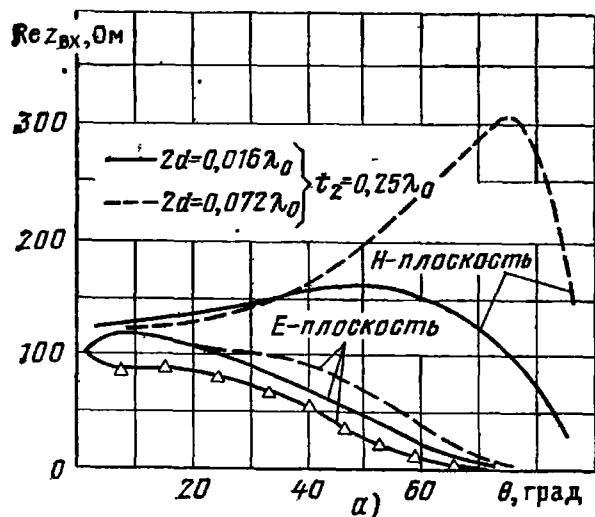
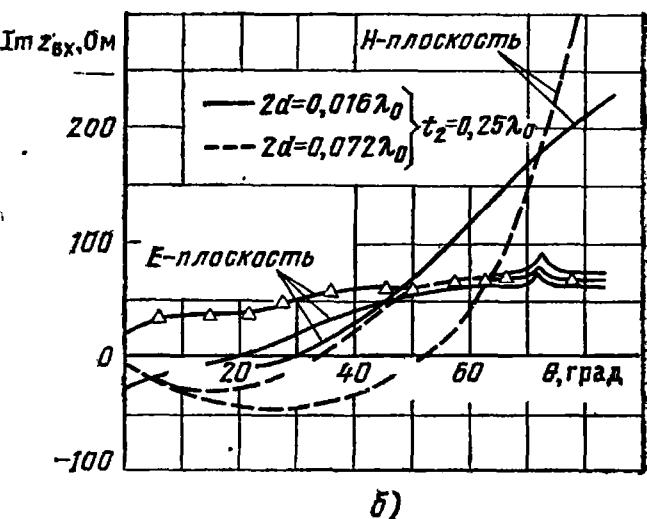


Рис. 2



$=0$; $t_2=t_3$; $\epsilon_1=\epsilon_2=\epsilon_3=\epsilon_4=1,0$; $2l=0,5\lambda$; $2d=0,072\lambda$ для кривой с треугольниками $t_2=0,15\lambda$. Возбуждение излучателя в одной точке $\eta_1=0,0$; в качестве параметров варьировались ширина полоскового излучателя $2d$ и высота расположения над экраном t_2 . Результаты исследований показывают, что, варьируя ширину вибраторного излучателя и высоту его расположения над металлическим экраном, можно добиться резонансного режима работы ($\text{Im } z_{\text{вх}}=0$) полуволнового вибраторного излучателя в АР. Влияние варьируемых параметров в рассматриваемых пределах на парциальную диаграмму направленности в H - и E -плоскостях незначительно (рис. 3, 4). Провал в ДН при углах $\theta=73^\circ$ в E -плоскости обусловлен возникновением первого дифракционного лепестка θ_{-1} .

Увеличение диэлектрической проницаемости подложки приводит к укорочению длины полоскового вибратора $2l$ для обеспечения резонансного режима работы ($\text{Im } z_{\text{вх}}=0$) излучателя в АР (рис. 5). При этом активная составляющая входного сопротивления при выбранной толщине подложки t_2 уменьшается (рис. 6). При расчетах ширина вибраторов $2d=0,016\lambda$. Полученные на рис. 5, 6 зависимости позволяют выбрать резонансный режим работы вибраторного излучателя в рассматриваемой АР с учетом требуемого значения входного сопротивления питающего фидера. Например, чтобы обеспечить согласованный режим работы излучателя в АР, рассматриваемой на рис. 5, 6 геометрии, с подводящим фидером в 50 Ом , обеспечив малый (меньше $0,2\lambda_e$, $\lambda_e=$

$=\lambda/\sqrt{\epsilon}$) продольный размер t_2 конструкции, нужно взять диэлектрическую подложку с $\epsilon_1=2,5$ и толщиной $t_2=0,15\lambda_\epsilon$, при этом длина полоскового вибратора $2l$ должна быть равна 0,48.

На рис. 7, 8 представлены зависимости входного сопротивления полуволнового вибратора в составе АР от угла сканирования в

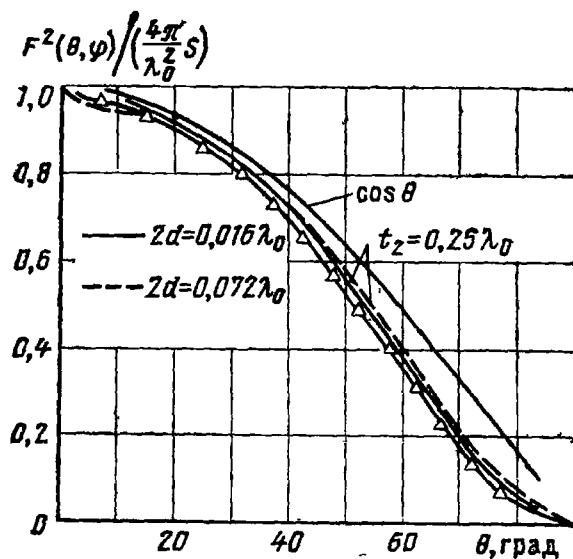


Рис. 3

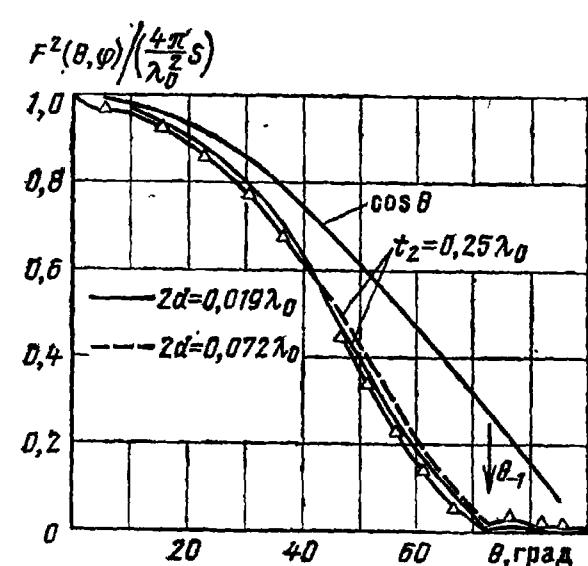


Рис. 4

E - и H -плоскостях. Параметры структуры (см. рис. 1), не указанные на рис. 7, 8, были выбраны следующими: $D_x/\lambda=D_y/\lambda=0,59$; $\alpha=60^\circ$; $2l=0,5\lambda$; $t_1=0$; $t_2=t_3$; $\epsilon_2=\epsilon_4=1,0$; $2d=0,072\lambda$, возбуждение в центре в одной точке $\eta_1=0,0$; в качестве варьируемых ве-

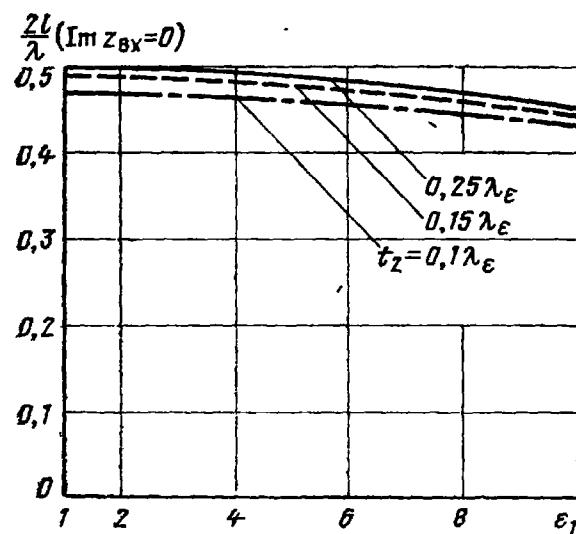


Рис. 5

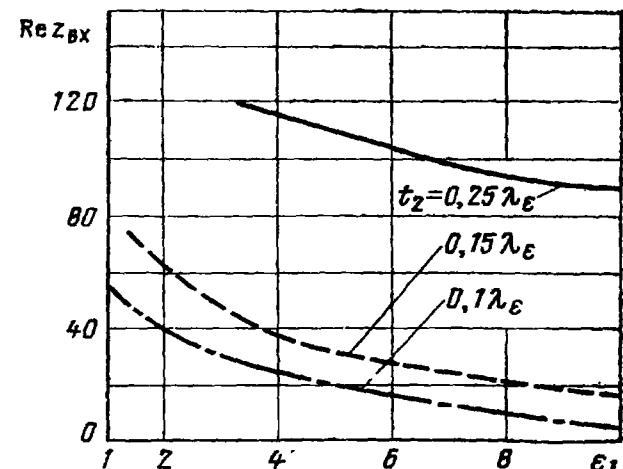


Рис. 6

личин брались значения диэлектрической проницаемости ϵ_1 ($-\epsilon_1=-5$, $--\epsilon_1=3$) и толщины ($1 - 0,1\lambda_\epsilon$; $2 - 0,25\lambda_\epsilon$; $3 - 0,5\lambda_\epsilon$). Результаты исследований показывают, что наличие диэлектрической подложки приводит к существенному изменению характера поведения зависимости входного сопротивления от угла сканирования. Так, при углах сканирования, расположенных значитель-

но ближе к нормали решетки, чем угол возникновения скользящего дифракционного лепестка, наблюдаются резкие выбросы на кривых $\operatorname{Re} z_{\text{вх}}$ и $\operatorname{Im} z_{\text{вх}}$, особенно в E -плоскости. При этом в зависимости $\operatorname{Re} z_{\text{вх}}$ от θ наблюдается резкий провал (до нуля), а знак

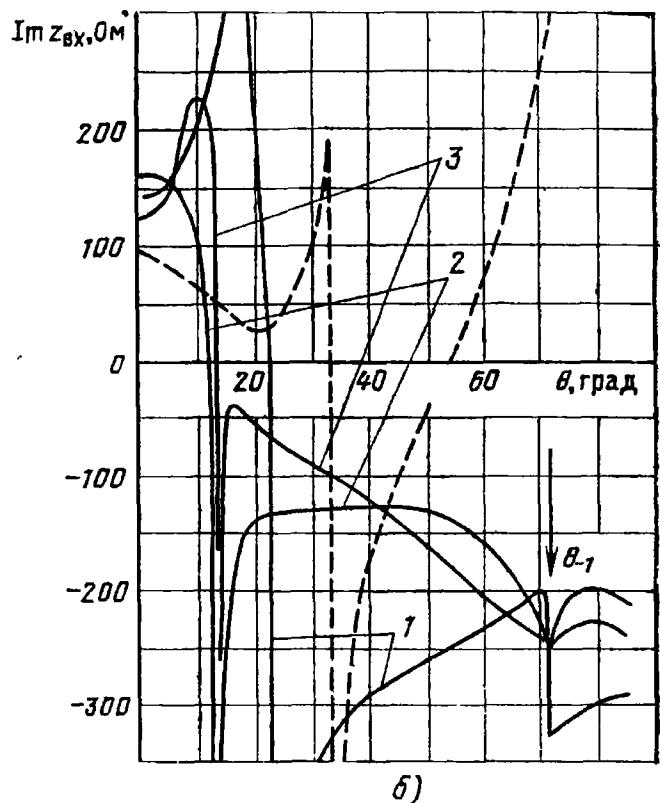
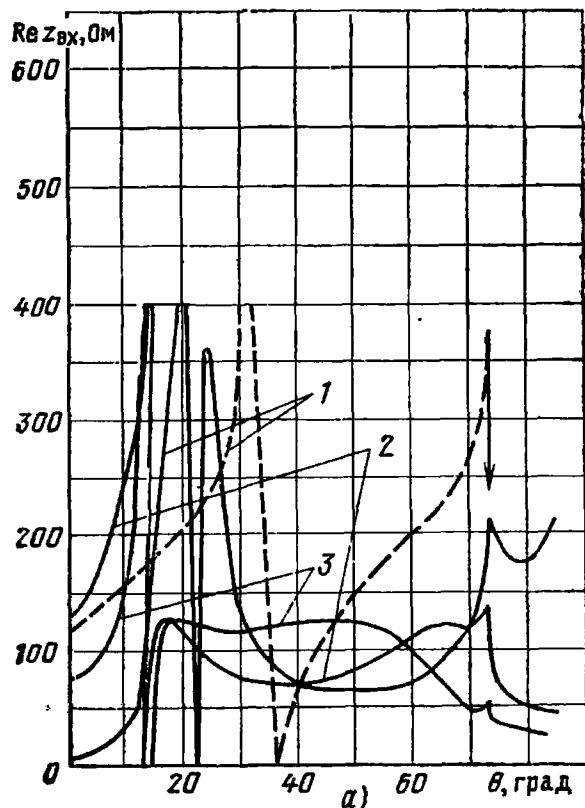


Рис. 7

реактивной составляющей $\operatorname{Im} z_{\text{вх}}$ меняется на противоположный. Коэффициент отражения $|R(\theta, \phi)|$ мощности, подведенной к излучателю, становится равным 1, что соответствует моменту ослепления АР (см. рис. 10).

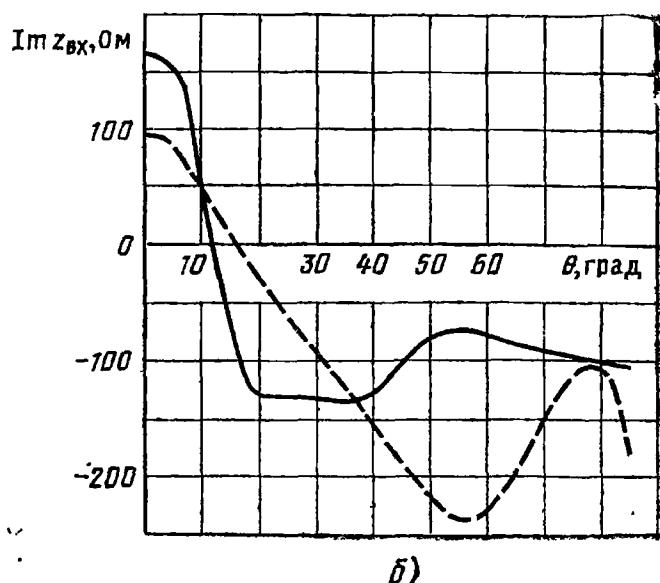
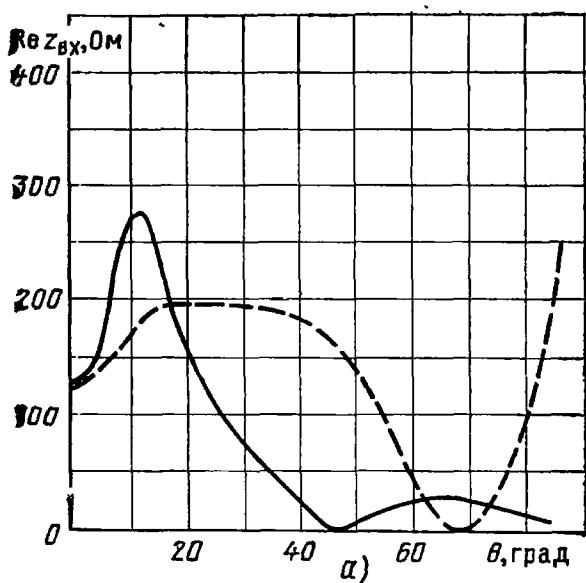
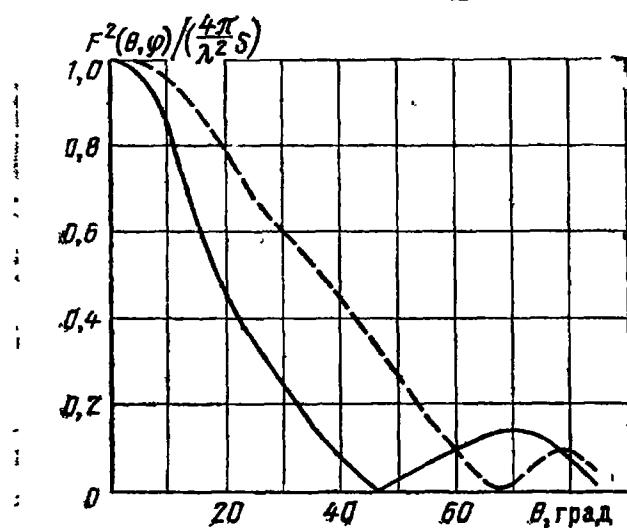


Рис. 8

Различные подходы к объяснению механизма появления провала в парциальной ДН (рис. 9, 10) в сканирующей АР с диэлектрическими подложками рассмотрены, например, в [2, 9]. Причем чем больше величина ϵ_1 и толщина слоя t_2 , тем ближе к нормали решетки смещается провал в ДН (см. рис. 9, 10).



фидером при $\theta = 0^\circ$. Этим обстоятельством объясняется тот факт, что отношение $F^2(\theta, \varphi) \lambda^2 / 4\pi S = 1$ при $\theta = 0^\circ$.

Зависимости ДН от частоты в E - и H -плоскостях сканирования для полуволнового плоского излучателя представлены на рис. 13, 14 (1 — $0,954 f_0$; 2 — f_0 ; 3 — $1,05 f_0$). Наличие провала при $\theta = 0^\circ$

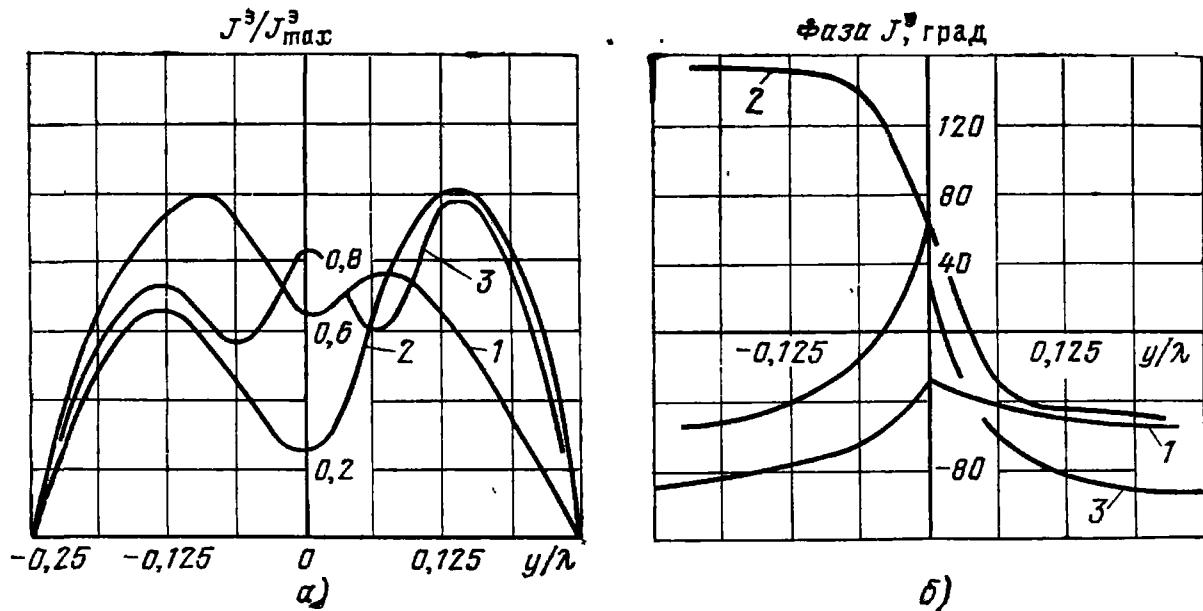


Рис. 11

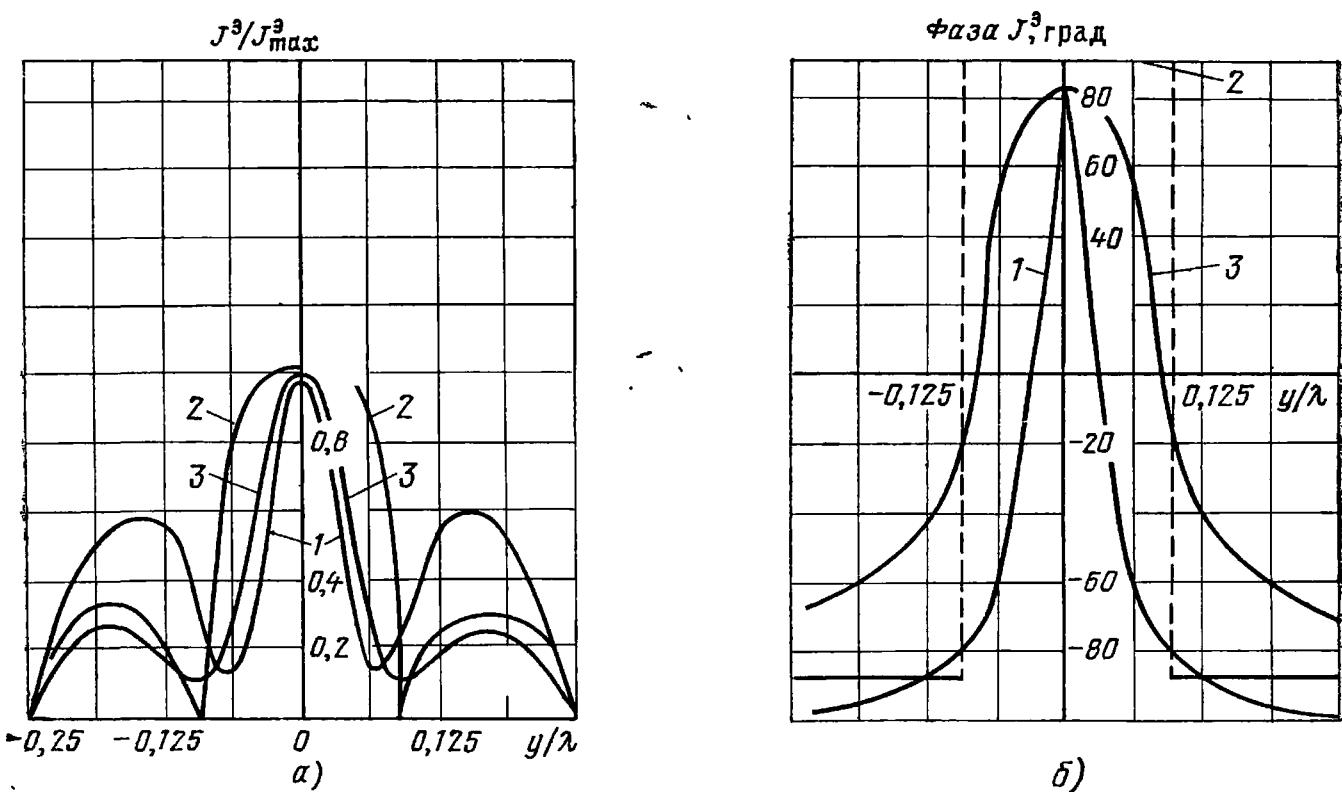


Рис. 12

связано с изменением входного сопротивления излучателя по отношению к сопротивлению входной цепи, согласованной с излучателем на центральной рабочей частоте f_0 . Как видно из рисунков, положение резонансного провала зависит от частоты. Увеличение рабочей частоты на 5% приводит к смещению резонансного провала и момента появления дифракционного лепестка θ_{-1} в сто-

руну меньших углов сканирования θ , что связано с увеличением относительных размеров D_x/λ_0 ; D_y/λ_0 , где λ_0 — рабочая длина волны.

Рисунки 15, 16 иллюстрируют влияние высоты расположения диэлектрической подложки t_1 и ее толщины ($t_2 - t_1$) на парциаль-

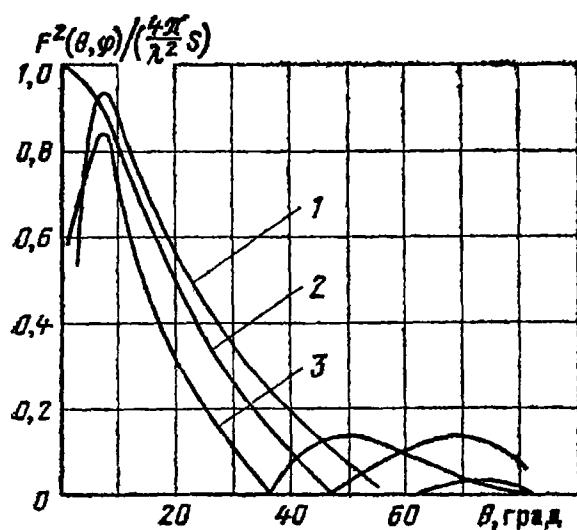


Рис. 13

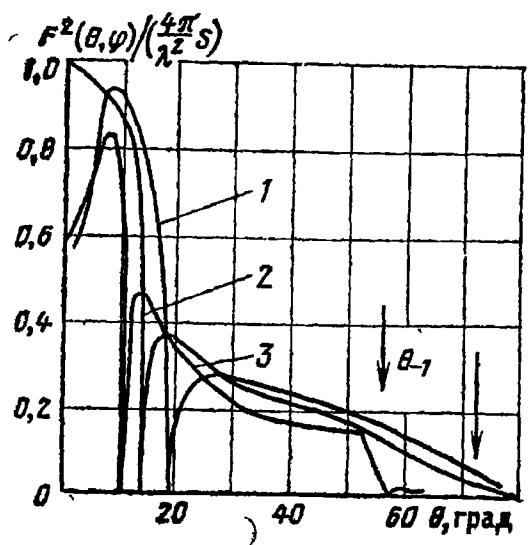


Рис. 14

ные ДН излучателя в E - и H -плоскостях. Как видно из рис. 15, с увеличением высоты расположения диэлектрической подложки t_1 над металлическим экраном момент возникновения резонансного провала в парциальной ДН для H -плоскости наблюдается при

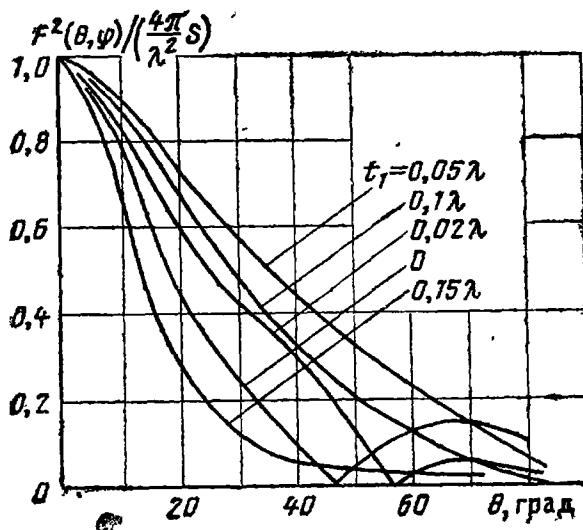


Рис. 15

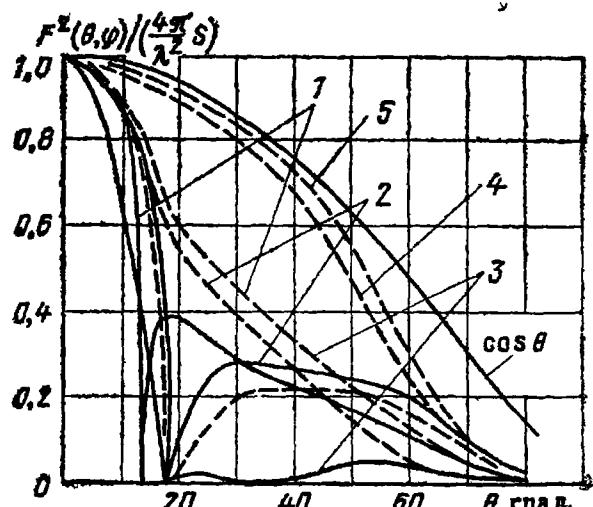


Рис. 16

больших углах θ (см. рис. 15, $t_1 = 0.02 \lambda_s$). Дальнейшее увеличение высоты t_1 приводит к тому, что в области видимых углов провалов не возникает ($t_1 = 0.05 \lambda_s$). Однако полученная ДН в этом случае не оптимальна. Попытка приблизить ДН к оптимальной за счет увеличения t_1 приводит к обужению ДН ($t_1 = 0.1 \lambda_s$, $t_1 = 0.15 \lambda_s$), что связано с несинфазным сложением прямой и отраженной от металлической плоскости волн. Заметим, что толщина

диэлектрической подложки в этом случае не менялась и была равна $t_2-t_1=0,25\lambda_e$.

Увеличение высоты t_1 приводит к некоторому смещению провала в ДН в E -плоскости (см. рис. 16), однако дальнейший рост t_1 приводит только к обужению диаграммы (кривые 1, 2, 3, сплошные линии) и избавиться от провала в ДН изменением только размера t_1 при постоянной толщине подложек $t_2-t_1=0,25\lambda_e$ не удается (на рис. 16: сплошные кривые, $\epsilon_1=5$; 1 — $t_1=0$; 2 — $t_1=0,02\lambda_e$; 3 — $t_1=0,15\lambda_e$).

Для устранения провала и дальнейшей оптимизации парциальной ДН использовался следующий способ. При фиксированном размере $t_2=0,25\lambda_e$ изменялся размер t_1 , т. е. варьировалась толщина подложки t_2-t_1 (см. рис. 16, штриховые кривые 1—4, $\epsilon_1=5$; 1 — $t_1=0,02\lambda_e$; 2 — $t_1=0,15\lambda_e$; 3 — $t_1=0,2\lambda_e$; 4 — $t_1=0,24\lambda_e$). Это позволило, во-первых, избавиться от провала в парциальной ДН в E -плоскости, во-вторых, «приблизить» ее к оптимальной ДН (см. кривую 4 на рис. 16). Дальнейшее изменение характера взаимодействия увеличением размера t_2 до значения $0,38\lambda_e$ при фиксированном размере $t_2-t_1=0,01\lambda_e$ еще более приблизило парциальную ДН к оптимальной (см. кривую 5 рис. 16). Рассмотренный способ может быть использован для оптимизации парциальной ДН микрополоскового излучателя в E - и H -плоскостях.

Все расчеты, приведенные на рис. 2 — 16, проводились на ЭВМ БЭСМ-6. Машинное время счета одной точки входного сопротивления для одного угла сканирования составляло около 2 мин.

Таким образом, развитый в работе численный алгоритм позволяет анализировать энергетические и импедансные характеристики печатных излучателей в составе периодической АР с диэлектрическими слоями, а результаты исследования показывают возможность оптимизации этих характеристик в пределах однолепесткового сканирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mailloux R. J., Ilenna J. E., Kernweis N. P. Microstrip Array Technology. — IEEE Trans, 1981, v. AP-29, N 1, p. 25—31.
2. Amitay H., Galindo B., Yu C. Теория и анализ фазированных антенных решеток. — М.: Мир, 1974. — 345 с.
3. Ильинский А. С., Гринев А. Ю., Котов Ю. В. Исследование электродинамических характеристик резонаторно-щелевого излучателя с источниками возбуждения в плоскости щели. — Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, № 5, с. 922—927.
4. Прикладная электродинамика. — Сб. методич. статей. — М.: Высшая школа, 1977, вып. 1.
5. Дмитриев В. И. Общий метод расчета электромагнитного поля в слоистой среде. — В сб.: Вычислительные методы и программирование. — М.: МГУ, 1968, вып. X, с. 55—64.
6. Гринев А. Ю., Ильинский А. С., Котов Ю. В. Характеристики сканирования резонаторно-щелевой периодической антенной структуры с диэлектрическим покрытием. — Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1978, т. 21, № 12, с. 1922—1932.

7. Гринев А. Ю., Ильинский А. С., Котов Ю. В. Исследование печатных вибраторных излучателей в антенной решетке с диэлектрическими слоями. — В сб.: Машинное проектирование устройств и систем СВЧ. Межвузовский сборник научных трудов. Изд. МИРЭА, 1980, с. 117—135.
8. Stark L. Microwave Theory of Phased Array Antennas. — Proc. IEEE, 1974, v. 62, N 12, p. 1661—1673.
9. Чаплин А. Ф., Хэмальян А. Д. Об учете влияния диэлектрических покрытий на «ослепление» ФАР. — Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, № 12, с. 2632—2634.

УДК 621.372.822

**В. Л. ГОСТЮХИН, К. И. ГРИНЕВА, А. Б. СМИРНОВ,
В. Н. ТРУСОВ**

Антенные решетки печатных спиральных излучателей

Введение. Значительный интерес в качестве элементов антенных решеток (АР) представляют плоские (печатные) спиральные излучатели, создающие поле вращающейся поляризации. Применение таких излучателей позволяет существенно снизить массу, габаритные размеры и стоимость **больших АР**.

В настоящей статье моделью большой АР спиральных излучателей служит бесконечная периодическая структура [1].

Алгоритм анализа можно построить на основе строгой постановки электродинамической задачи, которая сводится к решению дифференциального уравнения второго порядка в частных производных относительно векторного потенциала или интегродифференциального уравнения относительно распределения тангенциальной составляющей поля (тока) в апертуре излучателя [2].

Аналитическое решение интегральных уравнений связано с большими математическими трудностями. Развитие вычислительных методов позволяет строить эффективные алгоритмы анализа на основе численного решения интегральных уравнений. Так, например, в работах [3, 4] предложен алгоритм анализа бесконечной решетки из щелевых прямоугольных излучателей; в [5] — алгоритм анализа спирального излучателя в составе фазированной антенной решетки, который может быть распространен на криволинейные печатные излучатели в виде узких лент, ограниченных гладкими кривыми. Однако в ряде случаев в целях более плотной компактности излучателей в полотне АР и получения меньших периодов решетки находят применение плоские прямоугольные (квадратные) спиральные излучатели.

Из-за наличия изломов ветвей алгоритм, описанный в работе [5], не может быть применен для анализа АР из таких излучателей.

Ниже рассматривается алгоритм численного решения интегро-дифференциального уравнения для бесконечной решетки плоских прямоугольных спиральных излучателей и формулируется подход к

математическому моделированию конечной АР, учитывающий краевые эффекты.

Постановка задачи. Метод решения. Учитывая, что плоская (печатная) структура может одновременно трактоваться и как электрическая (вибраторная), и как самодополнительная магнитная (щелевая) излучающая система, рассмотрим бесконечную двумерную периодическую АР из щелевых излучателей в виде прямоугольных двухзаходных спиралей, прорезанных в бесконечно тонком, идеально проводящем экране (рис. 1, $z=0$).

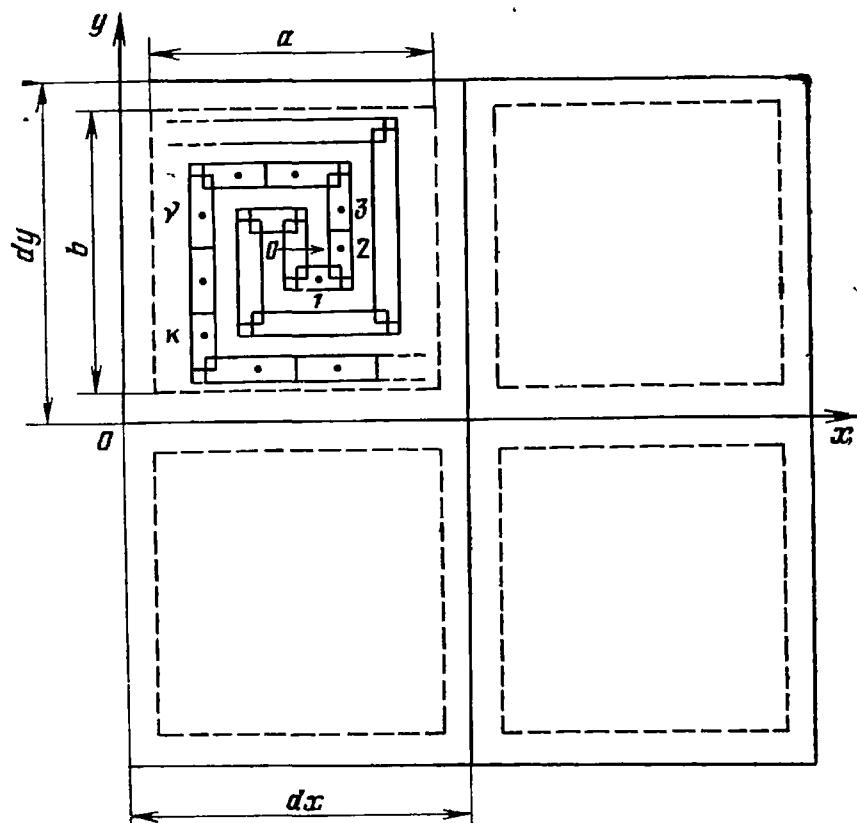


Рис. 1

Обозначим шаг решетки вдоль соответствующих осей через dx и dy . Излучатели имеют квадратные резонаторы (область $z \leq 0$) с идеально проводящими стенками размером $a \times b \times c$ (a , b — поперечные размеры резонатора, c — глубина). Спирали возбуждаются δ -генераторами токов с плотностью стороннего тока $J^{ст}$, расположенными в плоскости спиралей в их центрах.

Необходимо найти распределение тангенциальной составляющей поля по ветвям спирального излучателя в составе бесконечной фазированной АР, изменение от угла отклонения луча его входной проводимости, а также коэффициента эллиптичности поля излучения.

Основная трудность решения поставленной задачи заключается в определении закона распределения поля по ветвям спирали. Последующий расчет параметров антенной решетки по найденным полям в апертуре излучателей может быть выполнен сравнительно просто [1, 7]. Поэтому сосредоточим основное внимание на определении закона распределения поля по спирали.

При равномерном амплитудном и линейном фазовом возбуждении бесконечной антенной структуры возможно применение теоремы Флоке [2]. Внешняя область 1 ($z \geq 0$) представляет собой канал Флоке с размерами dx и dy , а внутренняя область 2 ($z \leq 0$) — прямоугольный резонатор с размерами $a \times b \times c$.

Тензорные функции Грина таких областей известны, обозначим их соответственно $\hat{G}^{(1)}$ и $\hat{G}^{(2)}$.

Введем магнитные векторные потенциалы областей 1 и 2:

$$\mathbf{A}^{M(1,2)} = \int_S \hat{G}^{(1,2)} \cdot [\mathbf{n}^{(1,2)}, \mathbf{E}] dS, \quad (1)$$

где S — поверхность щели; $\mathbf{n}^{(1,2)}$ — внешние нормали соответствующих областей; \mathbf{E} — напряженность электрического поля в щели. Напряженность магнитного поля запишется в виде

$$\mathbf{H}^{(1,2)} = \frac{1}{i\omega\epsilon\mu} [\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A}^{M(1,2)} + k^2 \mathbf{A}^{M(1,2)}], \quad (2)$$

где ω — круговая частота; ϵ и μ — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости областей; $k = \omega \sqrt{\mu\epsilon}$ — волновое число.

На границе областей ($z=0$) тангенциальные составляющие магнитных полей претерпевают разрыв, равный плотности стороннего тока

$$[\mathbf{n}^{(1)}, \mathbf{H}^{(1)} - \mathbf{H}^{(2)}] = \mathbf{J}^{ct}. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (3) и учитывая, что $\mathbf{n}^{(1)} = -\mathbf{n}^{(2)}$, приходим к уравнению

$$\frac{1}{i\omega\epsilon\mu} [\operatorname{grad}_\perp \operatorname{div} \mathbf{A}^M + k^2 \mathbf{A}^M] = [\mathbf{n}^{(1)}, \mathbf{J}^{ct}], \quad (4)$$

где

$$\mathbf{A}^M = \int_S (\hat{G}^{(1)} + \hat{G}^{(2)}) [\mathbf{n}^{(1)}, \mathbf{E}] dS; \quad (5)$$

\perp — знак, указывающий на то, что берется тангенциальная составляющая вектора.

Уравнение (4) представляет собой дифференциальное уравнение 2-го порядка в частных производных относительно \mathbf{A}^M или, с

учетом (5), интегродифференциальное уравнение относительно неизвестной функции распределения тангенциальной составляющей напряженности электрического поля (плотности магнитного тока) в апертуре излучателя¹.

Применим метод моментов к решению интегродифференциального уравнения (4). Разобьем всю спираль на прямоугольные участки длиной l и шириной d . В качестве

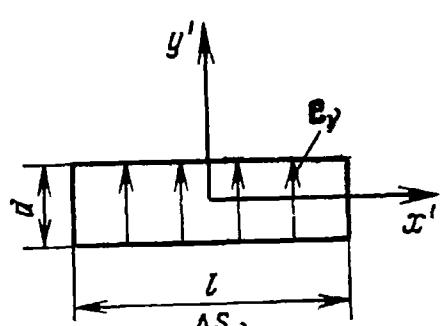


Рис. 2

¹ Уравнение (4) отличается от аналогичного выражения в работе [2] (уравнение 10) условиями возбуждения области связи.

базисных и весовых функций возьмем систему единичных ортонормированных векторных функций, определенных на участках разбиения спиральной щели ΔS_v (рис. 2). Тангенциальную составляющую напряженности электрического поля в щели можно записать в виде

$$\mathbf{E}_\tau = \sum_{v=1}^N E_v \mathbf{e}_v, \quad (6)$$

где

$$\mathbf{e}_v = \begin{cases} \frac{1}{ld} \mathbf{y}' \text{ на } \Delta S_v, \\ 0 \text{ вне } \Delta S_v; \end{cases}$$

\mathbf{e}_v — функция, указывающая, что поле направлено поперек щели, т. е. совпадает с ортом \mathbf{y}' местной системы координат oy' ; E_v — функция, которая принимается постоянной в пределах каждого v -го участка разбиения; N — число участков разбиения. Представление (6) тем лучше аппроксимирует реальное распределение, чем уже щель и мельче участки разбиения ΔS_v . Подставляя (6) в (4), умножая последовательно на \mathbf{e}_k и интегрируя по поверхности щели, получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения E_v :

$$\sum Y_{kv} E_v = h_k, \text{ где}$$

$$Y_{kv} = \left. \begin{aligned} & \frac{1}{i\omega\epsilon\mu} \int_{\Delta S_k} \mathbf{e}_k \{ \operatorname{grad}_\perp \operatorname{div} \int_{\Delta S_v} [\mathbf{n}^{(1)}, \mathbf{e}_v] \hat{G} dS + \\ & + k^2 \int_{\Delta S_v} [\mathbf{n}^{(1)}, \mathbf{e}_v] \hat{G} dS \} dS; \\ h_k & = - \int_{\Delta S_v} [\mathbf{n}^{(1)}, \mathbf{J}^{ct}] dS; \quad \hat{G} = \hat{G}^{(1)} + \hat{G}^{(2)}, \quad k = 1, \dots, N. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Тензорную функцию Грина канала Флоке можно записать в виде

$$G(r, r_0) = \epsilon \begin{pmatrix} G^x & 0 & 0 \\ 0 & G^y & 0 \\ 0 & 0 & G^z \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где

$$G^\alpha = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2dx dy} \frac{1}{i\gamma_{mn}} U_{mn}^\alpha(x, y) U^{*\alpha}(x, y_0) f_{mn}^\alpha(z, z_0). \quad (9)$$

В формуле (9):

$$U_{mn}^{x,y,z}(x, y) = e^{i(k_x x + k_y y)};$$

$$f_{mn}^{x,y}(z, z_0) = e^{-i\gamma_{mn}|z-z_0|} + e^{-i\gamma_{mn}|z+z_0|};$$

$$f_{mn}^z(z, z_0) = e^{i \gamma_{mn} |z-z_0|} - e^{-i \gamma_{mn} |z+z_0|},$$

$$\gamma_{mn}^2 = k^2 - k_{mn}^2; \quad k_{mn}^2 = k_x^2 + k_y^2;$$

$$k_x = k_{x_0} + 2m\pi/dx; \quad k_y = k_{y_0} + 2n\pi/dy;$$

$$k_{x_0} = k \sin \theta \cos \varphi; \quad k_{y_0} = k \sin \theta \sin \varphi;$$

$$k = 2\pi/\lambda;$$

θ, φ — направление луча.

На плоскости, где расположен излучатель, $z=z_0=0$ компоненты тензорной функции Грина есть функции двух точек x, y и x_0, y_0 . Когда точки не совпадают, выражение (9) представляет собой равномерно сходящийся ряд. В том случае, когда точки x, y и x_0, y_0 совпадают, проявляется логарифмическая особенность компонент функций Грина и ряды в выражении (9) расходятся.

Особенности вычисления матричных коэффициентов. Рассмотрим вычисление матричных коэффициентов системы уравнений (7) с учетом особенности компонент тензорной функции Грина. Матричные коэффициенты Y_{kv} зависят от взаимного расположения участков ΔS_v и ΔS_k . Если участки разбиения спирали ΔS_v и ΔS_k не имеют общих точек, то особенность компонент функций Грина не проявляется и вычисление матричных коэффициентов не вызывает принципиальных затруднений. В этом случае матричные коэффициенты для четырех различных взаимных положений участков разбиения ΔS_v и ΔS_k , показанных на рис. 3, а, б, в, г, будут следующие:

для случая рис. 3, а:

$$Y_{kv} = C \sum_{m=-\infty}^{\infty} (k^2 - k_x^2) \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2 k_y \frac{d}{2}}{i \gamma_{mn} k_y^2} e^{i k_y \Delta y}; \quad (10a)$$

для случая рис. 3, б:

$$Y_{kv} = C \sum_{m=-\infty}^{\infty} (k^2 - k_x^2) \left(\frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \right)^2 e^{i k_x \Delta x} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{i \gamma_{mn}} \left(\frac{\sin k_y \frac{d}{2}}{k_y} \right)^2; \quad (10b)$$

для случая рис. 3, в:

$$Y_{kv} = C \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin k_x \frac{d}{2}}{k_x} \right)^2 e^{i k_x \Delta x} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{k^2 - k_y^2}{i \gamma_{mn}} \left(\frac{\sin k_y \frac{l}{2}}{k_y} \right)^2 e^{i k_y \Delta y}; \quad (10b)$$

для случая рис. 3, г:

$$Y_{kv} = C \sum_{m=-\infty}^{\infty} k_x \frac{\sin k_x \frac{d}{2}}{k_x} \frac{\sin k_x \frac{l}{2}}{k_x} \times$$

$$\times e^{ik_x \Delta x} \sum_{n=-\infty}^{\infty} k_y \frac{\sin k_y}{k_y} \frac{d}{2} \frac{\sin k_y}{k_y} \frac{l}{2} e^{ik_y \Delta y}, \quad (10r)$$

где $C = -i \frac{Y_0}{k} \frac{1}{l ddy dx}$; $Y_0 = \frac{1}{120 \pi}$.

Если же участки ΔS_v и ΔS_k имеют общие точки, то нельзя почленно интегрировать и дифференцировать ряды, описывающие компоненты функции Грина, так как ряды расходятся.

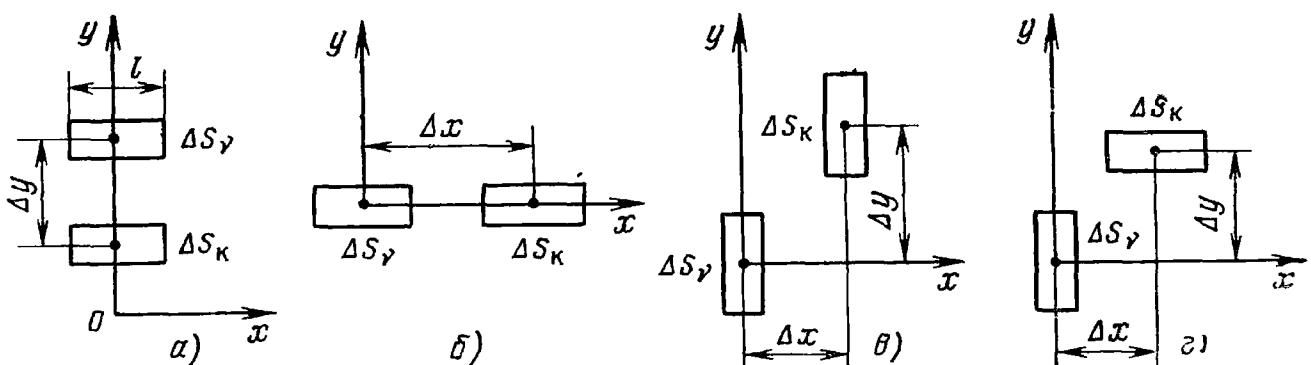


Рис. 3

Из-за особенности компонент функции Грина в системе (7) будут особые матричные коэффициенты для трех типов взаимного расположения участков ΔS_v и ΔS_k , показанных на рис. 4:

а) элементы ΔS_v и ΔS_k совпадают; б) элементы ΔS_v и ΔS_k расположены соосно и соприкасаются торцами; в) элементы ΔS_v и ΔS_k взаимно перпендикулярны и образуют прямой угол. Трудности определения особых матричных коэффициентов возникают при вычислении выражений $\text{grad}_\perp \text{div} \int_{\Delta S_v} [n^{(1)}, e_v] G dS$, если точка наблюдения поля расположена на участке ΔS_v .

Проблема вычисления подобных выражений обсуждена в [8], где предложен ме-

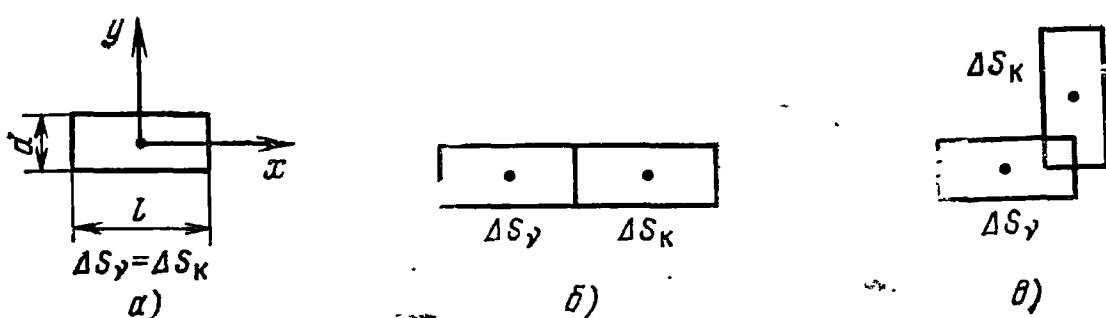


Рис. 4

тод расчета выражений такого типа, если плотность тока удовлетворяет условию Гёльдера. В этом случае приходится интегрировать по поверхности некоторого объема, что существенно усложнит расчет.

няет численный расчет. В работе [6] описан способ устраний указанного затруднения для АР из спиральных излучателей.

Выделив в явном виде особенность тензорной функции Грина, можно записать компоненты G^a следующим образом [2]:

$$G^a = 1/2\pi r + Q^a, \quad (11)$$

где Q^a — гладкая функция.

Выражение (11) указывает на то, что особые матричные коэффициенты в системе (7) состоят из двух частей: первая, связанная с r^{-1} , не может быть найдена численно и зависит только от взаимного расположения участков разбиения и не зависит от структуры АР и угла сканирования; вторая часть, связанная с гладкой функцией Q^a , зависит от структуры АР и угла сканирования.

В настоящей работе предлагается путь нахождения особых матричных коэффициентов, основанный на том, что система уравнений (7) пригодна для определения распределения поля в любых излучателях, составленных из прямоугольных участков. В частности, она описывает распределение поля в прямоугольном щелевом излучателе и квадратной рамке. В системе уравнений (7) для излучателей, приведенных на рис. 5, будут такие же, связанные с

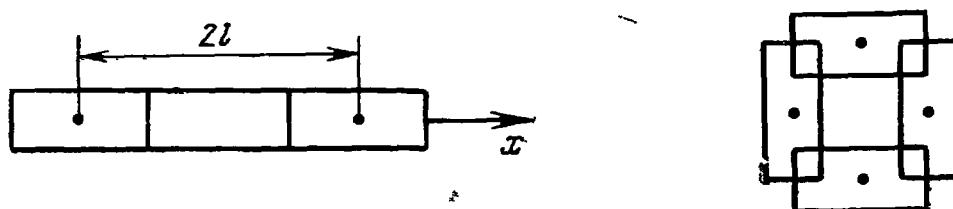


Рис. 5

r^{-1} составляющие особых матричных коэффициентов, как и для прямоугольной спирали. Действительно, для указанных излучателей, находящихся в свободном пространстве, функция Грина

$$\hat{G}^{(1)} = \hat{G}^{(2)} = G = e^{-ikr}/r.$$

Разложив экспоненту в степенной ряд

$$e^{-ikr} = 1 - ikr + (ikr)^2/2! - (ikr)^3/3! + \dots,$$

функцию Грина можно представить в виде $G = 1/r + Q$, где Q не имеет особенности.

Зная особый матричный коэффициент для свободного пространства и вычитая вклад в него гладкой функции Q , можно определить часть особых матричных коэффициентов, связанную с функцией r^{-1} . Остановимся на определении особых матричных коэффициентов для простейших излучателей в виде симметричного щелевого вибратора и малой рамки (см. рис. 5). Закон распределения амплитуды тока считаем известным — синусоидальным на вибраторе и равномерным на рамке.

Расчет частей особых матричных коэффициентов, связанных с r^{-1} , дает следующие значения: в случае излучателей в бесконечной структуре $Y'_{00} = -i 0,373 \cdot 10^{-2}$; $Y'_{10} = i 0,182 \cdot 10^{-2}$; $X'_{11} = i 0,189 \cdot 10^{-2}$; в случае излучателя в свободном пространстве $Y'_{00} = -i 0,369 \times 10^{-2}$; $Y'_{10} = i 0,182 \cdot 10^{-2}$; $X'_{11} = i 0,185 \cdot 10^{-2}$. Хорошее совпадение этих численных данных показывает, что связанные с r^{-1} части особых матричных коэффициентов не зависят от структуры АР и их значения могут быть использованы в системе (7) для расчета распределения поля (тока) в прямоугольной спирали при трех типах взаимного расположения участков разбиения ΔS_k и ΔS_v , показанных на рис. 4.

Перейдем к рассмотрению особых матричных коэффициентов бесконечной периодической структуры, составленной из щелевых спиральных излучателей. В соответствии с [2] компоненты тензора функции Грина канала Флоке с выделенной особенностью имеют вид, соответствующий выражению (11), где

$$Q^\alpha = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{1}{dx dy} U_{mn}^\alpha(x, y) \left[U_{mn}^{*\alpha}(x_0, y_0) \left(\frac{1}{2i\gamma_{mn}} f_{mn}^\alpha - g_{mn}^x \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\int_{\Gamma} \frac{\partial U_{mn}^{*\alpha}}{\partial n_1} d\gamma \right) L_{mn} - \left(\int_{\Gamma} U_{mn}^{*\alpha} d\gamma \right) M_{mn} \right] \right\}; \quad (12)$$

$$g_{mn}^x = \frac{1}{2k_{mn}} [e^{-k_{mn}|z-z_0|} + e^{-k_{mn}|z+z_0|}]; \quad (13)$$

Γ — окружность радиуса ρ с центром в точке $(x_0; y_0)$;

$\frac{\partial}{\partial n_1}$ — производная по нормали к контуру Γ ;

$$L_{mn} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{-\rho k_{mn} \operatorname{sh} \theta} d\theta =$$

$$= \frac{1}{4\pi k_{mn}} [S_0(\rho k_{mn}) - \pi E_0(\rho k_{mn}) - \pi N_0(\rho k_{mn})];$$

$$M_{mn} = \frac{1}{2\pi\rho k_{mn}} \int_0^\infty e^{-\rho k_{mn} \operatorname{sh} \theta} \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \theta} d\theta =$$

$$= \frac{-1}{8\sqrt{\pi}} \Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) [H_{-1}(\rho k_{mn}) - N_{-1}(\rho k_{mn})];$$

$S_0(x)$ — полином Шлефли; $E_0(x)$ — функция Вебера; $N_n(x)$ — функция Неймана; $H_n(x)$ — функция Струве; $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

В [6] показано, что выражение (12) можно привести к виду

$$Q^{x,y} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{dx dy} U_{mn}^{x,y}(x, y) U_{mn}^{*xy}(x_0, y_0) F_{mn}, \quad (14)$$

где

$$F_{mn} = \frac{1}{i\gamma_{mn}} \frac{\pi\rho}{2} [J_1(\rho k_{mn}) H_0(\rho k_{mn}) + J_0(\rho k_{mn}) H_{-1}(\rho k_{mn})],$$

$H_n(x)$ и $J_n(x)$ — соответственно функции Струве и Бесселя.

Выражение (14) для аналитической части функции Грина используется для расчета аналитических частей особых матричных коэффициентов Y''_{kv} системы уравнений (7). При этом полные особые матричные коэффициенты системы уравнений (7) получаются суммированием аналитической части и части, связанной с r^{-1} :

$$Y_{kv} = Y'_{kv} + Y''_{kv}. \quad (15)$$

Далее из решения системы (7) может быть найдено распределение тангенциальной составляющей напряженности электрического поля в спиральном излучателе, входящем в состав бесконечной периодической антенной структуры.

Характеристики АР спиральных излучателей. Остановимся кратко на расчете характеристик на основе модели бесконечной антенной решетки.

Входная проводимость. В связи с тем, что возбуждение излучателя осуществляется дельта-генератором тока на входе спирали, входная проводимость Y_{bx} будет равна отношению тока на входе $I = |J^{ст}|l$ к напряжению на нулевом участке разбиения спирали $U_0 = E_0 |e_0| d$:

$$Y_{bx} = I/U_0. \quad (16)$$

Так как при сканировании распределение тангенциальной составляющей электрического поля по спирали зависит от направления максимального излучения, то входная проводимость будет функцией углов θ, ϕ .

Коэффициент отражения выражается через нормированные входные проводимости Y_{bx}^H и также является функцией углов отклонения луча (θ, ϕ):

$$\Gamma(\theta, \phi) = 1 - Y_{bx}^H / 1 + Y_{bx}^H, \quad (17)$$

где

$$Y_{bx}^H = Y_{bx}/Y_\Phi \text{ и } Y_\Phi = 1/W_\Phi,$$

W_Φ — волновое сопротивление фидера.

Диаграмма направленности по мощности одного излучателя в бесконечной АР при условии, что все остальные излучатели нагружены на согласованные нагрузки, описывается соотношением [12]

$$g(\theta, \phi) = \frac{4\pi dx dy}{\lambda^2} \cos \theta_{max} [1 - |\Gamma(\theta, \phi)|^2], \quad (18)$$

которое, как известно, характеризует изменение коэффициента усиления в секторе сканирования.

Поле излучения, которое формируется распространяющимися волнами канала Флоке, можно определить через нулевые гармоники разложения, как это сделано в [7].

Выразив поле излучения через компоненты с правой и левой круговой поляризацией

$$E_{\text{п}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (-i E_0 + E_\phi), E_{\text{л}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (i E_0 + E_\phi) ,$$

получим два основных поляризационных параметра — коэффициент эллиптичности K_ϕ и угол наклона эллипса поляризации α_ϕ :

$$K_\phi = \frac{|E_{\text{п}}| - |E_{\text{л}}|}{|E_{\text{п}}| + |E_{\text{л}}|} ; \quad \alpha_\phi = \frac{\arg(E_{\text{п}}) - \arg(E_{\text{л}})}{2} . \quad (19)$$

Антennaя решетка спиральных излучателей конечных размеров. Разработанный алгоритм расчета бесконечной решетки спиральных излучателей может быть использован для математического моделирования АР конечных размеров в соответствии с методикой, изложенной в [1]. Исходными величинами для составления модели конечной АР являются зависимости от углов сканирования коэффициента отражения излучателя в бесконечной решетке и комплексных коэффициентов разложения E_v . Однако в виду большого числа участков разбиения ΔS_v непосредственное использование выражения (3.21) работы [1] приводит к необходимости расчета большого числа коэффициентов связи между излучателями, равного произведению числа участков разбиения на число излучателей в АР. Для сокращения объема вычислений при моделировании конечной АР спиральных излучателей целесообразно полученное распределение тангенциальной составляющей электрического поля вдоль спирали аппроксимировать набором небольшого количества специально выбранных функций. Например, в качестве таких функций можно использовать распространяющиеся вдоль спирали навстречу друг другу волны со специально подобранными коэффициентами затухания. При этом необходимое для моделирования число коэффициентов связи уменьшается до значения, равного произведению числа излучателей на число аппроксимирующих функций.

Результаты расчетов бесконечной решетки спиральных излучателей. Предложенный алгоритм анализа был реализован на алгоритмическом языке Фортран-4. В процессе отладки программы решалась задача о нахождении распределения тангенциальной составляющей напряженности электрического поля в спиральной щели в составе бесконечной периодической решетки с шагом $dx = 0,75\lambda$, $dy = 0,75\lambda$. Спираль состояла из прямоугольных участков длиной $l = 1/16\lambda$ и шириной $d = l/2$. Структура спирали выбрана самодополнительной, т. е. ширина щели равна промежутку между ветвями. Спирали возбуждались синфазно. Система уравнений (7) решалась методом Гаусса — Зейделя. На рис. 6 представлены результаты численного расчета. Кривые 1, 2, 3 соответствуют распределению нормированной амплитуды $|E|/|E_0|$ ($|E_0|$ — амплитуда на центральном участке спирали, где включен δ-генератор стороннего тока), а кривые 1', 2', 3' — изменению фазы тангенциальной составляющей электри-

ческого поля вдоль ветвей спирали разной длины. Кривые 1 и 1' построены для спирали с длиной ветви $L_1=1,7\lambda$, кривые 2 и 2' — $L_2=2,2\lambda$ и кривые 3 и 3' — $L_3=3,4\lambda$.

Результаты расчетов (рис. 6) показывают, что в начале спирали на участке порядка длины волны поле представляет собой

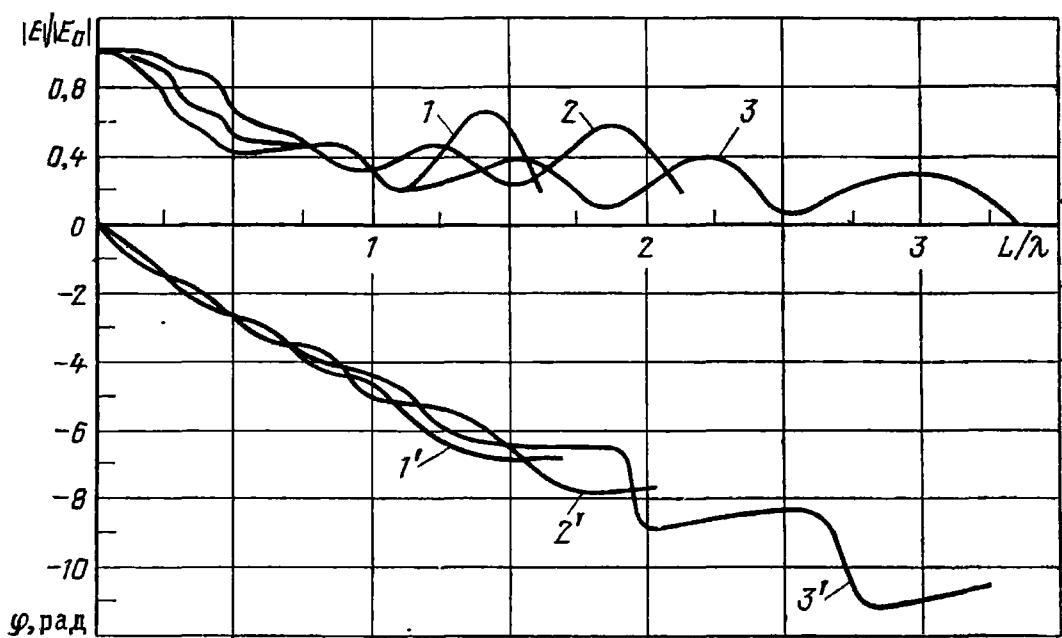


Рис. 6

бегущую волну с уменьшающейся (за счет излучения) амплитудой. Поле у конца ветви характеризуется смешанной волной, что можно объяснить отражениями от конца спирали. Чем больше длина ветви, тем меньше проявляется влияние отраженной волны.

Рассчитанные входные проводимости для спиралей с длинами ветвей $1,7\lambda$, $2,2\lambda$ и $3,4\lambda$ равны соответственно: $(0,0048+i0,0012)$ См, $(0,0051+i0,0007)$ См и $(0,0045+i0,00008)$ См. Активная часть входной проводимости значительно превосходит реактивную и близка к входной проводимости самодополнительной структуры, равной $0,0053$ См.

Большой интерес представляет изменение характеристик решетки при сканировании. На рис. 7 представлены изменения распределения поля вдоль прямоугольной спирали без резонатора при сканировании. При этом приняты: шаг решетки $dx=0,75\lambda$, $dy=0,75\lambda$, а длина спирали $L=1,7\lambda$. Положение основного луча решетки соответствует: для сплошных кривых $\phi=0^\circ$, $\theta=9^\circ$; штриховых $\phi=0^\circ$, $\theta=27^\circ$.

Рассчитанные входные проводимости и коэффициент эллиптичности поля излучения составляют: для $\phi=0^\circ$, $\theta=9^\circ$ $Y_{\text{вх}}=(0,0050+i0,0015)$ См, $K_e=0,48$; для $\phi=0^\circ$, $\theta=27^\circ$ $Y_{\text{вх}}=(0,0064-i0,0008)$ См, $K_e=0,56$. На рис. 8 представлены аналогичные результаты расчета распределений поля вдоль прямоугольной спирали с резонатором, размеры которого $a=b=0,75\lambda$, $c=0,25\lambda$.

Рассчитанные для этого случая входные проводимости и коэффициенты эллиптичности имеют значения: для $\phi=0^\circ$, $\theta=9^\circ$ $Y_{\text{вх}}=$

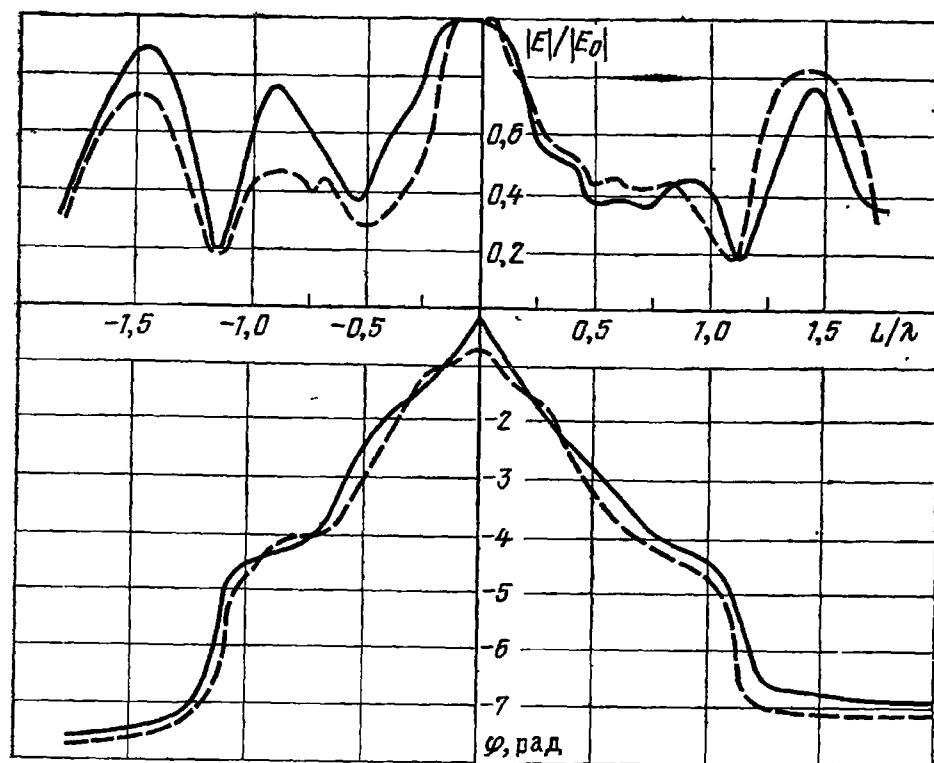


Рис. 7

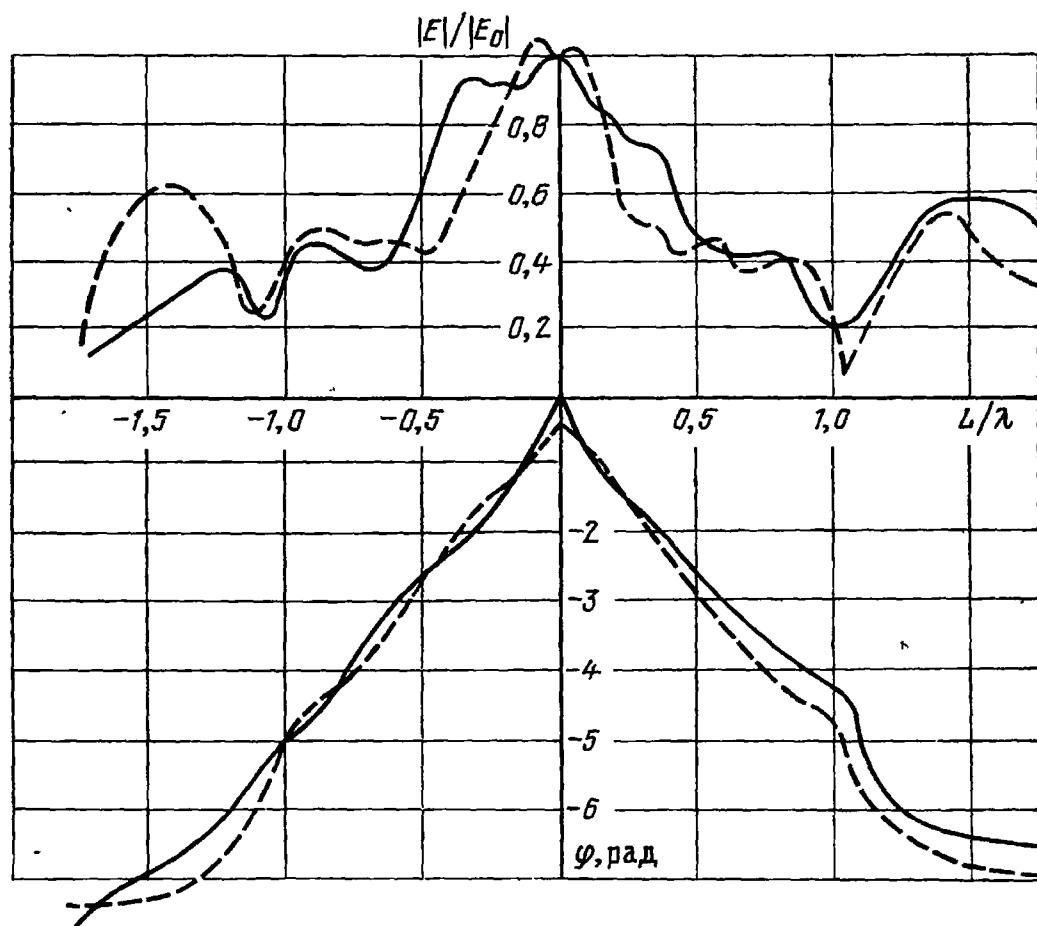


Рис. 8

$= (0,0018 + i 0,0016)$ См, $K_9 = 0,25$; для $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 27^\circ$ $Y_{\text{вх}} = (0,0026 + i 0,0012)$ См, $K_9 = 0,3$.

Относительно малые значения коэффициента эллиптичности и значительное изменение входной проводимости могут объясняться короткими ветвями спирали ($L = 1,7\lambda$).

На рис. 9 приведены диаграммы направленности по мощности одного излучателя в бесконечной решетке g (18) при сканировании в плоскости $\phi=0^\circ$ (рис. 9, а) и в плоскости $\phi=90^\circ$ (рис. 9, б). Излучатель принимается согласованным при излучении по нормали. Диаграммы построены в пределах сектора однолучевого сканирования при $dx=0,75\lambda$, $dy=0,75\lambda$, $L=1,7\lambda$. Сплошная кривая соответствует спиральному излучателю без резонатора, штриховая — с резонатором.

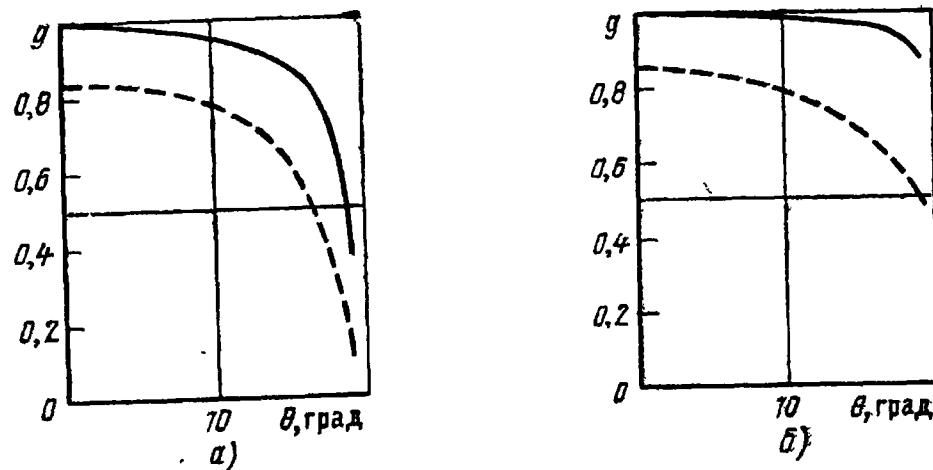


Рис. 9

Для описанной структуры АР численный алгоритм имеет следующие характеристики при использовании ЭВМ ЕС1022. Время расчета особых матричных коэффициентов — 15 мин, время вычисления вклада в матричные коэффициенты системы (7) компонент тензора Грина резонатора — около 60 мин, время расчета характеристик антенной решетки (рис. 7, 8, 9) для одного угла сканирования — около 30 мин.

При увеличении порядка системы (7) машинное время, необходимое для решения, возрастает приблизительно как N^3 [10], поэтому исследование характеристик АР из спиралей с большой длиной ветвей требует значительных затрат этого времени.

Предложенный алгоритм может быть распространен на криволинейные излучатели при аппроксимации их прямоугольными участками, а также на круглые спирали Архимеда при аппроксимации их полуокружностями. Постановка задачи предполагает знание функций Грина подобластей излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гостюхин В. Л., Гринева К. И., Трусов В. Н. Вопросы проектирования активных ФАР с использованием ЭВМ/Под ред. В. Л. Гостюхина.— М.: Радио и связь, 1983.— 248 с.
- Ильинский А. С., Репин В. М. О методе интегрального уравнения в задачах дифракции на периодических структурах: Вычислительные методы и программирование.— М.: МГУ, 1975, вып. 24.— 283 с.

3. Ильинский А. С., Гринев А. Ю., Котов Ю. В. Исследование электродинамических характеристик резонаторно-щелевого излучателя с источниками в плоскости щели. — Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, № 5, с. 922—930.
4. Ильинский А. С., Гринев А. Ю., Котов Ю. В. Характеристики сканированич резонаторно-щелевой периодической антенной структуры с диэлектрическим покрытием. — Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика, 1978, т. 21, № 12, с. 1822—1833.
5. Чебышев В. В. Метод численного исследования спирального излучателя в печатном исполнении в составе фазированной антенной решетки. — Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1983, с. 26, № 2, с. 57—63.
6. Гостюхин В. Л., Смирнов А. Б., Трусов В. Н. Численный анализ плоских спиральных излучателей. — МРС, ТТЭ. Сер. ЭР, 1982, № 40. — 10 с. Деп. в ВИМИ.
7. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток: Пер. с англ./Под ред. А. Ф. Чаплина. — М.: Мир, 1974. — 453 с.
8. Zee S. W., Boersma J., Law C. L. Singularity in green's function and its numerical evalution. — IEEE Trans., 1980, v. AP-28, N 3, p. 311—318.
9. Harrington R. F. Field computation by moments method. — The Macmillan Company, New York, 1968. — 135 s.
10. Вычислительные методы в электродинамике/Под ред. Р. Миттры: Пер. с англ. под ред. Э. Л. Бурштейна. — М.: Мир, 1977. — 485 с.
11. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Наука, 1971. — 1108 с.
12. Сканирующие антенные системы СВЧ. В 3-х т./Под ред. Р. Хансена: Пер. с англ. под ред. Г. Т. Маркова, А. Ф. Чаплина. — М.: Сов. радио, 1966—1970. — 536 с., 496 с., 463 с.

УДК 621.396.67

М. В. ИНДЕНБОМ

Метод расчета продольных печатных излучателей в плоских ФАР

В современных ФАР широко применяют печатные излучатели, проводящие элементы которых нанесены на диэлектрические подложки, перпендикулярные плоскости раскрыва ФАР. К таким излучателям относятся различного рода полосковые вибраторы [1], печатные директорные излучатели, логопериодические и другие антенны.

В отличие от печатных излучателей пластинчатого типа [1, 3], щелевых и других печатных антенн, подложка и проводящие элементы которых лежат в плоскости раскрыва ФАР, рассматриваемые излучатели целесообразно называть «продольными» печатными излучателями. Два примера продольных печатных излучателей вибраторного типа схематически показаны на рис. 1,*a* и *б* соответственно. Тонкие металлические проводники подобных излучателей расположены на плоскопараллельных диэлектрических подложках, перпендикулярно выступающих над проводящим экраном ФАР, и образуют как собственно излучающие элементы (вибраторы), так и токоведущие проводники и экраны полосковых линий, питающих излучающие элементы ФАР.

Теория продольных печатных излучателей с учетом сложной конфигурации проводников, наличия двух компонент тока, влияния диэлектрических слоев и покрытий в настоящее время не развита.

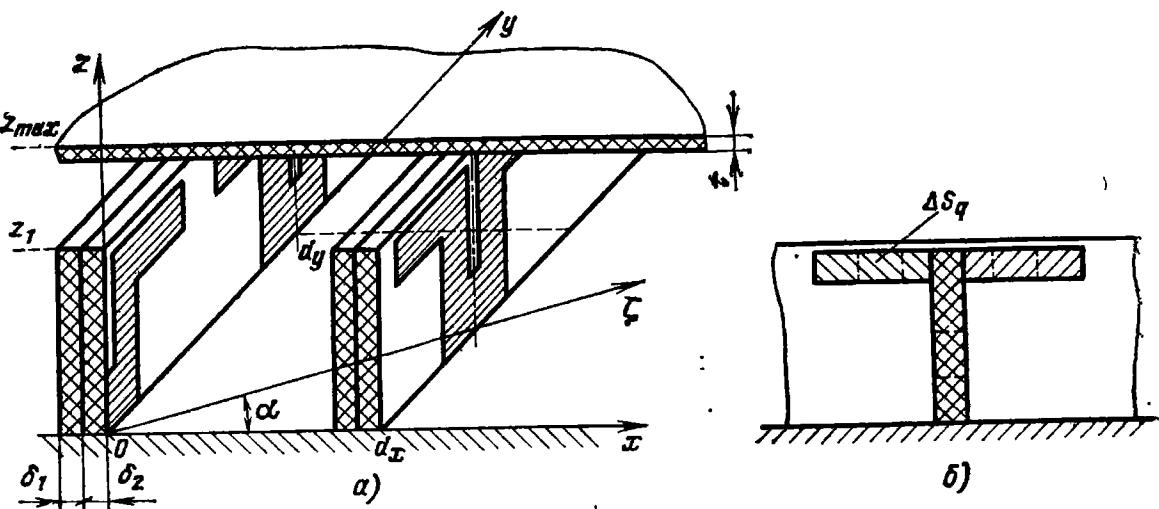


Рис. 1

В данной работе предлагается метод расчета характеристик продольных печатных излучателей в ФАР с использованием модели в виде бесконечной плоской антенной решетки. Предполагается, что диэлектрические подложки едины для излучателей одного ряда и образуют бесконечно длинные пластины вдоль оси y , оканчивающиеся по линии $z=z_1$ в продольном направлении (см. рис. 1). В общем случае диэлектрические подложки и покрытие могут состоять из нескольких слоев с различными значениями диэлектрической проницаемости. Проводящие элементы излучателей представляют собой бесконечно тонкие идеально проводящие пластины, ориентированные параллельно плоскости yz .

Применяемый метод решения налагает ограничения на форму пластин. Контур пластины должен быть ломаной линией, образованной из отрезков, параллельных осям координат y или z . На практике это условие всегда может быть удовлетворено заменой или аппроксимацией некоординатных границ ломаной линией с размерами отрезков много меньше длины волны.

Конфигурация подключения излучателей к питающим фидерным цепям в данной работе не конкретизируется, а предполагается, что возбуждающее устройство может быть описано с помощью заданных сторонних электродвижущих сил.

Построение теории основано на рассмотрении возбуждения решетки системой падающих волн в питающих фидерах с единичной амплитудой и линейно-меняющейся фазой:

$$a = \{\exp [i(\gamma x_r + iy_{rs})]\}, r, s = 0, \pm 1, \dots, \quad (1)$$

где $\gamma = k_0 \sin \theta_{\text{Г.Л}} \cos \varphi_{\text{Г.Л}}$, $i = k_0 \sin \theta_{\text{Г.Л}} \sin \varphi_{\text{Г.Л}}$, $\theta_{\text{Г.Л}}, \varphi_{\text{Г.Л}}$ — углы сферической системы координат, определяющие направление фазирования, k_0 — волновое число; $x_r = rd_x$; $y_{rs} = sd_y + rd_x \operatorname{tg} \alpha$ — координаты центров излучателей; d_x и d_y — периоды решетки;

α — угол между осями в общем случае треугольной сетки решетки (см. рис. 1).

В этом случае возбуждение электромагнитного поля антенной решетки можно рассматривать как возбуждение пространственного волновода (канала Флоке), соответствующего одной периодической ячейке антенной решетки [4] (рис. 2).

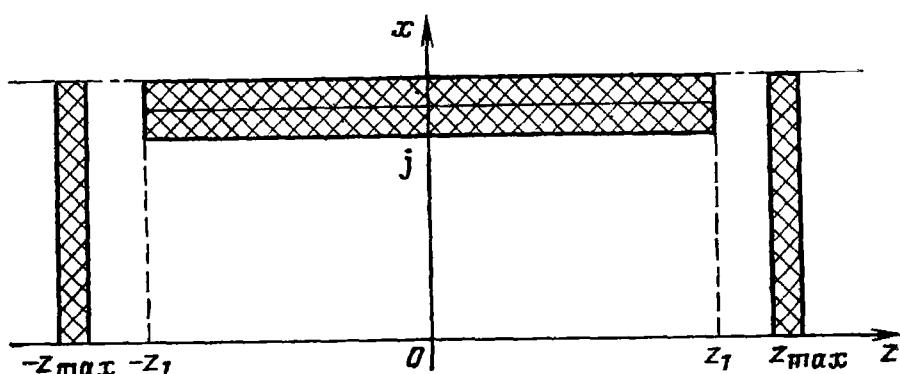


Рис. 2

Поле в пространственном волноводе может быть определено в два этапа. На первом — токи на проводниках излучателя можно рассматривать как заданные сторонние токи j . В число этих заданных токов удобно включить также зеркальное отражение в экране ФАР реальных токов на проводниках излучателя.

Для определения поля в пространственном волноводе, создаваемого заданными сторонними токами, как и в теории обычных волноводов, необходимо построить полную систему собственных волн регулярного пространственного волновода, в рассматриваемом случае частично заполненного бесконечно протяженными плоскопараллельными диэлектрическими слоями, и представить искомое поле в виде суперпозиции этих собственных волн известными из теории волноводов методами.

Затем, для учета конечности подложек в продольном направлении (вдоль оси z), необходимо рассмотреть дифракцию найденного поля на стыке частично заполненного пространственного волновода и свободного пространственного волновода при $z = \pm z_1$. Эта задача может быть решена методом частичных областей, предусматривающим разложение рассеянных полей по обе стороны от стыка по соответствующим системам собственных волн, сшивание полей на стыке условиями непрерывности и решение полученной в результате этого системы линейных уравнений относительно коэффициентов разложения. Наличие защитного покрытия легко может быть учтено известными методами [4].

Второй этап решения задачи заключается в получении интегрального уравнения для этих токов на основании неиспользованных еще граничных условий на проводниках излучателей и в решении этого интегрального уравнения численными методами.

Обратимся к первому этапу решения задачи. Собственные волны пространственного волновода E_m, H_m в области $z \leq z_1$ с учетом многослойной диэлектрической подложки могут быть полу-

ны в аналитической форме. Разделяя их на E - и H -волны относительно оси x , можно записать:

$$\{\mathbf{E}_m, \mathbf{H}_m\} = \{\mathbf{e}_{in}, \mathbf{h}_{in}\} \exp(-i \Gamma_{in} z), \quad (2)$$

где $m = (i, n)$; $i=1$ соответствует E -волнам, $i=2$ соответствует H -волнам; $n=1, 2, \dots$;

$$\begin{cases} i \omega \mathbf{e}_{1n} = [\mathbf{x}^0 (u^2 + \Gamma_{1n}^2) + \mathbf{y}^0 (-i u) \partial/\partial x + \\ + \mathbf{z}^0 (-i \Gamma_{1n}) \partial/\partial x] a_{1n}(\gamma, x) \exp(-i uy), \\ \mathbf{h}_{1n} = [\mathbf{y}^0 (-i \Gamma_{1n}) + \mathbf{z}^0 i u] a_{1n}(\gamma, x) \exp(-i uy), \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} \mathbf{e}_{2n} = -i \omega \mu [\mathbf{y}^0 - \mathbf{z}^0 u/\Gamma_{2n}] a_{2n}(\gamma, x) \exp(-i uy), \\ \mathbf{h}_{2n} = [\mathbf{x}^0 i(u^2 + \Gamma_{2n}^2)/\Gamma_{2n} + \mathbf{y}^0 u/\Gamma_{2n} \partial/\partial x - \mathbf{z}^0 \partial/\partial x] a_{2n}(\gamma, x) \exp(-i uy); \end{cases} \quad (4)$$

скалярные функции $a_m(\gamma, x)$ удовлетворяют одномерному волновому уравнению

$$(d^2/dx^2 + \kappa_m^2) a_m = 0,$$

$$\kappa_m^2 = k^2 - u^2 - \Gamma_m^2, \quad k = \omega \sqrt{\epsilon \mu}, \quad (5)$$

граничным условиям на границах диэлектрических слоев:

$$a_m|_{-0} = a_m|_{+0},$$

$$\rho_i \frac{da_m}{dx} \Big|_{-0} = \rho_i \frac{da_m}{dx} \Big|_{+0}, \quad (6)$$

где $\rho_1 = \epsilon_0/\epsilon(x)$, $\rho_2 = 1$, символ (± 0) обозначает предельные значения соответственно справа и слева от границы смежных диэлектрических слоев, и условиям квазипериодичности [4]:

$$a_m(\gamma, x + d_x) = a_m(\gamma, x) \exp(-i \gamma d_x). \quad (7)$$

Решение (5) выражается через линейные комбинации синусов и косинусов в каждом из однородных диэлектрических слоев пространственного волновода, коэффициенты которых находятся как решения однородной алгебраической системы, получающейся после наложения граничных условий (6), (7). Порядок системы равен числу слоев с различным значением диэлектрической проницаемости. Условие совместности системы дает дисперсионное трансцендентное уравнение для коэффициентов распространения Γ_m .

Собственные волны свободного канала Флоке $\mathbf{E}_m^0, \mathbf{H}_m^0$ известны [4]. Они подразделяются на E - и H -волны относительно продольной оси z .

Представим поле сторонних токов \mathbf{j} в пространственном волноводе в виде разложения по найденным собственным волнам:

$$\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\} = \sum_m [C_m(z) \{\mathbf{E}_m, \mathbf{H}_m\} + C_{-m}(z) \{\mathbf{E}_{-m}, \mathbf{H}_{-m}\}] - \mathbf{z}^0 \{(\mathbf{j}, \mathbf{z}^0), 0\}/i \omega \epsilon, \quad (8)$$

где положительный индекс соответствует волнам, распространяющимся в положительном направлении оси z , а отрицательный —

волнам, распространяющимся в противоположном направлении, (\cdot) — знак скалярного произведения векторов.

Наличие слагаемого, пропорционального продольной компоненте тока, обусловлено неполнотой системы собственных волн по отношению к продольным компонентам поля в области источников поля [5].

Коэффициенты возбуждения собственных волн $C_m(z)$ могут быть связаны с плотностью тока \mathbf{j} с помощью леммы Лоренца, аналогично случаю возбуждения волноводов [5].

При этом используется ортогональность собственных волн \mathbf{E}_m , \mathbf{H}_m волнам \mathbf{E}'_{-n} , \mathbf{H}'_{-n} , где штрих обозначает замену $(\gamma, u) \rightarrow (-\gamma, -u)$:

$$\int_{S_\perp} [\mathbf{H}_m, \mathbf{E}'_{-n}] d\mathbf{S} = \frac{1}{2} N_m \delta_{mn}, \quad (9)$$

где S_\perp — поперечное сечение пространственного волновода.

Границные условия для коэффициентов разложения при $z = \pm z_1$:

$$C_-(z_1) = SC_+(z_1), C_+(-z_1) = SC_-(-z_1), \quad (10)$$

где $C_\pm(z) = \{C_{\pm m}(z)\}$ — вектор-столбец коэффициентов возбуждения, а S — матрица обратного рассеяния стыка диэлектрические подложки — свободное пространство (в общем случае с защитным покрытием), позволяют учесть дифракцию собственных волн на этом стыке.

В результате, полагая $\mathbf{j} = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, для тензорной функции Грина пространственного волновода с учетом диэлектрических подложек и защитного покрытия можно получить следующее выражение при $z, z' \leq z_1$:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{E}_+^T N^{-1} \mathbf{E}'_-, z' \leq z \\ \mathbf{E}_-^T N^{-1} \mathbf{E}'_+, z' > z \end{array} \right\} - z^0 z'^0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') / i \omega \epsilon + \\ & + \mathbf{E}_-^T S (E - S^2)^{-1} (N^{-1} \mathbf{E}'_- + S N^{-1} \mathbf{E}'_+) + \mathbf{E}_+^T S (E - S^2)^{-1} (N^{-1} \mathbf{E}'_+ + \\ & + S N^{-1} \mathbf{E}'_-), \end{aligned} \quad (11)$$

где $\mathbf{E}_\pm = \{\mathbf{E}_{\pm m}\}$; $N = \text{diag}\{N_m\}$ — диагональная матрица норм; E — единичная матрица; индекс «T» — знак транспонирования; штрих означает замену $(\gamma, u) \rightarrow (-\gamma, -u)$ и штрихованные координаты \mathbf{r}' , а произведение векторов понимается в смысле диадного произведения.

Аналогичные выражения можно получить для функции Грина и в случае z или $z' \geq z_1$.

Матрица обратного рассеяния стыка S находится методом частичных областей с использованием соотношений ортогональности (9) и ортогональности волн свободного пространственного волновода:

$$\int_{S_\perp} (\mathbf{e}_{m\perp}^0, \mathbf{e}_{n\perp}^{0'}) d\mathbf{S} = \int_{S_\perp} (\mathbf{h}_{m\perp}^0, \mathbf{h}_{n\perp}^{0'}) d\mathbf{S} = S_\perp \delta_{nm}, \quad (12)$$

где $\mathbf{e}_m^0, \mathbf{h}_m^0$ — поперечные составляющие уходящих собственных волн с отброшенным множителем $\exp(-i\Gamma_m^0 z)$, определяющим зависимость от продольной координаты z .

Приравнивая тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей при $z=z_1$, умножая уравнение непрерывности магнитного поля сначала скалярно на $\mathbf{h}_{m\perp}^0$, затем векторно на $\mathbf{e}_{m\perp}^0$, а уравнение непрерывности электрического поля на $\mathbf{e}_{m\perp}^0$ и $\mathbf{h}_{m\perp}^0$ соответственно и интегрируя по S_\perp , получаем четыре системы линейных уравнений:

$$\begin{cases} U_1^0 = F_1 I, \\ U_2^0 = F_2 U; \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} U = 2 N^{-1} (\xi_{11} I_1^0 + \xi_{12} U_2^0), \\ I = 2 N^{-1} (\xi_{21} U_1^0 + \xi_{22} I_2^0), \end{cases} \quad (14)$$

где

$$\{U, I\} = \exp(-i\Gamma z_1) C_+(z_1) \pm \exp(-i\Gamma z_1) C_-(z_1), \quad (15)$$

знак (+) соответствует напряжениям U , а знак (—) — токам I ; $\Gamma = \text{diag}\{\Gamma_m\}$ — диагональная матрица коэффициентов распространения собственных волн;

$$U^0 = \begin{pmatrix} U_1^0 \\ U_2^0 \end{pmatrix}, \quad I^0 = \begin{pmatrix} I_1^0 \\ I_2^0 \end{pmatrix}; \quad (16)$$

напряжения и токи U^0, I^0 связаны с коэффициентами возбуждения собственных волн свободного канала Флоке $C_\pm^0(z_1)$ соотношениями, аналогичными (15), где $\Gamma_0 = \text{diag}\{\Gamma_m^0\}$ — матрица коэффициентов распространения этих волн;

$$\xi_{1i} = \left\| \int_0^{d_x} [\mathbf{e}_{in}^0, \mathbf{h}_{m'}^0] \mathbf{z}^0 dx \right\|, \quad (17)$$

$$\xi_{2i} = \left\| \int_0^{d_x} [\mathbf{h}_{in}^0, \mathbf{e}_{m'}^0] \mathbf{z}^0 dx \right\|, \quad (18)$$

индекс $i=1$ соответствует E -волнам, а $i=2$ — H -волнам;

$$\begin{aligned} F_1 &= \left\| \frac{1}{d_x} \int_0^{d_x} (\mathbf{h}_{m\perp}^0, \mathbf{h}_{1n'\perp}^0) dx \right\|, \\ F_2 &= \left\| \frac{1}{d_x} \int_0^{d_x} (\mathbf{e}_{m\perp}^0, \mathbf{e}_{2n'\perp}^0) dx \right\|. \end{aligned} \quad (19)$$

Значения $C_\pm^0(z_1)$ связаны между собой соотношениями

$$C_-^0(z_1) = R C_+^0(z_1), \quad (20)$$

где $R = \text{diag}\{R_m\}$ — диагональная матрица коэффициентов отражения от защитного диэлектрического покрытия.

Отсюда

$$U^0 = Y U^0, \quad (21)$$

где

$$Y = \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix} = [E - e^{i2\Gamma z_1} R] [E + e^{i2\Gamma_0 z_1} R]^{-1}$$

— диагональная матрица проводимостей защитного покрытия. Подставляя U и I из (14) в (13), найдем напряжения

$$U^0 = 2 A^{-1} F, \quad (22)$$

где

$$A = E + \begin{pmatrix} 2 F_1 N^{-1} \xi_1 \\ 2 F_2 N^{-1} \xi_2 \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \end{pmatrix}, \quad (23)$$

$$\xi_1 = (y_1 \xi_{11}; \xi_{12}), \quad \xi_2 = (\xi_{21}; y_2 \xi_{22}).$$

Используя соотношения (22), (14) и (15), нетрудно получить ис-комую матрицу обратного рассеяния

$$S = \exp(-i\Gamma z_1) \tilde{S} \exp(-i\Gamma z_1), \quad (24)$$

где

$$\tilde{S} = -E + 4 N^{-1} \xi_1 A^{-1} F. \quad (25)$$

Матрицы в выражении (25) имеют явно выраженную главную диагональ и могут быть усечены при вычислениях. Интегралы (17)–(19) выражаются в элементарных функциях. Решение (25) для матрицы S быстро сходится при увеличении числа учитываемых собственных волн, одинакового для обеих областей — $z < z_1$ и $z > z_1$. Сходимость матрицы иллюстрируется рис. 3,а, где представлены значения $\tilde{S}^{E_{12}}$ вблизи резонанса, обусловленного выходом второй E -волны из режима отсечки (рис. 3,б), в зависимости от числа собственных волн N . Параметры структуры: $d_x = 0,6\lambda$, толщина однослоиной подложки $\delta = 0,1\lambda$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 2,56$, защитное покрытие отсутствует.

Знание тензорной функции Грина \hat{G} пространственного волновода (11) решает задачу определения электрического поля, создаваемого заданными сторонними токами:

$$\mathbf{E} = \int_{V_1} (\hat{G}, \mathbf{j}) dV', \quad (26)$$

где V_1 — область пространственного волновода, занятая токами.

Перейдем ко второму этапу решения задачи: составлению интегрального уравнения для определения плотности токов на проводящих элементах излучателей.

Как известно [6], интегральное представление (26) не может быть непосредственно использовано для составления интегрально-го уравнения относительно плотности токов на основе граничных условий на идеальных проводниках излучателя:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{E}^{ct} \text{ на поверхности } S. \quad (27)$$

Функция Грина $\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, которая представляет собой поле электрического диполя, имеет неинтегрируемую особенность при $\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}$, поэтому интеграл (26) становится расходящимся при переносе точки наблюдения на поверхность S .

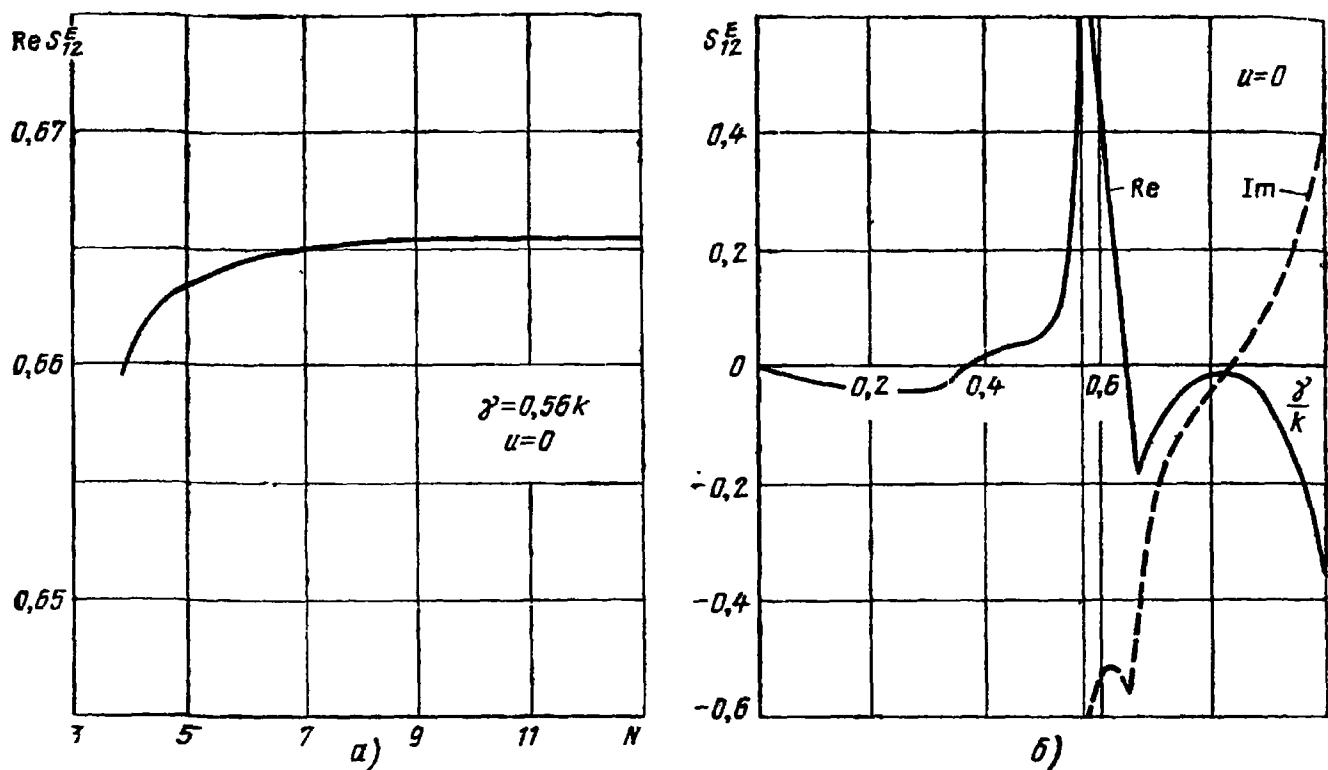


Рис. 3

Прямое применение метода Галёркина для определения распределения токов на основе соотношений (26), (27) может быть формально обосновано как замена граничного условия (27) уравнением баланса комплексной мощности излучателя [3]. Однако этот подход приводит к сходимости решения лишь в интегральном смысле, что не позволяет определить истинное распределение тока излучателя.

Интегральное уравнение может быть сформулировано, если воспользоваться методом интегрального уравнения для заряда [7].

Перейдем к новой неизвестной функции ρ , проекции которой

$$\rho_y = \frac{i}{\omega} \frac{\partial j_y}{\partial y}, \quad \rho_z = \frac{i}{\omega} \frac{\partial j_z}{\partial z} \quad (28)$$

могут быть названы проекциями «заряда», поскольку $\rho_y + \rho_z = \frac{i}{\omega} \operatorname{div} \mathbf{j} = \rho$ — плотность заряда на проводниках излучателя.

Проинтегрируем в (26) слагаемые, содержащие j_y по частям по координате y , а слагаемые, содержащие j_z , по частям по координате z . Учитывая, что границы проводящих элементов состоят из отрезков, параллельных осям координат, а в силу условий на ребре нормальная компонента тока $j_n = 0$ на контуре проводящих эле-

ментов, получим представление электрического поля через «заряд»:

$$\mathbf{E} = i\omega \int_{V_1} (\hat{\mathbf{G}}', \rho) dV'. \quad (29)$$

Здесь проекции тензора $\hat{\mathbf{G}}'$:

$$G'_{ux} = \int_{x'_0}^{x'} G_{ux} dx', \quad G'_{uy} = \int_{y'_0}^{y'} G_{uy} dy', \quad G'_{uz} = \int_{z'_0}^{z'} G_{uz} dz', \quad (30)$$

где индекс u последовательно принимает значения x, y, z , а x'_0, y'_0, z'_0 — произвольны.

Границные условия (27) могут быть заменены эквивалентными граничными условиями

$$\left. \begin{aligned} \int_{y_0}^y E_y dy - C_y(z) &= - \int_{y_0}^y E_y^{\text{ct}} dy \stackrel{\Delta}{=} F_y \\ \int_{z_0}^z E_z dz - C_z(y) &= - \int_{z_0}^z E_z^{\text{ct}} dz \stackrel{\Delta}{=} F_z \end{aligned} \right\} \text{на поверхности } S. \quad (31)$$

где $C_y(z), C_z(y)$ — постоянные интегрирования.

Подставляя (31) в (29), получаем интегральное уравнение для «заряда» на проводниках излучателя:

$$i\omega \int_S (\hat{\mathbf{G}}'', \rho_s) dS' = \mathbf{F} + \mathbf{C} \text{ на поверхности } S, \quad (32)$$

где ρ_s — поверхностная плотность «заряда», соответствующая объемной плотности ρ .

Для определения неизвестной постоянной интегрирования $\mathbf{C} = y^0 C_y(z) + z^0 C_z(y)$, являющейся функцией точки на контуре проводящего элемента $\mathbf{C} = \mathbf{C}(l)$, необходимо привлечь дополнительное условие равенства нулю нормальной составляющей тока на краю каждого проводящего элемента излучателя:

$$\int (\rho_s, d\mathbf{n}) = 0. \quad (33)$$

Интегрирование ведется по нормали к контуру проводящего элемента в пределах от одного до другого края проводящего элемента. Компоненты тензора $\hat{\mathbf{G}}''$ имеют вид:

$$G''_{yy} = \int_{y_0}^y \int_{y'_0}^{y'} G_{yy} dy dy', \quad G''_{yz} = \int_{y_0}^y \int_{z'_0}^{z'} G_{yz} dy dz' \text{ и т. д.} \quad (34)$$

Используя то обстоятельство, что $\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ представляет собой электрическое поле диполя, нетрудно установить, что ядро полученного интегрального уравнения (34) имеет интегрируемую особенность типа $1/|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ при совпадении аргументов.

Кроме этой «полезной» особенности, позволяющей регуляризировать решение задачи, ядро (34) может иметь еще нежелательную особенность при

совпадении r' (или r) с точкой, соответствующей нижнему пределу интегрирования. Для устранения этой особенности достаточно выбрать произвольные величины y_0, z_0, y'_0, z'_0 таким образом, чтобы соответствующие им точки не принадлежали проводящим элементам излучателя S .

Освобождаясь теперь в (32) от интегрирования по зеркальному изображению источников с помощью соотношения

$$\rho_S(-z) = -\rho_S(z), \quad (35)$$

подставляя в (34) выражения для тензора Грина (11) и выполняя интегрирование, можно получить следующее выражение для ядра интегрального уравнения для «заряда»:

$$G''_{uv}(r, r') = K_{uv}(r, r') - K_{uv} \Big|_{v'=v'_0} - K_{uv} \Big|_{u=u_0} + K_{uv} \Big|_{\substack{u=u_0 \\ v=v'_0}}, \quad (36)$$

$$u, v = x, y, z,$$

где K_{uv} — проекции тензора

$$\begin{aligned} \hat{K}(r, r') = & 2i e^{\Gamma T} \sin[\Gamma \min(z, z')] N^{-1} \exp[-i\Gamma \max(z, z')] e^{\Gamma'} - \\ & - 2z^0 z'^0 \min(z, z') [e_z^{\Gamma T} N^{-1} e_z' + \delta(x-x') \delta(y-y')/i\omega\varepsilon] + \\ & + 4e^{\Gamma T} i \sin(\Gamma z) S(E+S)^{-1} N^{-1} i \sin(\Gamma z') e^{\Gamma'}, \end{aligned} \quad (37)$$

где $e_{\pm} = \{e_{\pm m}\}$, $e^{\Gamma} = e^{\pm i\Gamma z} E_{\pm}^{\Gamma}$, E_{\pm}^{Γ} — вектор-столбец, пространственные проекции которого получаются интегрированием собственных волн пространственного волновода:

$$E_{u\pm}^{\Gamma} = \int_u E_{u\pm} du, \quad u = x, y, z.$$

В выражении (37) дельта-функция компенсируется дельта-функцией, скрытой в разложении $e_z^{\Gamma T} N^{-1} e_z'$. Для улучшения сходимости рядов целесообразно явную δ -функцию также разложить по собственным волнам пространственного волновода. В частности, можно использовать разложение

$$\delta(x-x') \delta(y-y') = h_y^T N^{-1} e_x' - h_x^T N^{-1} e_y'. \quad (38)$$

Таким образом, проведенная замена неизвестной функции и преобразование граничных условий позволили понизить особенность ядра и получить интегральное уравнение для «заряда» (32) с полярным ядром.

Переходя к численному решению интегрального уравнения для «заряда», заимствуем из метода саморегуляризации [8] идею использования особенности в ядре для регуляризации решения.

Применим для численного решения интегрального уравнения метод моментов с локальными базисными функциями метода конечных элементов [9]. Учитывая характер границ проводящих элементов излучателя в виде прямоугольной ломаной линии, целесообразно воспользоваться разбиением проводящих элементов на прямоугольники ΔS_q (см. рис. 1, б).

При достаточно мелком разбиении наличие особенности в ядре приведет к тому, что диагональные коэффициенты системы линейных уравнений будут преобладать над недиагональными коэффициентами, что и позволяет получить устойчивое решение.

Сходимость рядов гарантирована при любой, в том числе нулевой, степени кусочно-полиномиальной аппроксимации проекций «заряда». Однако для улучшения качества аппроксимации можно использовать кусочно-линейную аппроксимацию и соответственно линейные базисные функции в пределах прямоугольников [9].

После того как базисные функции выбраны, распределение «заряда» представляется в виде

$$\rho_s = \sum_{q=1}^Q x_q \Phi_q, \quad (39)$$

где x_q — значения «заряда» в узлах; Φ_q — базисные функции.

Неизвестную постоянную интегрирования, заданную на границе проводящих элементов, $\mathbf{C}(l)$ разложим по системе базисных функций $\eta_{q'}(l)$, полученных интегрированием базисных функций Φ_q по координате, ортогональной контуру проводящего элемента:

$$\mathbf{C}(l) = \sum_{q'=1}^R c_{q'} \eta_{q'}(l), \quad (40)$$

$$\eta_{q'}(l) = \int (\Phi_q(l, n), d\mathbf{n}). \quad (41)$$

Число различных базисных функций $\eta_{q'}$ существенно меньше, чем число базисных функций Φ_q : $R \ll Q$.

Подставляя (39), (40) в уравнение (32) и проектируя его на весовые функции Ψ_p , в качестве которых возьмем также базисные функции метода конечных элементов, сведем интегральное уравнение (35) к линейной алгебраической системе

$$Ax = f + Bc, \quad (42)$$

где $x = \{x_q\}_{q=1}^Q$ — вектор-столбец неизвестных узловых значений «заряда»; A — матрица коэффициентов,

$$a_{pq} = -\omega^2 \int_{\Delta S_p} \int_{\Delta S_q} (\Psi_p, (\hat{\mathbf{G}}'', \Phi_q)) dS' dS, \quad (43)$$

$f = \{f_p\}_{p=1}^P$ — столбец свободных членов,

$$f_p = i\omega \int_{\Delta S_p} (\mathbf{F}, \Psi_p) dS, \quad (44)$$

$c = \{c_{q'}\}_{q'=1}^R$ — вектор-столбец неизвестных узловых значений постоянной интегрирования $\mathbf{C}(l)$, B — матрица коэффициентов,

$$b_{pq} = i\omega \int_{\Delta S_p} (\Psi_p, \eta_{q'}) dS. \quad (45)$$

Размерность матрицы $B = P \times R$, ранг равен R .

Для уменьшения числа необходимых базисных функций число весовых функций не обязательно совпадает с числом базисных

функций $Q \leq P$. В случае $Q < P$ система (42) становится переопределенной относительно неизвестного x и в качестве ее решения целесообразно принять нормальное квазирешение [10]. Это соответствует приближенному удовлетворению граничных условий в среднеквадратическом смысле.

Умножая (42) на эрмитово-сопряженную матрицу A^+ , получаем систему с квадратной матрицей

$$A^+ A x = A^+ (f + B c), \quad (46)$$

решение которой всегда существует и является квазирешением системы (42) [10]:

$$x = A^\Psi (f + B c), \quad (47)$$

где

$$A^\Psi = (A^+ A)^{-1} A^+ \quad (48)$$

— псевдообратная матрица. При $P = Q$ матрица $A^\Psi = A^{-1}$. Для определения неизвестного вектора c используем дополнительное условие (33). Подставляя в него разложение «заряда» (39) и проектируя на весовые функции Ψ_p , получаем:

$$\sum_{q=1}^Q x_q b_{pq} = 0, \quad p = 1, 2, \dots, P. \quad (49)$$

Среди этих уравнений независимыми являются только R уравнений. Выбирая эти уравнения, запишем (49) в матричном виде:

$$B' x = 0, \quad (50)$$

где B' — матрица коэффициентов $b_{p'q}$ (45), размерности $R \times Q$ ранга R . При $P = Q$ $B' = B^T$.

Подставив решение (47) в дополнительное условие (50), получим систему уравнений для вектора-столбца c

$$(B' A^\Psi B) c = -B' A^\Psi f. \quad (51)$$

Матрица $(B' A^\Psi B)$ не вырождена, и, следовательно, уравнение (51) имеет решение

$$c = -(B' A^\Psi B)^{-1} B' A^\Psi f. \quad (52)$$

Подставляя его в (47), получаем решение для вектор-столбца узловых значений «заряда»

$$x = (A^\Psi - A^\Psi B (B' A^\Psi B)^{-1} B' A^\Psi) f. \quad (53)$$

После того как получены узловые значения «заряда», нетрудно найти все параметры антенной решетки аналогично тому, как это сделано, например, в [2, 3]. Остановимся для примера только на расчете входного сопротивления.

Для расчета входного сопротивления целесообразно воспользоваться интегральным выражением

$$Z_{bx} = 2 \dot{P} / |I_0|^2, \quad (54)$$

где I_0 — ток в точке питания, который находится при известном «заряде» интегрированием (39), а

$$\dot{P} = - \int_S (\mathbf{j}_S^*, \mathbf{E}) dS \quad (55)$$

— комплексная мощность.

Удобно выразить комплексную мощность через «заряд». Интегрируя по частям и освобождаясь от интегрирования по зеркальному изображению источников аналогично выводу интегрального уравнения для «заряда», найдем, что

$$\dot{P} = \omega^2 \int_S \int_S (\rho_S^*, (\hat{\mathbf{G}}'', \rho_S)) dS' dS. \quad (56)$$

Подставляя сюда разложение «заряда» по базисным функциям (39), выразим комплексную мощность через узловые значения «заряда»:

$$\dot{P} = -x^T A' x, \quad (57)$$

где A' — матрица с коэффициентами (43), но при $\Phi_p = \Psi_p$. Если весовые конечные элементы получены дополнительным дроблением базисных конечных элементов, то

$$\Phi_q = \sum_p \beta_{pq} \Psi_p, \quad (58)$$

где β_{pq} — значения $|\Phi_q|$ в узлах Ψ_p . В этом случае $A' = BA$, где $B = \|\beta_{pq}\|$. При $P = Q$, очевидно, $A' = A$.

Аналогично через «заряд» могут быть выражены и другие характеристики антенной решетки.

Приведенный метод был положен в основу разработки программ для расчета различных типов продольных печатных излучателей.

Проведенные тестовые расчеты распределения тока на линейных ленточных вибраторах при учете одной компоненты тока и возбуждении вибраторов сторонними электродвижущими силами в узком зазоре согласуются с известными результатами расчета распределения тока на линейных вибраторах при отсутствии диэлектрика. При расчете использовались кусочно-постоянные и кусочно-линейные базисные конечные элементы вдоль тока и кусочно-постоянные — в поперечном направлении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мейлукс Р. Дж. Теория и техника ФАР. — ТИИЭР, 1983, т. 70, № 3, с. 196.
2. Инденбом М. В., Филиппов В. С. Анализ и оптимизация директорных излучателей в плоской антенной решетке. — Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1979, т. 22, № 2, с. 34—41.
3. Филиппов В. С. Характеристики печатных излучателей в плоских ФАР. — Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1981, т. 24, № 2, с. 41—48.
4. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток: Пер. с англ./Под ред. Г. Т. Маркова, А. Ф. Чаплина. — М.: Мир, 1974. — 345 с.
5. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. — М.: Сов. радио, 1957. — 526 с.
6. Хёнл Х., Мауэ А., Вестфаль. Теория дифракции: Пер. с нем./Под ред. Г. Д. Малюжинца. — М.: Мир, 1964 — 224 с.

7. Филиппов В. С., Сапожников А. А. Метод заряда в задаче математического моделирования печатных излучателей. — В кн.: Машиное проектирование устройств и систем СВЧ/Под ред. В. В. Никольского. — М.: МИРЭА, 1982, с. 136—148.
8. Захаров Е. В., Пименов Ю. В. Численный анализ дифракции радиоволн. — М.: Радио и связь, 1982. — 124 с.
9. Деклу Ж. Метод конечных элементов. — М.: Мир, 1976. — 350 с.
10. Воеводин В. В. Вычислительные основы линейной алгебры. — М.: Наука, 1977. — 262 с.

УДК 621.396:677.494.001.5

Б. А. ПАНЧЕНКО, С. Т. КИЯЗЕВ

Исследование антенных решеток высокодобротных полосковых излучателей

Микрополосковые излучатели (рис. 1,*a*), благодаря ряду достоинств, широко используют при построении антенных решеток различного назначения. Однако полоса рабочих частот таких излучателей зависит от толщины подложки и ее диэлектрической проницаемости и обычно ограничивается единицами процентов [1]. Кроме того, тепловые потери в металле и диэлектрике, а также поверхностные волны, возбуждаемые в структуре, приводят к заметному снижению эффективности излучения микрополосковых антенн [2]. Одним из путей расширения полосы пропускания элемента решетки и снижения потерь является использование излучателей, выполненных на базе высокодобротной полосковой линии (рис. 1,*b*, *c*).

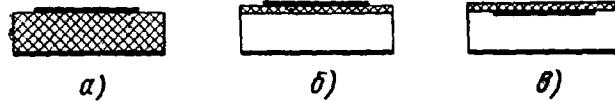


Рис. 1

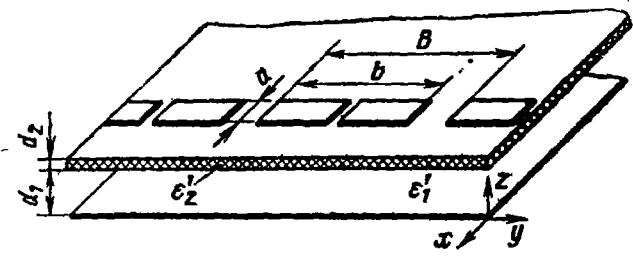


Рис. 2

В данной работе рассматриваются результаты исследований характеристик вибраторов и прямоугольных излучателей, выполненных на базе высокодобротной полосковой линии в составе бесконечной полосковой ФАР. Исследования выполнены путем численных расчетов входного сопротивления элемента решетки.

Для косинусоидального распределения тока на вибраторе линейной решетки полосковых излучателей (рис. 2) вариационным методом с использованием функций Грина для многослойных областей [3] получено следующее выражение для расчета входного сопротивления вибратора:

$$Z_{\text{ax}} = \frac{1}{\pi B} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{S_n^2}{k_x^2 + k_y^2} \left\langle \frac{k_x^2}{\overleftrightarrow{Y}^H(z_i)} + \frac{k_y^2}{\overleftrightarrow{Y}^E(z_i)} \right\rangle dk_x,$$

где

$$S_n = \frac{2b}{\pi} \frac{\sin(k_x a/2)}{k_x a/2} \frac{\cos(k_y b/2)}{1 - (k_y b/\pi)^2};$$

$$k_y = \frac{2\pi n}{B} - k_0 \sin \theta; \quad k_0 = 2\pi/\lambda_0,$$

λ_0 — длина волны в свободном пространстве; θ — угол фазирования антенной решетки;

$$\overleftrightarrow{Y}^{E,H}(z_i) = \overleftarrow{Y}^{E,H}(z_i) + \overrightarrow{Y}^{E,H}(z_i),$$

$i=1$ для структуры, изображенной на рис. 1,*a*; $i=2$ для структуры, изображенной на рис. 1,*b*;

$$\overleftarrow{Y}^{E,H}(z_1) = -j Y_1^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_1 d_1;$$

$$\overleftarrow{Y}^{E,H}(z_2) = Y_2^{E,H} \frac{\overleftarrow{Y}^{E,H}(z_1) \operatorname{ctg} \gamma_2 d_2 + j Y_2^{E,H}}{Y_2^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_2 d_2 + j \overleftarrow{Y}^{E,H}(z_1)};$$

$$\overrightarrow{Y}^{E,H}(z_2) = Y_3^{E,H}, \quad Y_i^E = \frac{\omega \epsilon_i}{\gamma_i}, \quad Y_i^H = \frac{\gamma_i}{\omega \mu_i};$$

$$\overrightarrow{Y}^{E,H}(z_1) = Y_2^{E,H} \frac{\overrightarrow{Y}^{E,H}(z_2) \operatorname{ctg} \gamma_2 d_2 + j Y_2^{E,H}}{Y_2^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_2 d_2 + j \overrightarrow{Y}^{E,H}(z_2)};$$

$$\gamma_i = \sqrt{k_i^2 - k_x^2 - k_y^2};$$

$$= k_0 \sqrt{\epsilon_i}.$$

Полосковые антенны резонаторного типа прямоугольной конфигурации исследовались с использованием следующей математической модели: излучение антенны заменяется излучением листка поверхностного электрического тока, распределение которого в одной плоскости равномерное, а в другой — косинусоидальное [4]. Для такого распределения тока определяется сопротивление излучения элемента ФАР, как это было уже сделано. Входное сопротивление излучателя в точке подключения питающего фидера определяется путем пересчета с использованием теории длинных линий с потерями [5].

Численная реализация алгоритма расчета импедансных характеристик излучателей, выполненных на базе высокодобротной полосковой линии, проведена на языке Фортран для ЭВМ БЭСМ-6.

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчетов зависимости резонансной длины полоскового вибратора от значения диэлектрической проницаемости подложки ϵ'_2 и ее толщины d_2 для двух конфигураций излучающей структуры: когда диэлектрическая подложка расположена под вибратором (рис. 3) и над вибратором

(рис. 4). Из графиков следует, что присутствие диэлектрической подложки, толщина которой составляет всего 5% от общей высоты подвеса излучателя над экраном, оказывает заметное влияние на резонансную длину полоскового вибратора. Причем это влияние более выражено, когда подложка расположена между экраном и излучателем.

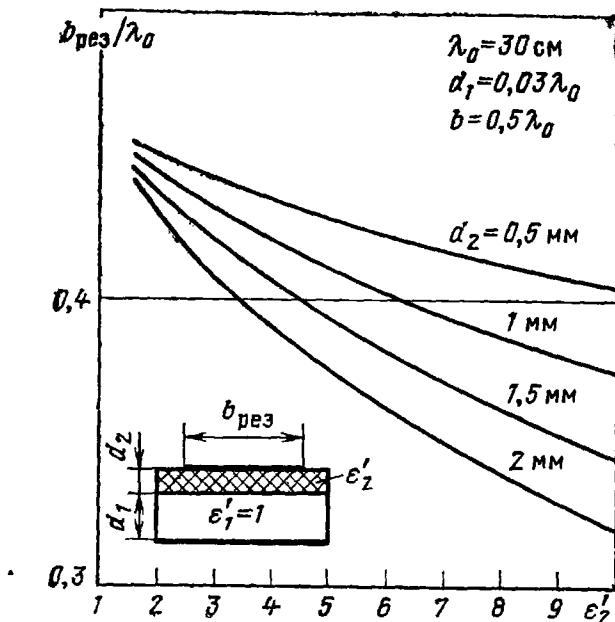


Рис. 3

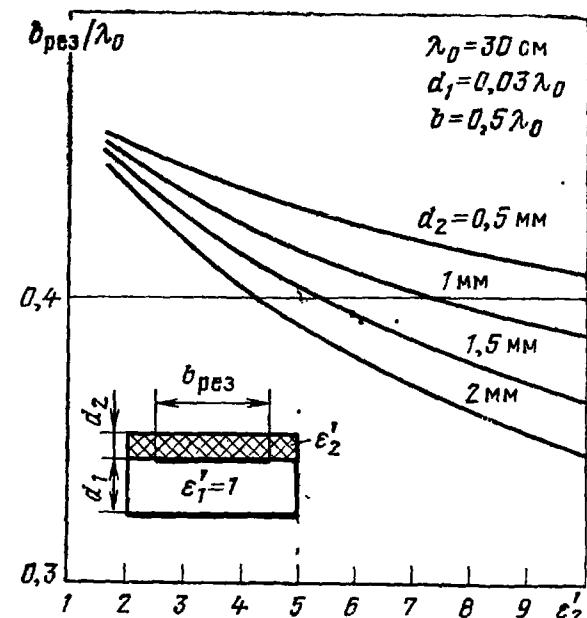


Рис. 4

Для исследования широкополосности высокодобротных полосковых излучателей в составе линейной ФАР были рассчитаны зависимости ширины полосы рабочих частот $2\Delta f$ (по уровню КСВ ≤ 2) от относительного размера d_1/λ_0 . Результаты расчетов для вибратора изображены на рис. 5, для прямоугольных полосковых излучателей — на рис. 6. Расчеты показали, что оба варианта

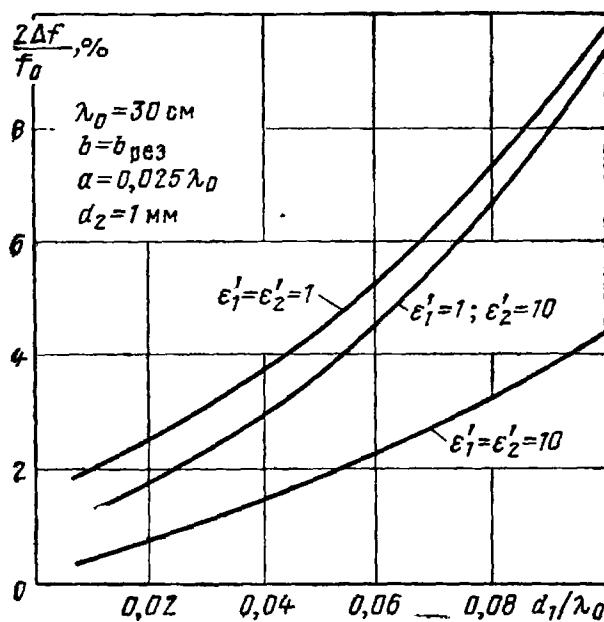


Рис. 5

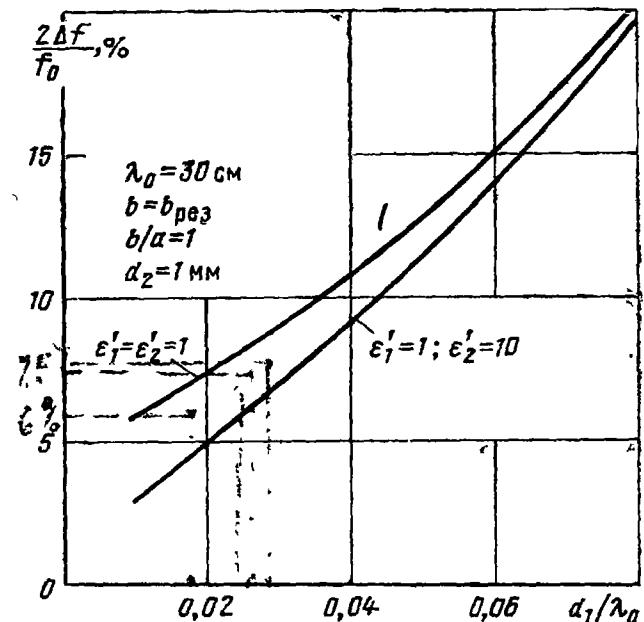


Рис. 6

размещения подложки над и под вибраторами с точки зрения широкополосности практически равнозначны. Как следует из рис. 5 и 6, полоса пропускания полосового излучателя при фиксированной толщине диэлектрической подложки зависит не только от высоты подвеса излучателя над экраном, но и от значения диэлектрической проницаемости подложки ϵ'_2 (на рис. 5 и 6 приведены только граничные кривые для $\epsilon'_2=1$ и $\epsilon'_2=10$), причем выигрыш в широкополосности излучателей, выполненных на базе высоко-добротной полосковой линии по сравнению с излучателями, выполненными на микрополосковой линии, значительный (см. рис. 5).

Для большей наглядности все представленные графики были рассчитаны для центральных частот 1 ГГц и стандартных толщин диэлектрических подложек. При расчетах полагалось, что диэлектрический материал имел значение тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta = 5 \cdot 10^{-4}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нефедов Е. И., Фиалковский А. Т. Полосковые линии передачи. — М.: Наука, 1980. — 312 с.
2. Князев С. Т., Панченко Б. А., Шабунин С. Н. Характеристики излучения вибраторов и вибраторных антенных решеток, выполненных на базе полосковой линии. — В сб. научно-методических статей по прикладной электродинамике. — М.: Высшая школа, 1983, с. 188—216.
3. Панченко Б. А. Функции Грина—Максвелла для многослойных областей. Ч. 2. — В сб.: Проблемы повышения эффективности и качества радиотехнических систем. — Свердловск, изд. УПИ им. С. М. Кирова, 1980, вып. 3, с. 60—62.
4. Bailey M. C., Deshpande M. D. Integral equation formulation of microstrip antennas. — IEEE Trans. Antennas and Propag., 1982, vol. 30, N 4, p. 651—656.
5. Марков Г. Т. Антенны. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1960. — 535 с.

УДК 621.396.677.32

А. Ф. ЧАПЛИН, М. Д. БУЧАЦКИЙ, М. Ю. МИХАИЛОВ

Синтез решеток пассивных вибраторов

Решетки пассивных вибраторов (РПВ), в частности директорные антенны (ДА), широко используют в антенной технике как в качестве отдельной антенны, так и элемента больших антенных решеток (АР). Ввиду преимуществ РПВ интерес к ним в последнее время значительно возрос. Однако, как следует из результатов теоретических и экспериментальных исследований, которые проводятся уже на протяжении многих лет, такие АР обладают неиспользуемыми потенциальными возможностями. Цель данной статьи — по возможности указать на основные направления и подходы к решению задач синтеза РПВ, а также привести результаты исследований.

В ряде работ рассматривались бесконечные или длинные РПВ с эквидистантным расположением вибраторов вдоль оси. Длины вибраторов были одинаковыми (каноническая ДА) или же изменились по определенному закону, чаще всего по линейному. Такие ДА настраивались изменением длины вибраторов при постоянном периоде решетки или изменением периода решетки при фиксированной длине вибраторов. Таким образом, в указанных случаях варьируемым параметром была только длина вибраторов или период решетки.

Значительно лучшие результаты были получены, когда длины вибраторов были неодинаковыми и линейно уменьшались по мере удаления от активного вибратора, хотя период АР оставался постоянным. Однако такое уменьшение длин вибраторов может вызвать уменьшение эффективной излучающей длины ДА, поскольку вблизи конца антенны длины вибраторов могут оказаться слишком короткими.

В ряде работ исследовались частотные свойства ДА. В частности, показано, что частотная перестройка ДА может быть достигнута не только за счет изменения длины вибраторов и расстояний между ними, но и за счет изменения угла между вибраторами и осью антенны. Показателем качества в этих работах являлась фазовая скорость волны, распространяющейся вдоль осевого направления ДА, что не позволило получить точной зависимости этой скорости от изменения параметров структуры антенны, так как анализ был приближенным и обеспечивал приемлемую точность только для случая однородной бесконечной или длинной ДА.

В [1] экспериментальным путем улучшены характеристики ДА за счет изменения расстояний между соседними элементами решетки по линейному и синусоидальному законам. На основе обобщенных экспериментальных данных [2], полученных при исследовании канонической ДА, построены графические зависимости коэффициента усиления такой антенны от ее геометрии: длины директоров, расстояния между соседними директорами, радиуса вибраторов, общей длины антенны при эквидистантном расположении директоров, что дает возможность выбрать оптимальные размеры канонической ДА и тем самым обеспечить высокое усиление антенны. В частности, делается вывод, что брать расстояния между соседними вибраторами, большими $0,4\lambda$, и общую длину ДА больше $6,0\lambda$ нецелесообразно, так как это не ведет к дальнейшему увеличению усиления.

Несомненно, что учет подобных замечаний и ряд других рекомендаций, таких как выбор числа элементов АР [2, 3], способ монтажа и установки антенны [4, 5], а также ее практическая настройка [4—7] позволяют более полно использовать потенциальные возможности таких антенн. Из результатов, полученных экспериментальным подбором размеров ДА [3—7], следует, что изменяя длину вибраторов и расстояния между ними, можно существенно улучшить их характеристики. Однако, хотя экспериментальный метод синтеза является прямым способом получения ре-

альных конструкций антенн, он связан с большими трудностями. Во-первых, это необходимость создания хорошего макета и условий, которые нужны для проведения точных измерений. Во-вторых, наличие большого числа варьируемых параметров требует больших затрат времени и, кроме того, отсутствует уверенность в том, что полученные результаты являются наилучшими.

Таким образом, экспериментальная оптимизация является аналогичной методу проб. Поэтому возникает задача синтеза РПВ с помощью ЭВМ.

Впервые задача синтеза РПВ с помощью ЭВМ была поставлена как задача математического программирования в [8].

Более подробно исследовались неэквидистантные активные вибраторные решетки. Однако ввиду сложности синтеза неэквидистантных АР иногда прибегают к некоторым допущениям: пре-небрегают взаимной связью между элементами решетки; считают, что они представляют собой изотропные излучатели или что длина всех вибраторов одинакова [9]; считают также, что АР симметрична относительно своего центра. В случае РПВ такое допущение, как пренебрежение взаимной связью между ее элементами, является недопустимым, так как не будет учитываться возбуждение пассивных вибраторов с помощью активных. Но полностью раскрыть потенциальные возможности неэквидистантных АР не удалось. Это связано в первую очередь с вышеуказанными допущениями, а также с тем, что длины вибраторов были одинаковы и не изменялись в процессе оптимизации. Подробные исследования антенны, состоящей из активного и одного пассивного вибраторов, которые расположены параллельно друг другу, проведены в [10, 11], откуда следует, что наиболее сильное влияние на направленные свойства антенны оказывает пассивный вибратор, когда он находится на расстоянии $(0,2 \div 0,4)\lambda$ от активного, однако эти результаты не могут быть непосредственно перенесены на случай многовибраторной АР.

В [12] решается задача максимизации КНД ДА с помощью метода пространственных возмущений, который был специально разработан для синтеза РПВ. Заметим, что в данной работе ищутся координаты вибраторов неравной длины при строгом электродинамическом подходе при решении задачи анализа РПВ. Таким образом, не изменяя длины вибраторов, путем малых возмущений координат находят положение вибраторов, позволяющих увеличить КНД более чем на 50%.

К настоящему времени существует ряд работ, в которых даются конкретные рекомендации по выбору и настройке ДА [13—15]. Представленные в виде таблиц и графиков [13—15], номограмм и диаграмм данные существенно облегчают выбор размеров ДА. Однако следует отметить, что указанные размеры являются далеко не оптимальными по следующим причинам: во-первых, расчетные данные получены с помощью приближенных методов, например методов теории цепей; во-вторых, даются рекомендации по выбору размеров ДА, исходя из размеров оптимальной эквидистантной

ДА или из теории двух связанных — пассивного и активного вибраторов, а некоторые данные основаны на экспериментальном подборе размеров ДА или на собственном опыте конструирования таких антенн [13—15].

Наиболее простым способом регулировки направленности РПВ является изменение сопротивлений реактивных нагрузок, включенных в центре пассивных вибраторов. Расчетные данные по выбору расстояний между директорами полуволновой длины и сопротивлений реактивных нагрузок для малоэлементной ДА приведены в [16]. В [17] аналогичная задача решается численными методами оптимизации, но используется не один, как обычно, а несколько активных вибраторов, что позволяет еще больше увеличить усиление ДА. Рассматривались три случая оптимизации коэффициента усиления ДА. В первом — подбирались только сопротивления реактивных нагрузок пассивных вибраторов, составляющих эквидистантную ДА. Во втором и третьем случаях оптимизация осуществлялась изменением длин вибраторов и расстояний между ними, но во втором — рассматривалась эквидистантная ДА, а в третьем — неэквидистантная. Во всех случаях распределение тока принималось синусоидальным и расчет производился одночленным методом наводимых ЭДС, что является существенным недостатком. Теоретические [18] исследования показывают, что подбором сопротивлений реактивных нагрузок можно обеспечить высокое значение КНД ДА.

Наиболее глубоко этот вопрос рассмотрен в [19], где с целью поиска максимального КНД эквидистантной решетки из полуволновых вибраторов ввиду многоэкстремальности целевой функции были использованы различные численные методы оптимизации. Следует отметить, что подбор собственных сопротивлений вибраторов может быть осуществлен и изменением длин вибраторов. Так, в ряде работ методами нелинейного программирования решается задача оптимизации ДА изменением длин вибраторов при эквидистантном и неэквидистантном их расположении. В частности, в [20] длина активного вибратора не включена в число переменных оптимизации, так как считается, что длина этого элемента не влияет на характеристики направленности ДА. Однако, как будет показано ниже, одновременный подбор длин всех вибраторов и расстояний между ними позволяет получить значительно лучшие результаты по сравнению со случаем, когда ведется подбор только длин вибраторов [20]. Для снижения затрат машинного времени применяется модель матрицы обобщенных импедансов с помощью многомерной поверхности. По своей эффективности такой подход не вызывает сомнений, особенно на первом этапе оптимизации, когда для выбора хорошего начального приближения необходимо просмотреть всю область варьируемых параметров. Рационально использовать модель матрицы обобщенных импедансов в сочетании с периодическим проведением уточненного анализа, т. е. когда через определенное число итераций результаты будут уточняться. Работа [21] фактически является продолжением

тех исследований, которые проводились в [12], однако здесь максимум КНД достигается поочередным подбором или длин вибраторов или расстояний между ними, т. е. осуществляется двойной итерационный процесс. Отмечено, что результаты оптимизации сильно зависят от начального приближения и этот метод наиболее применим, если исходная ДА имеет высокий КНД.

Одним из существенных недостатков ДА является их сравнительно узкая рабочая полоса частот, поэтому для улучшения частотных свойств ДА приходится усложнять ее конструкцию, например использовать петлевые вибраторы, включать в центре массивных вибраторов управляемые реактивные нагрузки и ряд других приемов. Оказывается, что рабочую полосу частот ДА можно расширить и без усложнения ее конструкции, за счет подбора длин вибраторов и расстояний между ними. Среди работ, посвященных вопросам синтеза РПВ в заданной полосе частот, следует отметить [22—24]. В частности, в [22] анализ ведется с помощью приближенных соотношений, что вызывает сомнение в верности полученных результатов. Этого недостатка лишены работы [23, 24], так как здесь точный анализ ведется во всей заданной полосе частот. Несмотря на это, существенным недостатком этих работ является то, что подбираются только длины вибраторов, а расстояния между ними остаются неизменными.

Интересная постановка задачи синтеза ДА сформулирована в [25], которая заключается в том, что подбором длин вибраторов и расстояний между ними, а также подбором длин тромбонов согласующих трансформаторов, осуществляющих согласование, производится поиск максимального усиления ДА в заданной полосе частот при ограничении на ширину главного лепестка ДН. При этом предполагается одновременное использование ЭВМ и экспериментальной ДА, которые вместе образуют экстремальную систему.

До сих пор здесь рассматривались РПВ, состоящие из прямолинейных вибраторов. Однако в последнее время образовалось еще одно новое направление синтеза РПВ путем изменения конфигурации вибраторов. Из [26—29] следует, что прямолинейный вибратор обладает удовлетворительными характеристиками только в том случае, когда его длина не превосходит длину волны, а для повышения коэффициента усиления более длинные вибраторы должны иметь изогнутую форму. В [29] была определена оптимальная форма отдельного вибратора длиной $1,5\lambda$ с максимальным усилием 7 дБ.

Таким образом, подбором длин вибраторов и расстояний между ними, а также выбором оптимальной геометрии вибраторов можно существенно улучшить характеристики РПВ. Однако РПВ с прямолинейными вибраторами, которые широко применяются в антенной технике, требуют более глубоких исследований для полного раскрытия их потенциальных возможностей.

Задача синтеза геометрических параметров АР заключается в поиске оптимального значения показателя качества АР измене-

нием этих параметров в заданной области. Таким образом, задача синтеза РПВ состоит в том, чтобы за счет изменения геометрических размеров АР (длин вибраторов и расстояний между ними) получить наилучший, из возможных, показатель качества АР [максимум КНД; минимум уровня боковых лепестков (УБЛ) и ряд других показателей качества] при заданном числе вибраторов и наличии ограничений на общую длину решетки, на длины вибраторов и расстояния между ними. Иногда показатель качества АР может быть комплексным и одновременно включать в себя совокупность простых показателей качества.

Такая задача только для директорной антенны уже ставилась и решалась с помощью математического программирования при строгом электродинамическом подходе в [30]. Однако здесь показателем качества являлся КНД на резонансной частоте при контроле его значения в конечном множестве частот из заданного диапазона. Как следует из результатов оптимизации, независимым подбором длин вибраторов и расстояний между ними можно почти всегда в 1,5—2 раза увеличить КНД по сравнению с известными вариантами ДА при том же числе вибраторов.

При решении задач синтеза РПВ очень важным является вопрос, каким образом, для получения системы линейных алгебраических уравнений аппроксимировать токи в вибраторах. В настоящее время используются различные представления распределения тока вдоль вибратора: синусоидальное, полиномиальное, набором кусочно-непрерывных функций и ряд других. Однако некоторые из них приводят к задаче большой размерности и ее решение связано с существенными затратами машинного времени и объема оперативной памяти ЭВМ. Поэтому удачный выбор функций, аппроксимирующих токи в вибраторах, может обеспечить более быструю сходимость решения задачи анализа РПВ за сравнительно малое машинное время, что особенно важно при синтезе, так как в этом случае приходится проводить анализ десятки, сотни, а иногда и тысячи раз. Более того, иногда приходится проводить анализ большое число раз для определения только одного значения целевой функции задачи оптимизации, например, синтеза ДА по максимуму КНД в заданной полосе частот [30]. Таким образом, для экономии машинного времени и обеспечения достаточной для практики точности расчетов авторами были использованы в качестве пространственных гармоник степенные функции, предложенные Поповичем [31]:

$$I_i(z) = \left(1 - \frac{|z|}{l}\right)^i, \quad i = 1, M$$

и тригонометрические гармоники Кинга [32]:

$$I_1(z) = \sin [\kappa(l - |z|)],$$

$$I_2(z) = \cos \kappa z - \cos \kappa l,$$

$$I_3(z) = \cos \frac{\kappa z}{2} - \cos \frac{\kappa l}{2},$$

где $\kappa = 2\pi/\lambda$ — волновое число; l — длина плеча вибратора; M — число гармоник тока.

Необходимо отметить, что 1-я гармоника Кинга учитывается только на активном вибраторе. Как показали результаты расчетов при $M=2$ на пассивных вибраторах и $M=3$ на активном, оба вида гармоник дают практически одинаковые результаты, но предпочтительно использовать первый вид гармоник, так как они имеют более простой вид. Следует отметить, что брать $M > 3$ и M одинаковыми для активного и пассивных вибраторов нецелесообразно. Это можно показать на простом примере расчета КНД и входного сопротивления трехэлементной ДА. Так, при $M=2$ на пассивных и $M=3$ на активном вибраторах КНД = 4,71 и входное сопротивление равно $50,1 - i 6,4$ Ом, а при $M=3$ на пассивных и $M=5$ на активном вибраторах КНД = 4,75 и входное сопротивление равно $50,2 - i 5,6$ Ом. При M одинаковом и равном трем КНД = 4,72 и входное сопротивление составляет $49,6 - i 7,0$ Ом. Для гармоник Кинга получены следующие результаты: КНД = 4,71 и входное сопротивление равно $49,4 - i 3,7$ Ом. Проводя численные эксперименты на ЭВМ по расчету характеристик РПВ, приходим к выводу, что наиболее подходящим методом решения системы интегральных уравнений Галлена является метод согласования в точках, который вполне обеспечивает требуемую для практики точность расчетов.

Наиболее сложный этап синтеза РПВ — этап поиска экстремального значения показателя качества. Это связано с наличием большого числа переменных при ограничениях на их величины, а также многоэкстремальностью целевой функции.

Из-за отсутствия для данных задач методов поиска глобального экстремума приходится использовать существующие методы нахождения локальных экстремумов.

К настоящему времени существует много численных методов оптимизации, которые для очень ограниченных классов функций дают хорошие результаты, особенно при одновременном использовании нескольких методов оптимизации. Однако многие из этих методов требуют при определении направления поиска экстремума вычисления производных, что в конечном итоге ведёт к значительному возрастанию времени решения задачи синтеза. Учитывая приведенные в литературе рекомендации и исходя из собственных исследований, выбирается метод Паузлла, который весьма эффективен при решении данных задач. Достаточно заметить, что при оптимизации ДА по максимуму КНД основное увеличение КНД получается за первую итерацию поиска, что дает возможность при числе итераций до десяти получать хорошие результаты.

При поиске локального экстремума первостепенное значение имеет выбор начального приближения, который в данной задаче можно производить на основании теоретических и экспериментальных работ, например [2], посвященных анализу поведения РПВ при изменении ее геометрии. При решении задачи максимизации КНД в качестве исходной следует брать решетку с расстояниями

между элементами $(0,35 \div 0,4)\lambda$, длиной директоров приблизительно равной $0,23\lambda$ и расстоянием рефлектор-активный вибратор $0,2\lambda$. При минимизации УБЛ следует начинать с решетки, у которой расстояния между элементами линейно возрастают, а длины элементов линейно уменьшаются по мере продвижения от активного элемента к крайнему директору. При оптимизации РПВ в полосе частот расстояния между элементами следует выбирать в пределах $(0,1 \div 0,2)\lambda$, так как при уменьшении межэлементных расстояний увеличивается полоса пропускания РПВ. При комплексном показателе качества выбор начального приближения следует производить с учетом тех из вышеприведенных рекомендаций, которые касаются необходимых показателей качества.

Возможен также подход, когда вначале в некоторой области параметров проводится перебор всех экстремумов с помощью динамического программирования, а затем вблизи наиболее подходящего экстремума делается локальный поиск, например, методом Паузлла. Ниже этот подход иллюстрируется примером для трехэлементной ДА.

Авторами статьи в течение последних лет были созданы различные варианты пакетов программ для ЭВМ серии ЕС. Эти пакеты программ могут послужить основой для системы автоматизированного проектирования РПВ, реализуемых в виде плоских решеток вибраторов в свободном пространстве, над экраном, в печатном исполнении, а также недавно появившихся фотооптических антенн.

Таблица 1

Номер элемента	Длина элемента исходная	Длина элемента после оптимизации		Координата исходная	Координата после оптимизации		Номер варианта
		методом ДП	методом локального поиска		методом ДП	методом локального поиска	
1	0,268	0,242	0,245	0,0	0,0	0,0	1
2	0,238	0,212	0,253	0,155	0,114	0,100	
3	0,207	0,217	0,222	0,260	0,406	0,372	
1	0,268	0,244	0,245	0,0	0,0	0,0	2
2	0,238	0,227	0,253	0,155	0,112	0,100	
3	0,207	0,218	0,222	0,260	0,394	0,372	
1	0,268	—	0,245	0,0	—	0,0	3
2	0,238	—	0,247	0,155	—	0,099	
3	0,207	—	0,222	0,260	—	0,373	

В качестве примеров синтеза РПВ исследовались АР, состоящие из 3, 5, 8, 10, 13 элементов. Все размеры АР, приведенные в таблицах, выражены в длинах волн, а поскольку вибраторы симметричны, то указана длина только одного плеча вибратора. Значения КНД определялись по отношению к изотропному излучателю и на рисунках изображены сплошной линией, а УБЛ — штриховой. На всех рисунках диаграммы направленности в плоскости вектора \mathbf{H} изображены для исходной АР штриховой, а для оптимизированной АР сплошной линиями.

В табл. 1 приведены результаты оптимизации трехэлементной ДА по максимуму КНД в осевом направлении. Для просмотра всей допустимой области варьируемых параметров на первом этапе оптимизации был использован метод динамического программирования (ДП) [33]. Затем из найденных двух «наилучших» точек делался локальный поиск. Как видно из табл. 1, сочетание ДП и локального поиска (первые два случая) дали такой же результат, как при непосредственном использовании локального поиска. Следует заметить, что одно и то же значение КНД получено при равных геометрических размерах ДА. Частотная характеристика и ДН этой антенны изображены на рис. 1.

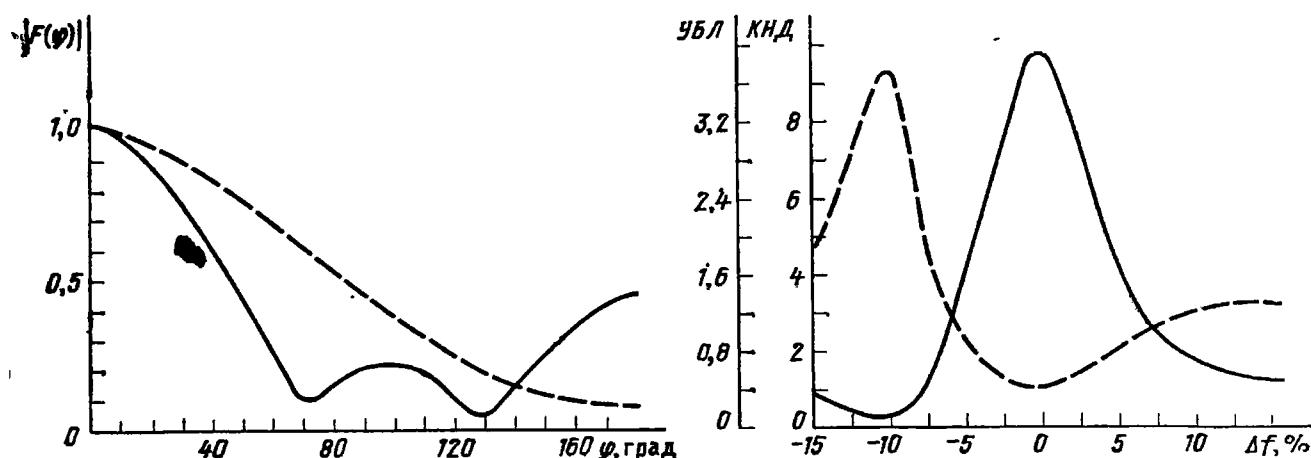


Рис. 1

В табл. 2 приведены результаты оптимизации пятиэлементной ДА по максимуму КНД и минимуму УБЛ в секторе углов 75—180°, а на рис. 2 изображены ДН этих ДА.

Результаты оптимизации по максимуму КНД в направлении 60° десятиэлементной РПВ (четвертый элемент — активный) над плоским бесконечным экраном даны в табл. 3. Отсчет угла ведется от плоскости вибраторов в плоскости вектора \mathbf{H} . Исходная АР расположена над экраном на высоте $0,157\lambda$, а оптимизированная на высоте $0,150\lambda$. Частотная характеристика и ДН изображены на рис. 3, а, б.

Проводилась оптимизация этой же решетки, расположенной над экраном на высоте $0,150\lambda$, по максимуму КНД в направлении 40° и минимуму УБЛ в секторе углов 0—10° и 120—180°. Резуль-

Таблица 2

Номер элемента	Длина элемента исходная	Длина элемента после локального поиска	Координата элемента исходная	Координата элемента после локального поиска
1	0,268	0,245	0,0	0,0
2	0,238	0,222	0,155	0,156
3	0,207	0,215	0,260	0,282
4	0,207	0,207	0,460	0,459
5	0,207	0,193	0,660	0,773

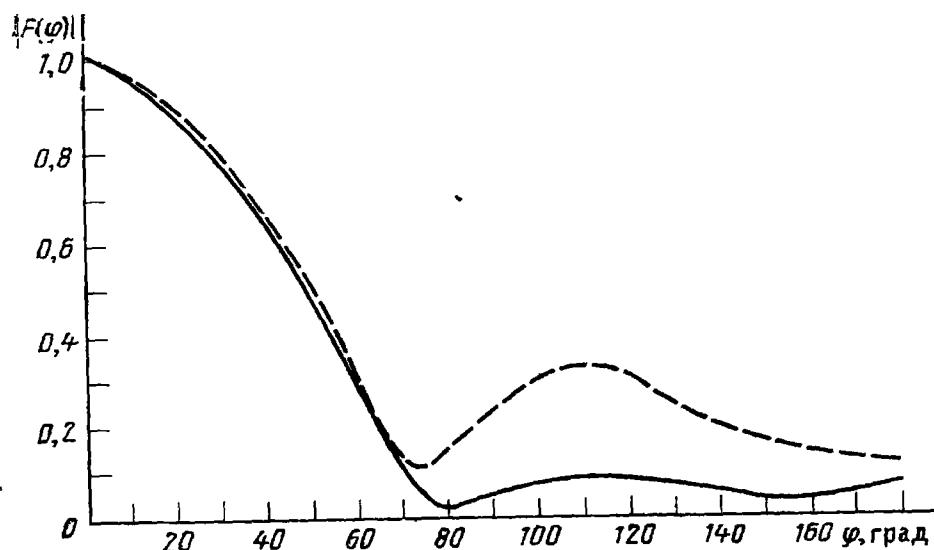


Рис. 2

таты оптимизации приведены в табл. 4 и изображены на рис. 4, а, б.

В табл. 5 приводятся результаты минимизации в полосе частот (отношение нижней частоты к верхней равно 0,8) УБЛ в сек-

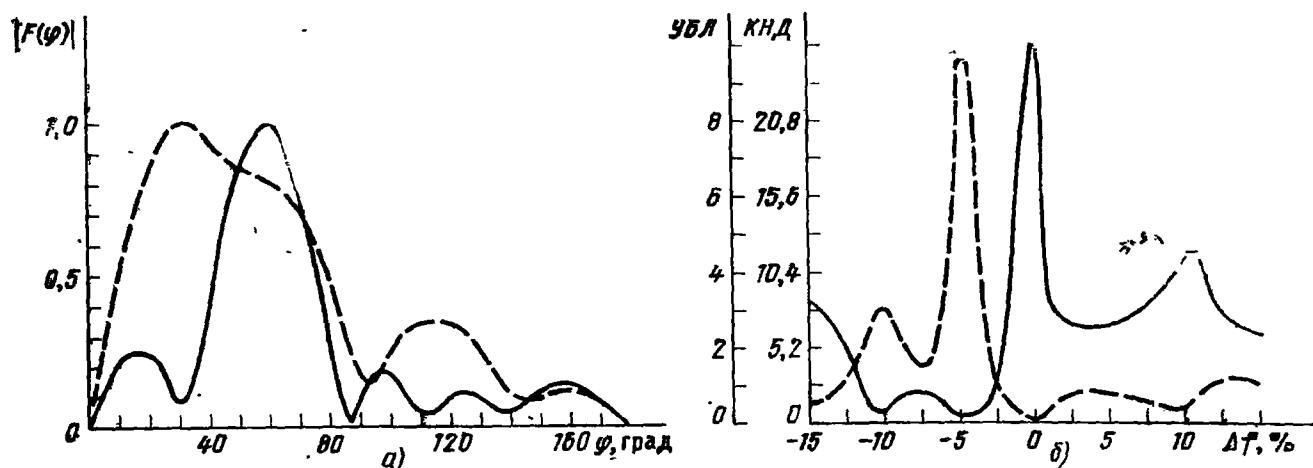


Рис. 3

Таблица 3

Номер элемента	Длина элемента исходная	Длина элемента после локального поиска	Координата элемента исходная	Координата элемента после локального поиска
1	0,250	0,283	0,0	0,0
2	0,270	0,229	0,170	0,101
3	0,300	0,247	0,320	0,220
4	0,270	0,300	0,438	0,426
5	0,230	0,100	0,542	0,596
6	0,228	0,202	0,681	0,717
7	0,224	0,227	0,839	0,849
8	0,220	0,232	1,019	1,004
9	0,216	0,225	1,226	1,249
10	0,211	0,212	1,454	1,593

Таблица 4

Номер элемента	Длина элемента исходная	Длина элемента после локального поиска	Координата элемента исходная	Координата элемента после локального поиска
1	0,250	0,200	0,0	0,0
2	0,270	0,202	0,170	0,150
3	0,300	0,201	0,320	0,450
4	0,270	0,212	0,438	0,550
5	0,230	0,207	0,542	0,659
6	0,228	0,223	0,681	0,779
7	0,224	0,222	0,839	0,909
8	0,220	0,350	1,019	1,117
9	0,216	0,231	1,226	1,327
10	0,211	0,225	1,454	1,677

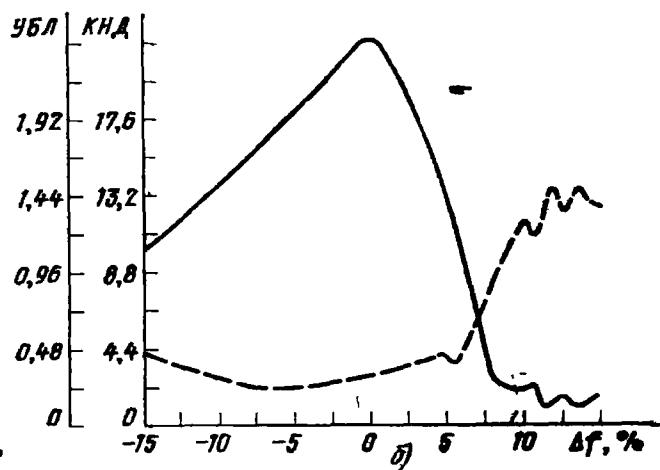
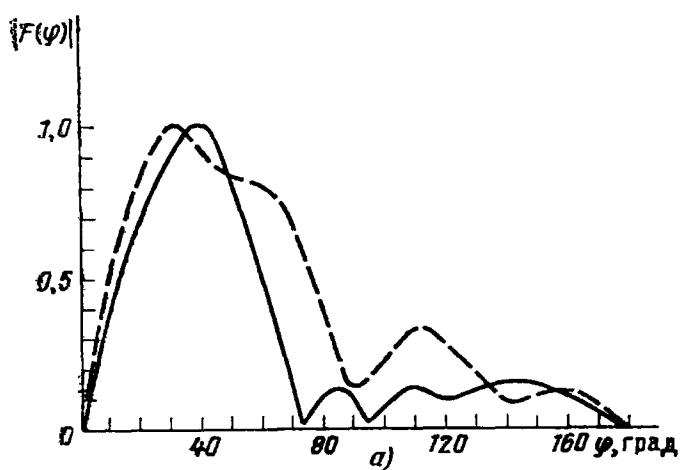


Рис. 4

торе углов $80-180^\circ$ для ДА, состоящей из восьми элементов. На рис. 5, а кривые 1 и 3 изображают ДН исходной и оптимальной ДА на верхней частоте, а кривые 2 и 4 — соответственно ДН на нижней частоте. Частотная характеристика оптимизированной ДА показана на рис. 5, б.

Результаты оптимизации в полосе частот (соотношение частот 0,76) по максимуму КНД и минимуму УБЛ в секторе углов $75-180^\circ$ для 13-элементной ДА сведены в табл. 6. На рис. 6, а изображены ДН исходной и оптимизированной ДА. Кривые 1 и 3 со-

Таблица 5

Номер элемента	Длина элемента исходная	Длина элемента после локального поиска	Координата элемента исходная	Координата элемента после локального поиска
1	0,342	0,308	0,0	0,0
2	0,270	0,243	0,218	0,100
3	0,230	0,230	0,322	0,218
4	0,228	0,235	0,461	0,338
5	0,224	0,225	0,619	0,487
6	0,220	0,223	0,799	0,648
7	0,216	0,165	1,006	0,869
8	0,211	0,178	1,234	1,066

Таблица

Номер элемента	Длина элемента исходная	Длина элемента после локального поиска	Координата исходная	Координата после локального поиска
1	0,342	0,318	0,0	0,0
2	0,270	0,265	0,218	0,106
3	0,230	0,230	0,322	0,231
4	0,228	0,232	0,461	0,351
5	0,224	0,226	0,619	0,481
6	0,220	0,223	0,799	0,635
7	0,216	0,216	1,006	0,834
8	0,211	0,208	1,234	1,044
9	0,207	0,207	1,485	1,395
10	0,203	0,212	1,763	1,689
11	0,199	0,210	2,062	1,933
12	0,196	0,199	2,385	2,227
13	0,191	0,128	2,725	2,572

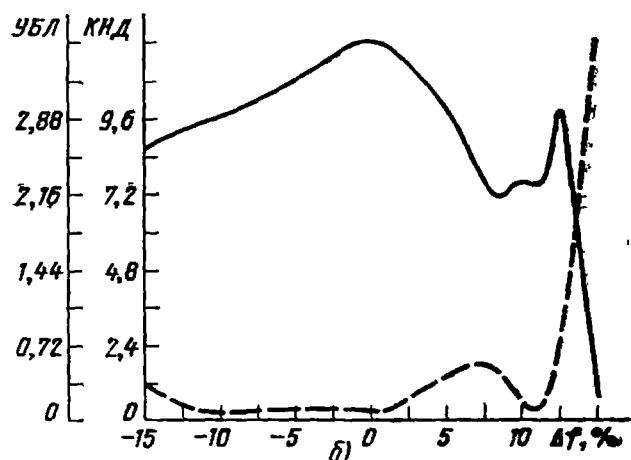
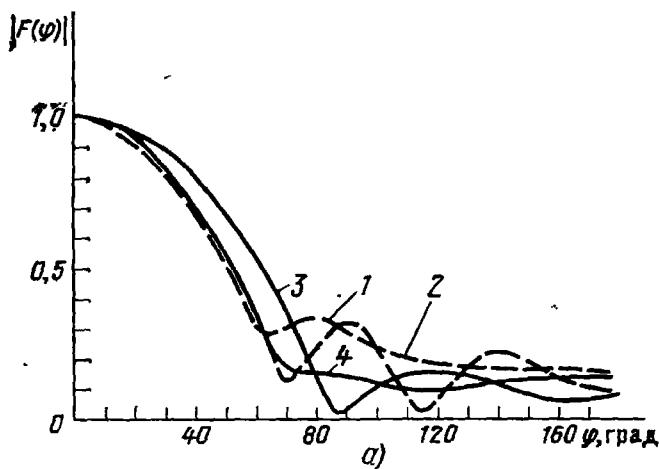


Рис. 5

ответствуют верхней частоте диапазона, а 2 и 4 — нижней. На рис. 6, б изображены частотные характеристики исходной (кривые 1 и 2) и оптимальной (кривые 3 и 4) ДА.

Указанные в табл. 5, 6 размеры соответствуют верхней рабочей частоте диапазона.

Заключение. Результаты исследований, проведенных авторами и рядом других специалистов, позволяют сделать следующие выводы:

1. Синтез РПВ на строгой электродинамической основе позволяет с помощью таких антенн получить широкий класс ДН при максимально простой конструкции самой антенны.

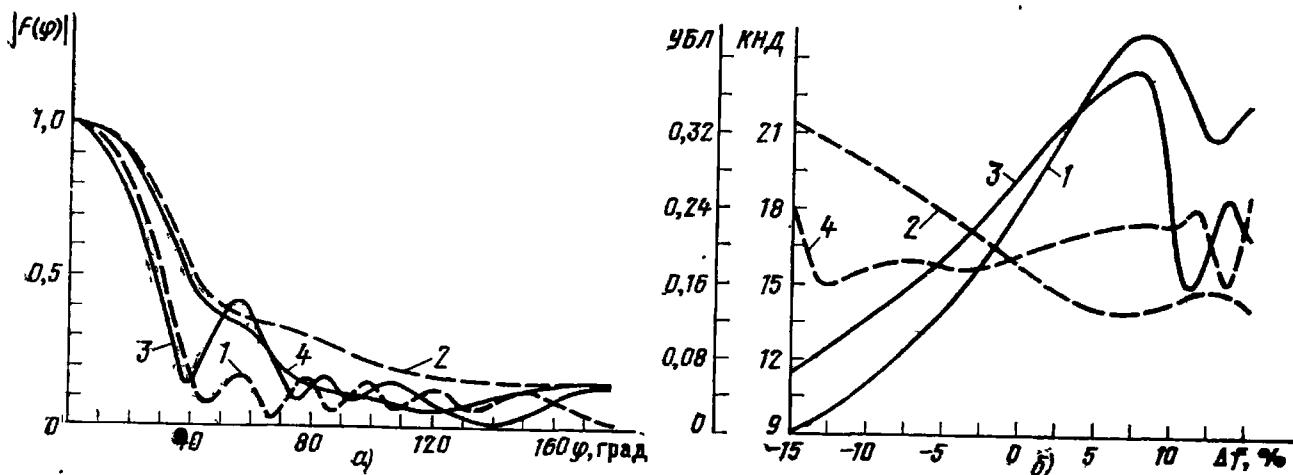


Рис. 6

2. В целевую функцию, кроме КНД, должен быть включен и ряд других показателей качества, например УБЛ, так как в противном случае значительно возрастает боковое и обратное излучение энергии.

3. Ввиду многоэкстремальности целевой функции при синтезе РПВ необходимо использовать несколько численных методов оптимизации, так как результаты синтеза значительно зависят от начального приближения.

4. Путем независимого подбора длин вибраторов и расстояний между ними можно существенно улучшить характеристики РПВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Damon E. K. The near fields of long endfire dipole arrays. — IRE Trans., 1962, vol. AP-10, N 5, p. 511—523.
2. Ehrenspeck H. W., Poehler H. A new method for obtaining maximum gain from Yagi antennas. — IRE Trans., 1959, v. AP-7, N 4, p. 379—386.
3. Khan aftab Ahmad. An experimental study of a V. H. F. Yagi antenna. — J. Sci. and Technol, 1979, vol. 3, N 1—2, p. 91—94.
4. Mainardi J. Methode d'e laboration pratique d'antennes Yagi a plus 3 el. pour ondes metriques et decimetriques. — Radio REF, 1976, vol. 48, N 7, p. 545—548.
5. Lawson Y. L. Yagi antenna design: ground or earth effects. — Ham Radio Mag., 1980, vol. 13, N 10, p. 29—37.
6. Weidner J. Experimental high — gain phased arrays. — Ham Radio Mag., 1980, vol. 13, N 5, p. 44—47.
7. Kajfez D., Zupacic M. Eksperimentalno preverjanje z zacunalnikom projektirane dipolske antenske skupine. — Elektrotehn. vestn., 1977, vol. 44, N 4, p. 237—241.
8. Чаплин А. Ф. Синтез решеток пассивных вибраторов. — Изв. вузов СССР Сер. Радиоэлектроника, 1969, т. 22, № 6, с. 559—562.

9. Вермишев Ю. Х., Гмурман В. В., Заксон М. Б. Алгоритм выбора оптимального расположения излучателей линейной антенной решетки методом по-координатного перебора. — Антенны/Под ред. А. А. Пистолькорса. — М.: Связь, 1972, вып. 16, с. 93—101.
10. Adams A. T., Warren D. E. Dipole plus parasitic element. — IEEE Trans., 1971, vol. AP-19, N 4, p. 536—537.
11. Neri R. Moment-method solution of directed dipole antennas. — Electron. Lett., 1980, vol. 16, N 12, p. 453—455.
12. Cheng D. K., Chen C. A. Optimum element spacings for Yagi—Uda arrays. — IEEE Trans., 1973, vol. AP-21, N 5, p. 615—623.
13. Oberrender O. Die optimale Yagi—Antenne. — Electron, 1982, N 6—7, p. 201—202.
14. Czeczott O. L'antenna Yagi lunga: considerazioni e costruzione. — Antenna (Ital), 1970, N 6, p. 266—231.
15. Moxon R. A. High performance small beams. — Ham Radio Mag., 1979, vol. 12, N 3, p. 12—24.
16. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. — М.: Связьиздат, 1957. — 698 с.
17. Bojsen J. H., Schjaer-Jacobsen H., Nilsson E., Andersen J. Bach. Maximum gain of Yagi—Uda arrays. — Electron. Lett., 1971, vol. 7, N 18, p. 531—532.
18. Павлюк В. А., Рыбалко А. М. Синтез антенных решеток с пассивными элементами и заданным уровнем бокового излучения. — Радиотехника и электроника, 1981, т. 26, № 4, с. 738—742.
19. Машков В. А., Щукин А. Д. Синтез директорной антенны по максимуму КНД. — Антенны/Под ред. А. А. Пистолькорса. — М.: Связь, 1979, вып. 27, с. 109—125.
20. Kajfez D. Nonlinear optimization reduce the sidelobes of Yagi antenna. — IEEE Trans., 1973, vol. AP-21, N 5, p. 714—715.
21. Chen C. A., Chen D. K. Optimum element lengths for Yagi—Uda arrays. — IEEE Trans., 1975, vol. AP-23, N 1, p. 8—15.
22. Lawson J. L. Yagi antennas: practical designs. — Ham Radio Mag., 1980, vol. 13, N 12, p. 30—41.
23. Kajfez D. Nonlinear optimization extends the bandwidth of Yagi antenna. — IEEE Trans., 1975, vol. AP-23, N 3, p. 287—289.
24. Поповкин В. И., Моторин А. В., Торопов А. Ю. Оптимизация в полосе частот параметров вибраторной антенны обратного излучения. — Радиоэлектронные устройства. — Рязань, 1981, с. 99—104.
25. Раженков Е. Т., Пришвин А. М. Антенна типа «волновой канал» в контуре многомерной экстремальной системы. — Изв. ЛЭИС, 1972, вып. III, с. 124—131.
26. Landstorfer F. M. A new type of directional antenna. — IEEE AP-S Intern. Symp. Digest, 1976, p. 169—172.
27. Landstorfer F. M. Zur optimalen form von linearantennen. — Frequenz, 1976, 30, N 12, p. 344—349.
28. Landstorfer E. M. New types of Yagi—Uda arrays and long-periodic antennas. — Intern. Symp. Antennas and Propagation, Jap., Sendai, 1978, Summ. Pap., Sendai, 1978, 159—162.
29. Cheng D. K., Liang C. H. Shaped wire antennas with maximum directivity. — Electron. Lett., 1982, vol. 18, N 19, p. 816—818.
30. Чаплин А. Ф., Бучацкий М. Д., Михайлов М. Ю. Оптимизация директорных антенн. — Радиотехника, 1983, № 7, с. 79—82.
31. Popovic B. D. Polynomial approximation of current along thin symmetrical cylindrical dipoles. — Proc. IEE, 1970, v. 117, N 5, p. 873—878.
32. King R. W. P., Mack R. B., Sander S. S. Arrays of cylindrical dipoles. London: Cambridge University Press, 1966.
33. Хедли Дж. Нелинейное и динамическое программирование: Пер. с англ. — М.: Мир, 1967. — 506 с.

В. В. ЧЕБЫШЕВ

Метод численного исследования полосковых излучателей в слоистой среде

Введение. Характерными особенностями полосковых антенн (ПА) являются ленточный проводник той или иной формы в слоистой среде, играющей, в частности, роль подстилающей поверхности, и квазистатическая область возбуждения. В этой области можно ввести понятия тока и напряжения и определить вход антенны. Для ПА представляется естественным расчет токов, наводимых на ее проводниках при заданной разности потенциалов на входе. Если указанные токи известны, то расчет поля и входного импеданса ПА не вызывает принципиальных затруднений.

Одним из наиболее эффективных и универсальных методов расчета ПА является метод интегральных уравнений. Обращение граничной задачи для электромагнитного поля на незамкнутой проводящей поверхности, какой представляется ленточный проводник антенны в слоистой среде, приводит, в общем случае, к интегродифференциальному уравнению относительно тока на этой поверхности. Выделяя в уравнении дифференциальный оператор, допускающий обращение в квадратурах, можно получить интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода, ядро которого состоит из элементов тензорной функции Грина слоистой среды. Это уравнение допускает эффективное численное решение на основе принципа саморегуляризации [1].

В настоящей работе приводится вывод интегральных уравнений 1-го рода для поверхностных токов наиболее типичных ПА в виде вибраторной решетки типа «волновой канал» и антенны резонаторного типа с прямоугольной формой ленточного проводника. Разработаны единообразные алгоритмы численного исследования ПА, которые учитывают также специфические особенности последних, и приведены отдельные результаты их численного исследования.

Алгоритм расчета вибраторной антенной решетки. Разработка алгоритма расчета директорных ПА и его реализация на ЭВМ имеют свои особенности. Ниже предлагается алгоритм, ориентированный на расчет многовибраторных директорных ПА, который допускает изменение размеров вибраторов антенны с целью оптимизации. Алго-

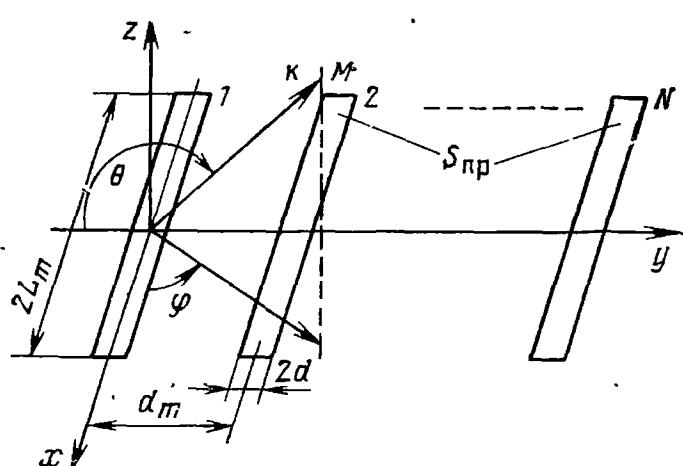


Рис. 1

ритм основан на решении системы интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода для токов вибраторов антенны, для решения которой используется принцип саморегуляризации.

Рассмотрим линейную систему из N параллельных вибраторов (рис. 1), расположенных в слоисто-однородной среде. Вибраторы имеют вид узких ленточных проводников $S_{\text{пр}}$ с поперечным размером $2d$ и размещены на расстоянии d_m , $m=1, 2, \dots, N-1$, друг от друга. Возбуждение решетки определяется, в общем случае, вектором $\mathbf{U}=(U_1, U_2, \dots, U_N)$. При этом используются те же предположения, что и для одиночного вибратора в слоисто-однородной среде [3].

Проведя операцию обращения задачи возбуждения, как это сделано для одиночного вибратора, для полных токов $I_m(x)$, $m=1, 2, \dots, N$, вибраторов решетки, можно получить систему интегральных уравнений

$$\int_{-L_m}^{L_m} I_m(x_0) G |x-x_0| dx_0 + \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^N \int_{-L_n}^{L_n} I_n(x_0) G (\sqrt{(x-x_0)^2 + (d_n-d_m)^2}) dx_0 = -j U_m / 60 \sin |x| + C_1^{(m)} \sin x + C_2^{(m)} \cos x, \quad m=1, 2, \dots, N, \quad (1)$$

где $C_1^{(m)}$, $C_2^{(m)}$ — коэффициенты, которые определяются из дополнительного условия, выражающего отсутствие «стекания» токов с концов вибраторов. Ядро $G(M, M_0)$, где M, M_0 — точки наблюдения и источника, расположенные на осевых линиях вибраторов решетки, в системе (1) имеет представление

$$G(M, M_0) = G_0(M, M_0) + \partial g(M, M_0) / \partial z \Big|_{M \in S_{\text{пр}}^{(m)}} - 1/2 \int_{-L_m}^{L_m} \sin |x-u| \partial g(M_u, M_0) / \partial z \Big|_{M_u \in S_{\text{пр}}^{(m)}} du, \quad (2)$$

Элементы G_0 , $\partial g / \partial z$ в (2) являются элементами тензора Грина слоисто-однородной среды [2]. Ядро $G(M, M_0)$, при $M \rightarrow M_0$ имеет логарифмическую особенность, так что система (1) является системой интегральных уравнений 1-го рода фредгольмовского типа.

Можно показать, что система интегральных уравнений (1) эквивалентна исходной электродинамической задаче возбуждения для решетки ленточных вибраторов в слоисто-однородной среде. Единственность решения системы (1) следует из единственности задачи и фредгольмовости интегральных операторов системы в классе функций непрерывных в смысле Гельдера. Существование решения следует из теоремы [4] для рассматриваемого класса функций. В свою очередь, устойчивость решения следует из построения алгоритма, обеспечивающего получение устойчивого численного решения системы (1).

Для директорной антенны вектор возбуждения принимается обычно в виде $\mathbf{U}=(0, U, 0, \dots, 0)$, т. е. активным является второй вибратор. Учитывая симметрию в распределении токов вибраторов

Относительно оси антенной решетки, систему уравнений (1) преобразуем к виду

$$\begin{aligned}
 & \int_{-L_m}^{L_m} I_m(x_0) [G|x-x_0| + \tilde{G}(x+x_0)] dx_0 + \\
 & + \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^N \int_0^{L_n} I_n(x_0) [\tilde{G}(\sqrt{(x-x_0)^2 + (d_m-d_n)^2}) + \\
 & + \tilde{G}(\sqrt{(x+x_0)^2 + (d_m-d_n)^2})] dx_0 = \\
 & = -jU/60 \sin|x| + C^{(m)} \cos x, \quad m = 1, 2, \dots, N. \tag{3}
 \end{aligned}$$

Если ограничиться случаем слоистой среды в виде диэлектрического слоя, то для функций, определяющих ядра системы (3), (без интегрального члена в (2)), можно получить выражения:

$$\begin{aligned}
 G(\xi) &= 2/(\epsilon_1 + 1) \exp(-j\xi)/\sqrt{\xi^2 + d^2} [(1 + j\xi) 2/\pi F(\pi/2, \alpha) - \\
 &- j\sqrt{\xi^2 + d^2}] + 2/(\epsilon_1 + 1) \int_0^\infty (\eta_0 - \eta_1)/[(\eta_0 + \eta_1)\eta_0] J_0(\lambda\xi) \lambda d\lambda + \\
 &+ \int_0^\infty I_1(\lambda)/\eta_0 J_0(\lambda\xi) \lambda d\lambda - 1/(\epsilon_1 + 1) \int_0^\infty (\eta_1 - \eta_0)^2/(\eta_1 + \epsilon_1\eta_0) J_0(\lambda\xi) \lambda d\lambda - \\
 &- \int_0^\infty [I_1(\lambda) - I_2(\lambda)] \eta_0/\lambda J_0(\lambda\xi) d\lambda, \quad \xi = |x - x_0|; \\
 \tilde{G}(\rho) &= 2/(\epsilon_1 + 1) \exp(-j\rho)/\rho + 2/(\epsilon_1 + 1) \int_0^\infty (\eta_0 - \eta_1)/[\eta_0 + \\
 &+ \eta_1]\eta_0 J_0(\lambda\rho) \lambda d\lambda + \int_0^\infty I_1(\lambda)/\eta_0 J_0(\lambda\rho) \lambda d\lambda - \\
 &- 1/(\epsilon_1 + 1) \int_0^\infty (\eta_1 - \eta_0)^2/(\eta_1 + \epsilon_1\eta_0) J_0(\lambda\rho) \lambda d\lambda - \\
 &- \int_0^\infty [I_1(\lambda) - I_2(\lambda)] \eta_0/\lambda J_0(\lambda\rho) d\lambda, \quad x \neq x_0,
 \end{aligned}$$

где $\eta_0 = \sqrt{\lambda^2 - 1}$; $\eta_1 = \sqrt{\lambda^2 - \epsilon_1}$; ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость среды ($\epsilon_0 = 1$); $I_1(\lambda) = \{(\eta_0 \eta_1 (\eta_1 - \eta_0)) [1 - \operatorname{th}(\eta_1 D)]\}/\{(\eta_1 + \eta_0)[2\eta_1 \eta_0 + (\eta_1^2 + \eta_0^2) \operatorname{th}(\eta_1 D)]\}$; $I_2(\lambda) = \epsilon_1 \eta_0 \eta_1 (\epsilon_1 \eta_0 - \eta_1) [1 - \operatorname{th}(\eta_1 D)]/\{2\epsilon_1 \eta_0 \eta_1 + [(\epsilon_1 \eta_0^2) + \eta_1^2] \operatorname{th}(\eta_1 D)\}$; D — толщина диэлектрического слоя с параметром ϵ_1 ; $J_0(\lambda\rho)$ — функция Бесселя; $F(\pi/2, \alpha)$ — полный эллиптический интеграл 1-го рода [5]; $\alpha = d/\sqrt{\rho^2 + d^2}$. Ядро $G(\xi)$ имеет логарифмическую особенность.

Как известно, решение системы интегральных уравнений 1-го рода является некорректной задачей и требует применения регуляризующего алгоритма. Применение полной регуляризации связано с определенными сложностями, которые вызваны, в част-

ности, необходимостью вычисления свертки для ядер сложной структуры. Для интегральных уравнений с ядрами, имеющими логарифмическую особенность, более подходит метод саморегуляризации. Метод априорно предполагает, что решение является достаточно гладкой функцией и состоит в выделении особенности в ядре интегрального уравнения, локальной интерполяции искомого решения и сведении уравнения к устойчивой системе линейных алгебраических уравнений в выбранном наборе точек коллокаций.

Введем разбиение длины L_0 с шагом $h = L_0/P$ и получим сетку переменных $x = \{x_j = h(j-1)\}$, $x_0 = \{x_i = h(i-1)\}$, $i, j = 1, 2, \dots, P+2$. Неизвестные значения токов в узлах сетки $\{x_i\}$ обозначим вектором $I = \{I_k\}$, где $I_k = I_m(x_i)$, $k = (m-1)(P+2) + i$, $m = 1, 2, \dots, N$. Наиболее удобно, как показывает численный эксперимент, применить квадратичную интерполяцию то́ка. Заметим, что сходимость численного решения зависит как от числа заданных точек коллокаций, так и от локальной аналогии формы интерполирующей функции и решения интегрального уравнения. Полагая величину P четной, представим ток $I(x)$ на отрезке $2h$, как в работе [6]. В результате в узлах сетки $\{x_i, x_j\}$ получим систему линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{i=1}^{P+1} \alpha_{ji} I_{(m-1)(P+2)+i} + \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{i=1 \\ n \neq m}}^{P+1} \beta_{ji}^{(n-m)} I_{(n-1)(P+2)+i} = F_{(m-1)(P+2)+j}^{(m)} + C^{(m)} \cos x_{(m-1)(P+2)+j}, \quad j = 1, 2, \dots, P+2, \quad m = 1, 2, \dots, N, \quad (4)$$

где

$$F_q^{(m)} = \begin{cases} 0, & q > (m+1)(P+2), \\ -iU/60 \sin |x_q|, & m(P+2) \leq q \leq (m+1)(P+2); \end{cases} \quad (5)$$

i — мнимая единица. Формулы для расчета элементов α_{ji} приведены в [6].

Элементы $\beta_{ji}^{(l)}$, $l = (m-n)$, вычисляются так же, как и элементы α_{ji} , при замене ядра $G(x_j, x_i)$ на ядро $\tilde{G}(x_j, x_i)$ из (3).

Заметим, что в случае однородной вибраторной решетки матрица системы (4) является клеточно-теплицевой. Формирование матрицы $\alpha^{(m)}$ проведено с учетом условия $I_m(L_m) = 0$, $m = 1, 2, \dots, N$. При этом коэффициенты $C^{(m)}$ входят в число неизвестных системы. Матрица системы имеет диагональное преобладание, что обусловлено особенностью ядра $G(\xi)$ и выбором точек интерполяции, совпадающих с точками коллокаций.

Алгоритм расчета директорной антенны реализован в системе FORTRAN — Дубна на ЭВМ БЭСМ-6. Вычисление элементов матрицы должно проводиться с согласованной точностью. Численный эксперимент показывает, что можно ограничиться величиной $P = 4$ точек разбиения вибраторов. При этом элементы главной диагонали вычисляются в явном виде. Остальные элементы матрицы вычисляются по квадратурной формуле Гаусса с двумя узлами. Система линейных алгебраических уравнений решается с помощью

программы, использующей метод оптимального исключения с выбором ведущего элемента по строке и с построчным вводом расширенной матрицы. Это позволяет при стандартном обеспечении проводить расчет директорной антенны, имеющей около 50 вибраторных элементов.

Определив токи вибраторов из решения системы (4), можно определить входной импеданс и характеристики излучения антенны. Как пример на рис. 2 приведена ДН директорной антенны из шести элементов в плоскости H ($\phi = \pi/2$) для составляющей поля $|E_\phi|$ в случае однородной среды (сплошная линия) и в случае слоистой среды в виде диэлектрического слоя с параметрами $D = 0,1\lambda$, $\epsilon_r = 9$ (штриховая линия). Время счета составляет около 6 мин.

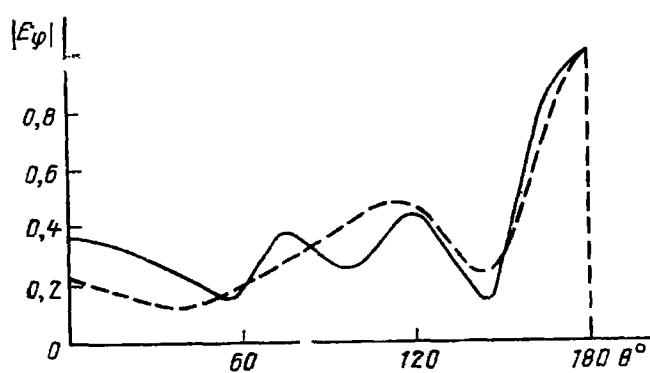


Рис. 2

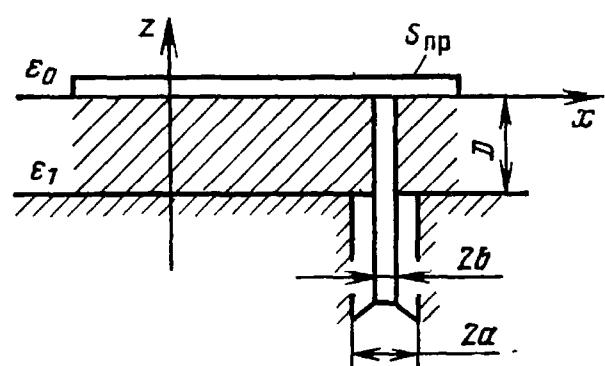


Рис. 3

Прямоугольные ПА резонаторного типа. Полосковые излучатели резонаторного типа являются другим типичным примером ПА, исследованию которого посвящено большое число работ. Ниже предлагается алгоритм расчета прямоугольной ПА резонаторного типа, который основан на непосредственном решении системы интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода для поверхностного тока ПА методом саморегуляризации.

Рассмотрим ПА (рис. 3) с ленточным проводником $S_{\text{пр}}$ прямоугольной формы. Возбуждение ПА реализуется с помощью коаксиальной линии. Будем полагать размеры $D, a, b \ll \lambda$ и считать, что поле в отверстии связи антенны с коаксиальной линией совпадает с полем в нормальном сечении регулярной коаксиальной линии. Представим источник возбуждения ПА в виде кольца магнитного тока в отверстии связи. Объемная плотность тока в системе координат ρ, ϕ, z с учетом зеркального изображения определяется как

$$j_\phi^m(\rho', \phi', z') = BU/\rho' \delta(z - z'),$$

где $\delta(z - z')$ — дельта-функция; U — разность потенциалов на входе антенны; $B = 2/\ln(b/a)$; b, a — размеры коаксиала. Тогда для кольца тока имеем потенциал $A^m = (0, A_\phi^m, A_z^m)$, который можно вычислить, используя тензорную функцию Грина G^m [2]. Тем самым получим первичное поле ПА (E^0, H^0).

Для ПА в виде ленточного вибратора (рис. 4) в слоистой среде источник возбуждения представим в виде тонкого лепестка магнитного тока в щели между плечами вибратора. При эффективном возбуждении вибратора и узкой щели $d/2b > 1$ магнитное поле в ней по непрерывности можно отождествить с магнитным по-

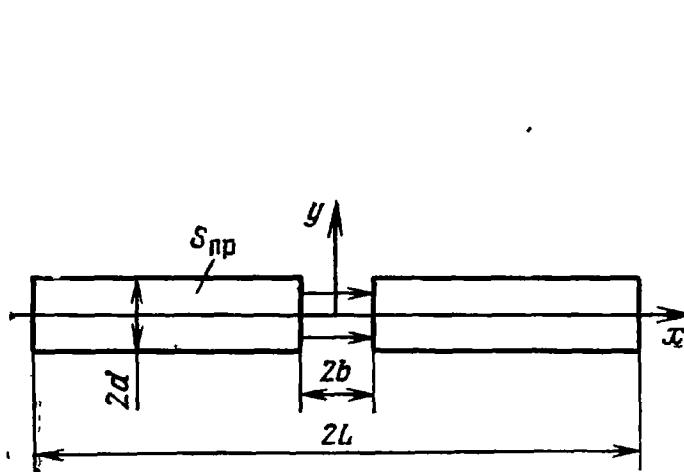


Рис. 4

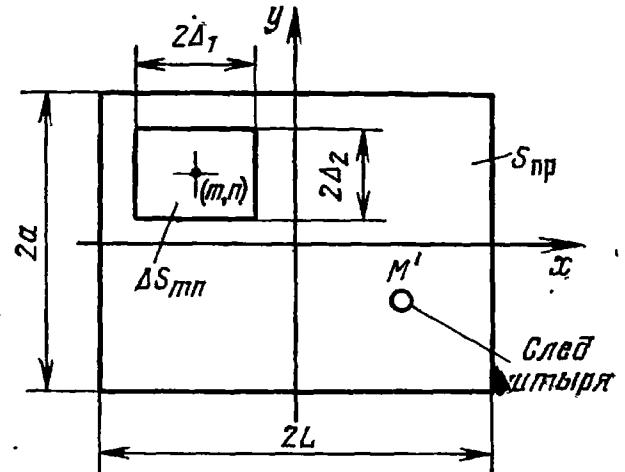


Рис. 5

лем на ленточном проводнике вибратора, которое вычисляется в квазистатическом приближении на основе решения уравнения Лапласа. Тогда для поля в щели можно получить $E^0 = U d / (\pi \sqrt{d^2 - y^2})$, где U — разность потенциалов между плечами вибратора. Особенность поля E^0 вблизи ребра является следствием принятых допущений и может быть регуляризована. В дальнейшем поле рассматривается вне ребра ленты.

Первичное поле \mathbf{E}^0 , \mathbf{H}^0 наводит на ленточном проводнике $S_{\text{пр}}$ ток $\mathbf{j}_S = (j_{sx}, j_{sy})$, а на поверхности штыря $S_{\text{шт}}$ ток $j_z = I_z / (2\pi b)$. Для поля, создаваемого током штыря $j_z(M_0)$, $M_0 \in S_{\text{шт}}$, имеем [2]

$$A_{z_{\text{шт}}}(M) = \mu_0 / (4\pi) \iint_{S_{\text{шт}}} j_{sz}(M_0) G_1(M_1 M_0) d\sigma_{M_0}.$$

Потребуем выполнения граничного условия $\mathbf{E}_t + \mathbf{E}_t^0 = 0$ для касательных составляющих электрического поля на проводниках антенны $S_{\text{пр}}$ и $S_{\text{шт}}$. Тогда с учетом интегральных представлений векторных потенциалов имеем систему интегродифференциальных уравнений относительно токов j_{sx} , j_{sy} , j_z . Эту систему преобразуем, используя обращение одномерного дифференциального оператора Гельмгольца, выделяя сечения проводников ПА.

Зададим сетку сечений проводника $S_{\text{пр}}$ с узлами, обозначаемыми по оси x индексами $p, k, m = 1, 2, \dots, N+1$, а по оси y — индексами $q, l, n = 1, 2, \dots, M+1$, а также некоторый выбор точек на оси z . Тогда в узлах сетки после несложного преобразования получим совместную систему интегральных уравнений 1-го рода относительно токов j_{sx} , j_{sy} , j_z .

Заметим, что задавая ток штыря в виде $j_z = I_0 / (2\pi b)$, ток на входе антенны I_0 можно определить, если известны поверхностные

токи j_{sx} и j_{sy} в достаточной близости к месту расположения штыря на проводнике $S_{\text{пр}}$. Следовательно, можно ограничиться исследованием поверхностных токов j_{sx} и j_{sy} на $S_{\text{пр}}$. Эта система очевидным образом упрощается для ПА в виде ленточного вибратора. Таким образом, задача определения токов ПА сводится к решению системы интегральных уравнений в заданном наборе точек коллокации $\{x_k, y_l\}$ на ленточном проводнике $S_{\text{пр}}$. Критерием правильности решения системы для достаточно большого набора точек коллокации является сходимость процесса при увеличении набора точек с применением на каждом шаге исследования нового выбора точек коллокации.

Ядра, входящие в уравнения системы, имеют особенность, порядок которой равен $O(1/R_{mm})$, $R_{mm} \rightarrow 0$. Поэтому рассматриваемая система уравнений является системой Фредгольма 1-го рода. Решение системы следует искать в классе функций, удовлетворяющих условию на ребре проводника $S_{\text{пр}}$. Поэтому далее используем представления

$$j_{sx}(M) = I^x(M)/\sqrt{d^2 - y^2}, \quad j_{sy}(M) = I^y(M)/\sqrt{L^2 - x^2},$$

где $I^x(M)$, $I^y(M)$ — регулярные функции, подлежащие определению. В общем случае решение этой системы является некорректной задачей. Будем полагать, что функции $I^x(M)$, $I^y(M)$ непрерывны по Гельдеру. Тогда можно утверждать, что решение указанной системы существует в этом же классе функций. Единственность решения следует из постановки исходной электродинамической задачи. Устойчивость решения системы следует из устойчивого решения хорошо обусловленной системы линейных алгебраических уравнений, рассматриваемой ниже. Далее для этого рассматривается алгоритм, основанный на принципе саморегуляризации, который предусматривает выделение в матрице алгебраической системы преобладающих диагональных элементов.

При указанном выше разбиении проводника $S_{\text{пр}}$ ПА выделим элементы ΔS_{mn} (рис. 5) с размерами $2\Delta_1=2L/N$, $2\Delta_2=2d/M$ и координатами $\{x_m, y_n\}$. По оси x будем различать индексы $m=p, k, i, t$, где $m=1, 2, \dots, N+1$, а по оси y — индексы $n=q, l, j, s$, где $n=1, 2, \dots, M+1$. Тогда для указанного разбиения из системы интегральных уравнений можно выделить систему линейных алгебраических уравнений относительно токов в узлах сетки.

Координаты узлов определим как $x_m=(m-1)2\Delta_1-L$, $y_n=(n-1)2\Delta_2-d$. Дополнительно определим узлы $x_{m'}=x'+(-1)^m\Delta_3$, $m'=1, 2$, $y_{n'}=y'+(-1)^n\Delta_3$, $n'=1, 2$ вокруг центра штыря с координатами (x', y') на $S_{\text{пр}}$, где Δ_3 — некоторая заданная величина. Можно принять $\Delta_3=b/\sqrt{2}$, где b — радиус штыря.

Система линейных алгебраических уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} & \sum_{j=2}^M d_j \sum_{i=2}^N I_i^{x(i)} A_{pi}^{(i)}(l) + \sum_{i=2}^N L_i \sum_{j=2}^M I_j^{y(i)} B_{pj}^{(i)}(l) + \\ & + \sum_{j'=1}^2 d_{j'} \sum_{i'=1}^2 I_{i'}^{x(j')} [A_{p'i'}^{(j')}(l') + \tilde{A}_{p'i'}^{(j')}(l')] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{i'=1}^2 L_{i'} \sum_{j'=1}^2 I_{j'}^{y(i')} [B_{p'j'}^{(i')}(l') + \tilde{B}_{p'j'}^{(i')}(l')] = \\
& = -j\pi/60 \cdot F_p(l) + C_1^{(l)} \sin x_p + C_2^{(l)} \cos x_p, \\
& p=1,2,\dots, N+1, \quad l=2, 3, \dots, M; \\
& \sum_{i=2}^N L_i \sum_{j=2}^M I_i^{x(j)} \mathcal{B}_{qj}^{(i)}(k) + \sum_{j=2}^M d_j \sum_{i=2}^N A_{qi}^{(j)}(k) + \\
& + \sum_{i'=1}^2 L_{i'} \sum_{j'=1}^2 I_{i'}^{x(j')} [\mathcal{B}_{q'j'}^{(i')}(k') + \tilde{\mathcal{B}}_{q'j'}^{(i')}(k')] + \\
& + \sum_{j'=1}^2 d_{j'} \sum_{i'=1}^2 I_{i'}^{y(j')} [A_{q'i'}^{(j')}(k') + \tilde{A}_{q'i'}^{(j')}(k')] = \\
& = -i\pi/60 \mathcal{F}_q(k) + C_3^{(k)} \sin y_q + C_4^{(k)} \cos y_q, \\
& q=1, 2, \dots, M+1, \quad k=2, 3, \dots, N,
\end{aligned} \tag{6}$$

где $d_j = 1/\sqrt{d^2 - y_j^2}$, $L_i = 1/\sqrt{L^2 - x_i^2}$, $I_i^{x(j)}$, $I_j^{y(i)}$ — искомые токи в узловых точках $\{x_i, y_j\}$; i — мнимая единица. В системе (6) учтено дополнительное условие $I_i^{x(j)} = 0$, $i=1, N+1$, $j=2, 3, \dots, M$, $I_j^{y(i)} = 0$, $j=1, M+1$, $i=2, 3, \dots, N$. Это условие можно выразить в явном виде.

В свою очередь, элементы матрицы системы (6) определим как $A_{pi}^{(j)}(l) = -2/(\varepsilon_1 + 1) I_{ij}$, $i=p$, $j=l$;

$$\mathcal{B}_{qj}^{(i)}(k) = -2/(\varepsilon_1 + 1) I_{ij}, \quad i=k, \quad j=q,$$

где

$$I_{ij} = 4 \left[\Delta_1 \ln \frac{\Delta_1/\Delta_2}{1 + \sqrt{1 + (\Delta_1/\Delta_2)^2}} + \Delta_2 \ln \left(\frac{\Delta_2/\Delta_1}{1 + \sqrt{1 + (\Delta_2/\Delta_1)^2}} \right) \right] + i \Delta_1 \Delta_2.$$

В противном случае для указанных элементов имеем

$$A_{pi}^{(j)}(l) = \iint_{\Delta S_{ij}} \tilde{G}(M_p^{(l)}, M_0) d\sigma_{M_0};$$

$$\mathcal{B}_{qj}^{(i)}(k) = \iint_{\Delta S_{ij}} \tilde{\tilde{G}}(M_q^{(k)}, M_0) d\sigma_{M_0}.$$

В свою очередь имеем обозначения $\check{G} = G_0 + \partial g / \partial z$,

$$\tilde{G} = \check{G} - 1/2 \int_{-L}^L \sin |x_p - \xi| \partial g / \partial z d\xi;$$

$$\tilde{\tilde{G}} = \check{G} - 1/2 \int_{-d}^d \sin |y_q - \eta| \partial g / \partial z d\eta.$$

Линейные размеры в (6) нормированы относительно $\kappa = 2\pi/\lambda$. Для вычисления интегралов используется кубатурная формула Гаусса с четырьмя узлами.

Для остальных элементов матрицы системы (6) имеем

$$B_{pi}^{(i)}(l) = 4 \Delta_1 \sin |x_p - x_i| \left\{ \frac{1}{\Delta_1 [1 + (\Delta_1/\Delta_2)^2]^{3/2}} + \right. \\ \left. + \frac{\Delta_1}{\Delta_2^2} \frac{1}{[1 + (\Delta_1/\Delta_2)^2]^{3/2}} \right\} + 2 \Delta_1 \Delta_2 \int_{-L}^L \operatorname{sgn}(x_p - \xi) \cos(x_p - \xi) \left[\frac{\partial \check{G}}{\partial y}(\xi, y, x_i, y_j) \right]_{y=y_l} d\xi;$$

$$A_{qi}^{(j)}(k) = -4 \Delta_2 \sin |y_q - y_j| \left\{ \frac{1}{\Delta_2 [1 + (\Delta_2/\Delta_1)^2]^{3/2}} + \right. \\ \left. + \frac{\Delta_2}{\Delta_1} \frac{1}{[1 + (\Delta_2/\Delta_1)^2]^{3/2}} \right\} + 2 \Delta_1 \Delta_2 \int_{-d}^d \operatorname{sgn}(y_q - \eta) \cos(y_q - \eta) \left[\frac{\partial \check{G}}{\partial x}(x, \eta, x_i, y_j) \right]_{x=x_k} d\eta;$$

$$F_p(l) = \int_{-L}^L E_x^0(\xi, y_l) \sin |x_p - \xi| d\xi; \quad \mathcal{F}_q(k) = \\ = \int_{-d}^d E_y^0(x_k, \eta) \sin |y_q - \eta| d\eta.$$

Дополнительно определим

$$\tilde{A}_{p'i'} = (-1)^{(i'+1)} Q_{p'}(x', y'), \quad \tilde{B}_{p'j'} = (-1)^{(j'+1)} Q_{p'}(x', y');$$

$$\tilde{\mathcal{P}}_{q'j'} = -(-1)^{(j'+1)} P_{q'}(x', y'), \quad \tilde{\mathcal{A}}_{q'i'} = (-1)^{(i'+1)} P_{q'}(x', y'),$$

где

$$Q_{p'}(x', y') = D/8 \int_{-L}^L \operatorname{sgn}(x_p - \xi) \cos(x_p - \xi) \partial G_1(M_\xi^{(l)}, z, M') / \partial z|_{z=0} d\xi;$$

$$P_{q'}(x', y') = D/8 \int_{-d}^d \operatorname{sgn}(y_q - \eta) \cos(y_q - \eta) \partial G_1(M_\eta^{(k)}, z, M') / \partial z|_{z=0} d\eta;$$

$$M_\xi^{(l)} = M(\xi, y_l), \quad M_\eta^{(k)} = M(x_k, \eta), \quad M' = M'(x', y'),$$

(x', y') — координаты штыря.

В этих выражениях интегралы вычисляются с использованием квадратурной формулы Гаусса, обеспечивающей согласованную точность вычислений элементов $A^{(j)}_{pi}(l)$, $\mathcal{B}^{(i)}_{qj}(k)$. Как следствие выделения диагональных элементов, матрица системы (6) является хорошо обусловленной. Численный эксперимент показывает, что следует выбирать величины $\Delta_1, \Delta_2 \leq 0,15$.

Алгоритм расчета был реализован для ПА в виде вибратора (см. рис. 4), как модельной задачи, в системе FORTRAN — Дубна на ЭВМ БЭСМ-6. На рис. 6, 7, 8 для вибратора, расположенного на слое диэлектрика, приведены результаты расчета поверхности

ногого тока $|j_{sx}|$ в продольном ($y=0$) и поперечном ($x=0$) сечениях и поверхностного тока $|j_{sy}|$ в сечении $x=2\Delta_1$ для значений $d=0,1\lambda$, $L=0,24\lambda$, $D=0,1\lambda$, $\epsilon_1=1$ (сплошная линия 1) и $\epsilon_1=4$ (штриховая линия 2). Следует отметить, что величина $\max|j_{sy}|$ растет с увеличением размера d , величины ϵ_1 и толщины для диэлектрического слоя D . При $d=0,01\lambda$ указанная величина на три

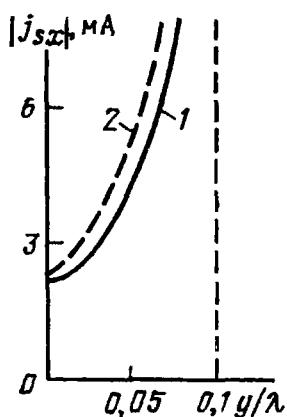


Рис. 6

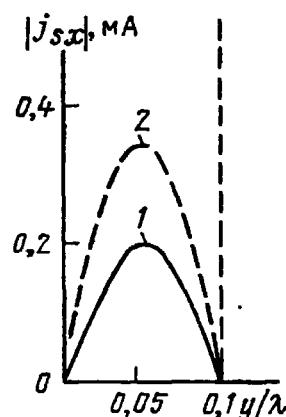


Рис. 7

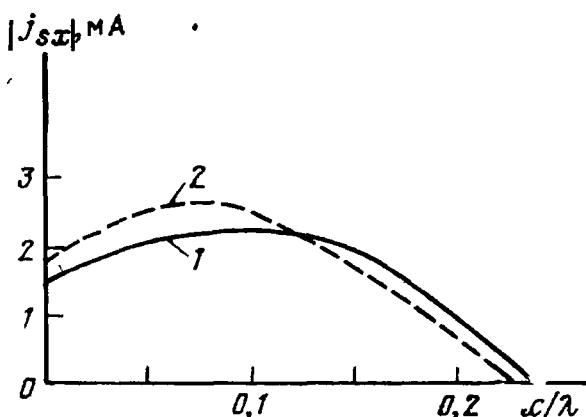


Рис. 8

порядка меньше, чем величина $\max|j_{sx}|$. Практически, при расчете поля ПА током j_{sy} можно пренебречь, если $d \leq 0,05\lambda$. Для ПА резонаторного типа результаты расчета имеют хорошее совпадение с тестовыми. Время счета входного импеданса для FORT-RAN — программы на ЭВМ ЕС-1022 составляет 7 мин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тихонов А. Н., Дмитриев В. И. Метод расчета распределения тока в системе линейных вибраторов. — В кн.: Вычислительные методы и программирование. — М.: МГУ, 1968, вып. 10, с. 3—8.
2. Дмитриев В. И. Метод расчета поля в слоистой среде. — В кн.: Вычислительные методы и программирование. — М.: МГУ, 1968, вып. 10, с. 55—56.
3. Чебышев В. В. Алгоритм расчета полоскового вибратора в слоисто-однородной среде. — Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника, 1981, т. 24, № 9, с. 3—10.
4. Дмитриев В. И., Захаров Е. Н. О численном решении некоторых интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода. — В кн.: Вычислительные методы и программирование. — М.: МГУ, 1968, вып. 10, с. 49—54.
5. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Физматизд, 1963. — 192 с.
6. Дмитриев В. И., Чебышев В. В. Численное исследование плоского спирального излучателя в слоистой среде. — В кн.: Вычислительная математика и программное обеспечение ЭВМ. — М.: МГУ, 1984, № 1, с. 24—36.

Б. С. САХАРОВ, В. В. ЦАРИЦЫНА

Оценка направленных свойств дуговых антенн с квазиоптимальными амплитудными распределениями¹

Часто возникает необходимость оценить параметры ДН антены с различными амплитудно-фазовыми распределениями и принять компромиссное решение вопроса о степени расширения ее основного лепестка при том или ином уровне боковых. Для дуговых антенн, в отличие от линейных, заметно существенное отставание в этой области. Попытаемся решить эту задачу.

Пусть дуга окружности радиуса R , соответствующая центральному углу $2\psi_0$, расположена в плоскости xOy , как изображено на рис. 1. Направленность дуги в собственной плоскости при ориентации основного лепестка в направлении $\phi=0^\circ$ и без учета нормирующего множителя может быть записана в известном виде [1]:

$$F(\phi) = \int_{-\psi_0}^{\psi_0} a(\psi) e^{-ikR[\cos(\psi-\phi)-\cos\psi]} d\psi. \quad (1)$$

Здесь $a(\psi)$ — амплитудное распределение, вводимое в элементы дуги с угловой координатой ψ , для снижения уровней боковых лепестков диаграммы; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны приходящего сигнала. Выражение (1) можно несколько видоизменить:

$$F(\phi) = \int_{-\psi_0}^{\psi_0} a(\psi) e^{-ikR \cos\psi (\cos\phi-1)} e^{-ikR \sin\psi \sin\phi} d\psi. \quad (2)$$

Введем новую переменную $p=R \sin\psi/R \sin\psi_0$, так называемую нормированную обобщенную координату элемента дуги. Тогда из (2) получим

$$F(\phi) = \sin\psi_0 \int_{-1}^1 A(p) e^{j\xi} e^{-jkRp \sin\psi_0 \sin\phi} dp, \quad (3)$$

где

$$A(p) = \frac{a[\arcsin(p \sin\psi_0)]}{\sqrt{1-(p \sin\psi_0)^2}} = \frac{a(\psi)}{\cos\psi}, \quad (4)$$

$$\xi = kR \sqrt{1-(p \sin\psi_0)^2} (1-\cos\phi) = kR \cos\psi (1-\cos\phi).$$

Константу $\sin\psi_0$, стоящую перед интегралом выражения (3), для простоты в дальнейшем опустим. Интеграл (3) по виду напоминает выражение для ДН линейной антенны с амплитудно-фазовым распределением вдоль раскрыва типа (4). Амплитудное

¹ Статья включена в данный сборник по рекомендации редколлегии журнала.

распределение $A(p)$ в данном случае равно амплитудному распределению в дуге $a(\psi)$, умноженному на некоторый коэффициент $\cos^{-1}\psi$, который является амплитудным поправочным коэффициентом на форму антенны при переходе от интегрирования по углу ψ к интегрированию по $\sin\psi$. Назовем этот коэффициент амплитудной поправкой на форму антенны (АПФ). Так как АПФ зависит только от координаты элемента дуги ψ и не зависит от текущего угла ДН ϕ , она может быть скомпенсирована введением вдоль раскрыва антенны амплитудного распределения $\cos\psi$. Это распределение, вводимое в тракты формирования ДН, кроме того, уравнивает условия их формирования с одинаковым уровнем боковых лепестков для различных центральных углов дуги $2\psi_0$.

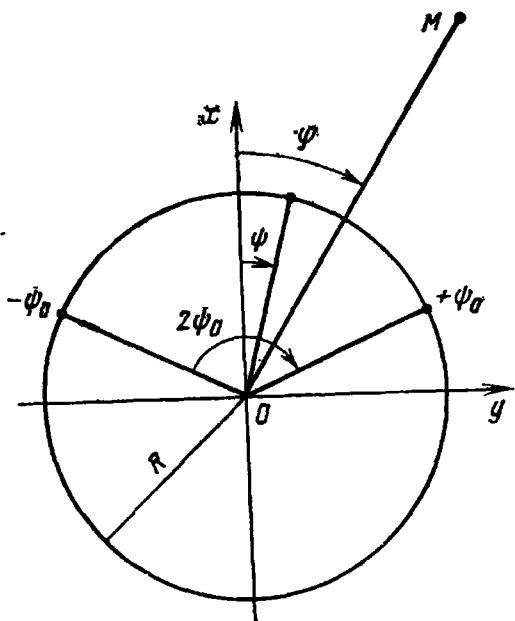


Рис. 1

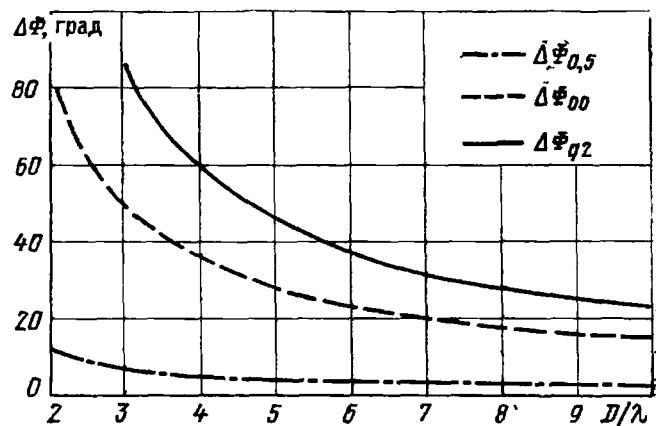


Рис. 2

Экспоненциальный сомножитель $e^{i\zeta}$ выражения (3) есть фазовая поправка на форму антенны ($\Phi_{\text{ПФ}}$), зависящая, кроме координаты элемента дуги ψ , от текущей угловой координаты ϕ и размеров антенны kR . Искажения, вносимые $\Phi_{\text{ПФ}}$ в ДН, проявляющиеся в ухудшении структуры бокового поля (заплывание нулей и увеличении уровня боковых лепестков), особенно ощущимы при больших ϕ ($\phi > 60^\circ$) [2]. В пределах же основного и первых боковых лепестков при определенных условиях $\Phi_{\text{ПФ}}$ не оказывает существенное влияние на ДН. Это можно показать следующим образом. Запишем разность фаз между центральным и крайним элементами дуги

$$\Delta\Phi = kR(1 - \cos\psi_0)(1 - \cos\phi)$$

и оценим $\Delta\Phi$ для трех наиболее интересных точек диаграммы: уровня половинной мощности основного лепестка ($\phi_{0,5}$), первого минимума или нуля (ϕ_{00}) и первого бокового лепестка (ϕ_{01}). Так как искажения, вносимые $\Phi_{\text{ПФ}}$, имеют квадратичный характер, в чем легко убедиться при разложении его в степенной ряд, то по аналогии с линейными антеннами, имеющими искажения подобно-

го вида, угловое размещение этих точек можно определить из выражения

$$\varphi = \arcsin v \lambda / L = \arcsin v \lambda / D \sin \psi_0, D = 2 R,$$

где значения $v_{0,5} = 0,6$; $v_{00} = 1,5$; $v_{q1} = 1,90986 \approx 1,91$ взяты из [3]; $L = D \sin \psi_0$ — длина хорды, стягивающей дугу. Как следует из рис. 2, характеризующего зависимость $\Delta\Phi$ от D/λ , при достаточно больших габаритных размерах антенны ($D/\lambda > 5$) экспоненциальным множителем, т. е. ФПФ, в выражении (3) можно пренебречь (так как искажения $\Delta\Phi = 45^\circ$ в инженерной практике считаются допустимыми), и направленные свойства дуги, таким образом, могут быть оценены из выражения

$$F(\varphi) = \int_{-1}^1 A(p) e^{-ikR \sin \psi_0 \sin \varphi} dp. \quad (5)$$

Явное сходство ДН, приведенных на рис. 3 дуговой (рис. 3, а) и линейной (рис. 3, б) антенн с одним и тем же амплитудным распределением подтверждает этот вывод: уровни боковых лепестков для дуги лишь на 2% превышают уровни лепестков для линии ($D/\lambda = 5$). В этих условиях дуговую антенну можно трактовать как эквивалентную линейную, но с амплитудным распределением типа (4).

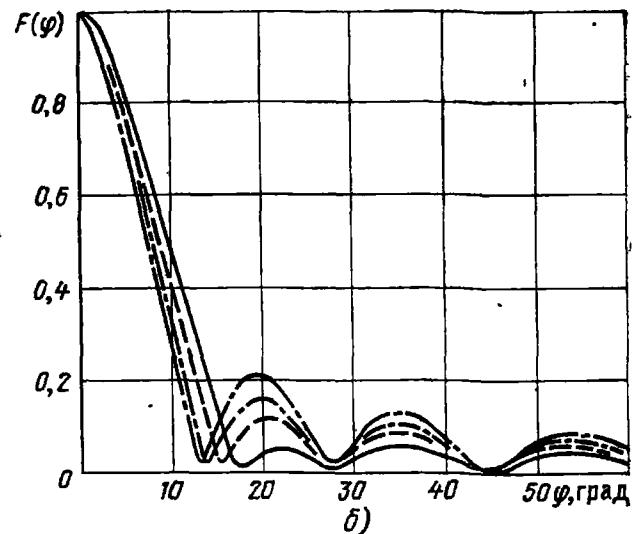
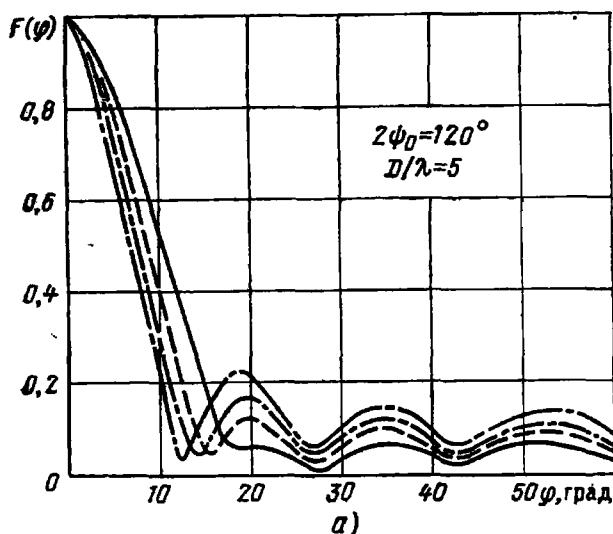


Рис. 3

Если в (5) введем новую переменную $u = kR \sin \psi_0 \sin \varphi$, то получим выражение, полностью совпадающее по форме с выражением для диаграммы направленности линейной антенны [4]:

$$F(u) = \int_{-1}^1 A(p) e^{-ipu} dp = 2 \sin u / u|_{A(p)=1}.$$

При вышерассмотренных ограничениях амплитудные распределения, известные в теории линейных антенн, могут, таким образом, быть использованы в дуговых антенах. Рассмотрим некоторо-

рые наиболее интересные распределения, приведенные, например, в [4—6], и оценим параметры ДН для этих распределений в области основного лепестка и первых боковых лепестков ($\phi < 60^\circ$), т. е. там, где ФПФ влияет незначительно.

Возьмем амплитудное распределение

$$A(y) = (1 - y^2)^{(2m-1)/2}, \quad (6)$$

известное в теории линейных антенн, как распределение Сапожкова [5] (здесь m — целое число, характеризующее степень ослабления боковых лепестков, $y = 2x/L$ — нормированная координата элемента антенны длиной L). Диаграмма направленности, соответствующая этому распределению, выражается через Λ -функцию:

$$F(z) = c \Lambda_m(z), \quad (7)$$

где c — некоторая константа; $z = \pi L \sin \phi / \lambda$.

Для сближения направленных свойств дуговой и эквивалентной линейной антенны, равной по длине хорде этой дуги, необходимо, как было выше сказано, вдоль дуги воспроизвести компенсирующее форму антенны амплитудное распределение $\cos \psi$, нормированную координату элемента линии y заменить обобщенной координатой p , а длину хорды выразить через геометрические размеры дуги $L = D \sin \psi_0$. Тогда амплитудное распределение (6) для дуговой антенны запишется как

$$a(\psi) = |\cos \psi| [1 - (\sin \psi / \sin \psi_0)^2]^{(2m-1)/2}, \quad (8)$$

а ДН будет

$$F(u) = \Lambda_m(u). \quad (9)$$

Приравняв аргумент Λ -функции нулю и 0,707, получим выражения, характеризующие полуширину ДН дуговой антенны по первому минимуму и уровню половинной мощности соответственно:

$$\Phi_{00} = (\arcsin u_{00}/\pi) \cdot \lambda/D \sin \psi_0; \quad \Phi_{0,5} = (\arcsin u_{0,5}/\pi) \cdot \lambda/D \sin \psi_0.$$

Разложив \arcsin в степенной ряд и взяв только первый член, что вполне допустимо для остронаправленных антенн, получим приближенные выражения для Φ_{00} и $\Phi_{0,5}$:

$$\Phi_{00} = (u_{00}/\pi) \cdot \lambda/D \sin \psi_0; \quad \Phi_{0,5} = (u_{0,5}/\pi) \cdot \lambda/D \sin \psi_0. \quad (10)$$

Возьмем распределение следующего вида:

$$A(y) = I_0(h \sqrt{1 - y^2})/I_0(h), \quad (11)$$

известное в теории линейных антенн, как квазиоптимальное распределение, обеспечивающее минимальный среднеквадратичный уровень боковых лепестков в диаграмме направленности [6]. Здесь обозначено: I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; h — параметр, характеризующий степень ослабления уровня боковых лепестков. Направленность, соответствующая этому распределению, записывается в виде

$$F(z) = \sin \sqrt{z^2 - h^2} / \sqrt{z^2 - n^2}, h < z; \\ F(z) = \operatorname{sh} \sqrt{h^2 - z^2} / \sqrt{h^2 - z^2}, h > z. \quad (12)$$

Учитывая вышесказанную поправку на форму антенны (АПФ) и произведя необходимые замены переменных, запишем выражения (11) и (12) для дуги:

$$a(\psi) = |\cos \psi| I_0 \left(h \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \psi}{\sin \psi_0} \right)^2} \right) / I_0(h); \quad (13)$$

$$F(u) = \sin \sqrt{u^2 - h^2} / \sqrt{u^2 - h^2}, u > h; \quad (14a)$$

$$F(u) = \operatorname{sh} \sqrt{h^2 - u^2} / \sqrt{h^2 - u^2}, u < h. \quad (14b)$$

Для упрощения математических преобразований аргументы функций выражения (14) обозначим как $x_1 = \sqrt{u^2 - h^2}$, $x_2 = \sqrt{h^2 - u^2}$. Приравняв (14) некоторой константе $b = 0,707 \operatorname{sh}(h)/h$ и нулю, получим выражения для полуширины основного лепестка диаграммы направленности по уровню половинной мощности $\Phi_{0,5}$ и первого минимума Φ_{00} соответственно, при этом учтем, что при $b < 1$ $\Phi_{0,5}$ определяется из выражения (14a), а при $b > 1$ — из выражения (14b):

$$\Phi_{0,5} = (\sqrt{h^2 - x_2^2}) / \pi \cdot \lambda/D \sin \psi_0, u < h, b > 1; \quad (15)$$

$$\Phi_{0,5} = (\sqrt{h^2 + x_1^2}) / \pi \cdot \lambda/D \sin \psi_0, u > h, b < 1;$$

$$\Phi_{00} = (\sqrt{\pi^2 + h^2}) / \pi \cdot \lambda/D \sin \psi_0 \quad (16)$$

или для любого n -го минимума

$$\Phi_{00n} = (\sqrt{[(2n+1)\pi]^2 + h^2}) / \pi \cdot \lambda/D \sin \psi_0.$$

Уровни боковых лепестков диаграммы направленности дуги, как и в случае линейной антенны с распределением (11), определяются из выражения

$$q_n = c_n h / \operatorname{sh}(h). \quad (17)$$

Здесь c_n — уровень n -го лепестка равноамплитудной линейной антенны с диаграммой направленности типа $\sin x/x$. Напомним, однако, что выражения (16) и (17) справедливы для минимумов и лепестков, близкоразмещенных к основному лепестку диаграммы направленности, т. е. в области углов, где специфика дуговой антенны по сравнению с линейной проявляется не столь явно [2].

Функция распределения

$$A(y) = t + (1-t) \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} y \right) = (1+t)/2 + [(1-t)/2] \cos(\pi y), \quad (18)$$

$$y = 2x/L,$$

в теории линейных антенн интересна тем, что при изменении параметра t ($0 \leq t \leq 1$), характеризующего ослабления уровней боко-

вых лепестков, последние изменяются неодинаково [4]. Первый лепесток изменяется гораздо быстрее остальных, при $t < 0,43$ становится меньше остальных и, наконец, совсем исчезает. Затем то же происходит со вторым лепестком. Наиболее активное управление диаграммой, таким образом, происходит в угловой зоне, примыкающей к основному лепестку. Диаграмма направленности для этого распределения имеет вид

$$\mathbf{F}(z) = (1+t)(\sin z/z) + [(1-t)/2] [\sin(z+\pi)/(z+\pi) + \sin(z-\pi)/(z-\pi)] = (1+t)(\sin z/z) - (1-t)(z \sin z/(z^2 - \pi^2)). \quad (19)$$

Произведя преобразования аналогично тому, как это было сделано для функций (6), (7), (11), (12), запишем выражения (18) и (19) для дуги окружности

$$a(\psi) = |\cos \psi| \left[\frac{1+t}{2} + \frac{1-t}{2} \cos \left(\pi \frac{\sin \psi}{\sin \psi_0} \right) \right]; \quad (20)$$

$$\mathbf{F}(u) = (1+t)(\sin u/u) - (1-t)(u \sin u/(u^2 - \pi^2)). \quad (21)$$

Приравняв нулю (21), получим выражение для полуширины основного лепестка по нулям

$$\Phi_{00} = [\sqrt{(1+t)/2} t] \lambda / (D \sin \psi_0), \quad t \neq 0; \quad \Phi_{00} = 2 \lambda / (D \sin \psi_0), \quad t = 0. \quad (22)$$

Аналогично легко преобразуются и другие функции распределения, взятые из теории линейных антенн. Так, например, широко известные распределения косинусоидального и экспоненциального типов для дуговой антенны записываются в следующем виде:

$$a(\psi)_{\text{cos}} = |\cos \psi| \cos^m [(\pi/2)(\sin \psi / \sin \psi_0)],$$

$$a(\psi)_{\text{exp}} = |\cos \psi| \exp [-m (\sin \psi / \sin \psi_0)^2].$$

Особенности ДН дуговых антенн удобно оценивать с помощью некоторого обобщенного нормированного параметра ξ , равного произведению угла, взятого на любом уровне основного лепестка, на длину хорды волях λ

$$\xi = \varphi(D \sin \psi_0 / \lambda). \quad (23)$$

Это так называемая стандартная ширина диаграммы для дуговой антенны. На рис. 4, 5 приведены зависимости $\xi_{0,5}$ и ξ_{00} от степени ослабления первого бокового лепестка q_1 для распределений, рассмотренных в [4—6] и преобразованных для дуги; цифрами 1, 2, 3 обозначены зависимости для функций (8), (13) и (20) соответственно. Приведенные графики позволяют оценить ширину основного лепестка по нулям и по уровню половинной мощности в зависимости от q_1 без предварительных расчетов. Минимальную ширину диаграммы при заданном q_1 , как видно из графиков, обеспечивают функции распределения (13) и (20), причем первая из них наиболее эффективна при $q_1 > 30$ дБ, а вторая — при $q_1 < 30$ дБ. Назовем эти функции квазиоптимальными функциями распределения типа h и типа t для дуговой антенны.

Приведенные графики справедливы для дуговых антенн достаточно больших габаритных размеров ($D/\lambda > 5$), когда не учитывается фазовая поправка на форму (ФПФ). При $D/\lambda < 5$ направленность антенны должна оцениваться из выражения (3). Уменьшение относительных размеров антенны сопровождается при одном-

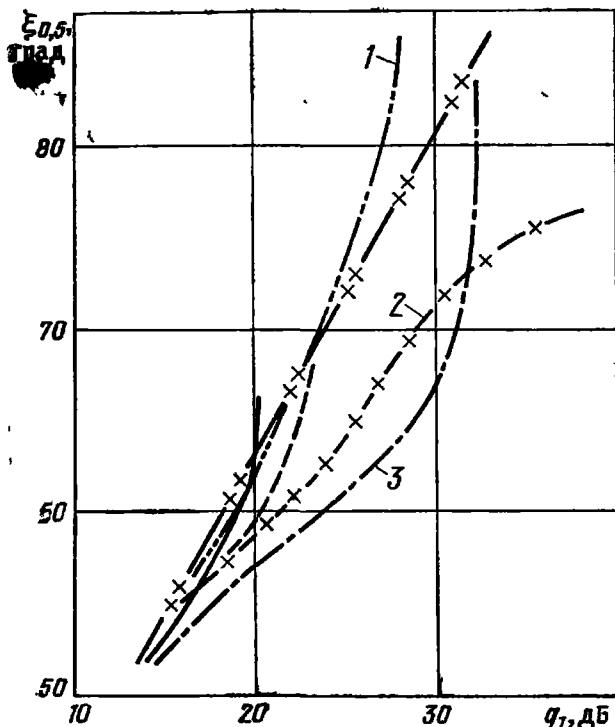


Рис. 4

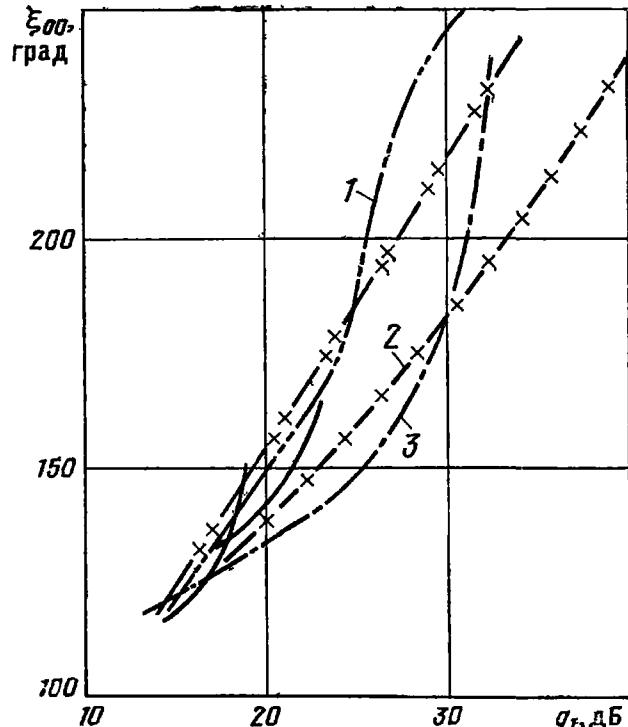


Рис. 5

и том же амплитудном распределении $\alpha(\psi)$, некоторым увеличением уровня боковых лепестков и заплыванием минимумов. Эти искажения обусловлены влиянием ФПФ, а также реально и влиянием направленности элемента дуги, о чем подробно говорилось в работе [2].

Зависимость между ξ и q_1 для полученных квазиоптимальных распределений почти линейная. В связи с этим можно установить простую зависимость между параметрами диаграммы направленности и относительными размерами антенны:

$$(D \sin \psi_0 / \lambda) 2 \varphi = q_1 + B. \quad (24)$$

Для распределения типа h константа $B = 40$ ($q_1 > 20$ дБ), а для распределения типа t $B = 37$ ($q_1 < 30$ дБ), при этом точность аппроксимации не хуже чем $\pm 5\%$. Это полуэмпирическое выражение (24) может быть положено в основу приближенных расчетов при выборе размеров дуговых антенн с неравномерными амплитудными распределениями.

Изложенное показывает, что при определенных ограничениях дуговую antennу можно трактовать как эквивалентную линейную и использовать в ней амплитудные распределения, известные в теории линейных антенн. В этих условиях распределения типа (13)

и (20), дающие наилучшие соотношения между шириной основного лепестка и уровнем бокового, можно, таким образом, считать квазиоптимальными распределениями дуговых антенн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д. Синтез излучающих систем. — М.: Сов. радио, 1974. — 230 с.
2. Сахаров Б. С., Царицына В. В. Структура диаграммы направленности и роль амплитудно-фазовых распределений дуговых решеток. — Радиотехника и электроника, 1982, т. XXVIII, № 11, с. 2249—2251.
3. Айзенберг Г. З. Антенны ультракоротких волн. — М.: Гос. издат. лит. по вопросам связи и радио, 1957. — 237 с.
4. Юн Р. Микроволновые антенны (антенны сверхвысоких частот): Пер. с немецкого/Под ред. М. П. Долуханова. — М.: Судостроение, 1967. — 223 с.
5. Сапожков М. А. Один из методов ослабления боковых лепестков характеристики направленности. — ЖТФ, 1944, т. XIV, вып. 10—11, с. 41.
6. Содин Л. Г. К теории оптимальных антенн. — Радиотехника и электроника, 1967, т. XII, вып. 12, с. 2109—2117.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Д. И. Воскресенский, В. С. Филиппов. Печатные излучатели	4
В. С. Филиппов. Математическая модель и результаты исследования характеристик печатных излучателей в плоских ФАР	17
А. Ф. Чаплин, И. Г. Яковенко, Е. М. Ящишин. Исследование некоторых видов печатных антенных решеток	63
Б. А. Панченко, С. А. Баранов, Л. В. Бычкова, С. Н. Шабунин. Эффективность излучения микрополосковых антенн	75
А. Ю. Гринев, Ю. В. Котов. Характеристики печатных вибраторных излучателей в периодической структуре с диэлектрическими слоями	83
В. Л. Гостиухин, К. И. Гринева, А. Б. Смирнов, В. Н. Трусов. Антенные решетки печатных спиральных излучателей	94
М. В. Инденбом. Метод расчета продольных печатных излучателей в плоских ФАР	107
Б. А. Панченко, С. Т. Князев. Исследование антенных решеток высокодобротных полосковых излучателей	120
А. Ф. Чаплин, М. Д. Бучацкий, М. Ю. Михайлов. Синтез решеток пассивных вибраторов	123
В. В. Чебышев. Метод численного исследования полосковых излучателей в слоистой среде	137
Б. С. Сахаров, В. В. Царицына. Оценка направленных свойств дуговых антенн с квазиоптимальными амплитудными распределениями	147

МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ДЛЯ АВТОРА СТАТЬИ

Основная цель данных рекомендаций состоит в том, чтобы помочь авторам правильно, в соответствии с действующими нормативными документами и государственными стандартами подготовить рукопись к изданию.

В настоящем и ряде последующих сборников под этой рубрикой будут опубликованы в сжатой форме основные требования и правила оформления статьи, изложенные в пособии для автора и редактора «Подготовка к изданию книг и брошюр», выпущенном издательством «Радио и связь» в 1984 г.

Разметка математических формул

Все буквы русского и латинского алфавитов, стоящие на строке в формулах, набирают курсивом (в рукописи размечают ~ ~ ~), за исключением случаев, указанных ниже.

В формулах нужно выделять корректорским знаком «прямо» (—) знаки математических функций, которые набирают прямым шрифтом. К ним относятся \sin , \cos , \tg , \ctg , \arcsin , ..., \sh , \ch , Arsh , ..., Im , Re , grad , rot , div , const , var , \lim , \exp , \ln , \lg и т. п.

Комплексные величины, у которых каждая из составляющих имеет собственное буквенное обозначение, записывают следующим образом: $C = \operatorname{Re} C + j \operatorname{Im} C$ или $C = A + j B$, где под A , B , C понимаются любые величины. Например, комплексное сопротивление обозначают $Z = R + j X$.

Векторные величины набирают полужирным шрифтом. Допускается взамен набора обозначения полужирным шрифтом помещать над буквенным обозначением величин стрелку.

Буквы, выделяемые полужирным шрифтом, размечают следующим образом: прямой полужирный — . Например, $\underline{\underline{H}}$ — вектор напряженности магнитного поля; $\underline{\underline{C}}$ — невырожденная матрица.

В целях установления различия между несколькими величинами (или значениями величин), обозначенными одной и той же буквой, применяется индексация. Например, индексы используют для указания на различные процессы, материалы, виды нагрузок, к которым относится данная величина или данное ее значение. Например: P_Q — мощность реактивная; P_s — мощность полная.

В подстрочных индексах русские буквы набирают прямым шрифтом (в рукописи размечают —), латинские — курсивом (в рукописи размечают ~ ~ ~).

Общее число знаков в индексе буквенного обозначения величины должно быть минимальным. Наиболее предпочтительны индексы, состоящие из одной буквы, одной цифры (римской или арабской), одного условного знака.

При использовании в качестве индексов буквенных обозначений сокращений слов предпочтительными являются сокращения русских слов строчными буквами.

Если в индексе буквенного обозначения величины используется сокращение одного слова, его воспроизводят без точки на конце. Например, P_{\max} . При употреблении сокращений двух (или нескольких) слов между сокращениями ставят точку (в конце последнего сокращения точка не нужна). Например, $P_{i,\max}$ — мощность импульсная максимальная.

Между латинскими, латинскими и русскими буквами, буквами и цифрами, прописными и строчными точку не ставят, например

$P_{ijk}, K_i A_{ij}, A_{i,j}$.

Во вписанных формулах размер индексов должен быть меньше размера основного знака буквенного обозначения величины. Все индексы должны быть одинаково опущены (подстрочные) или подняты (надстрочные) по отношению к линии основной строки.

Индекс в индексе (необходимо избегать такого написания) показывать двумя дужками (u_{ijk}) и обязательно оговаривать на полях рукописи («индекс в индексе»).

Не рекомендуется применять одновременно подстрочный и надстрочный индексы.

Символы \max , \min на строке следует размечать прямым шрифтом, в индексе — курсивным. Предпочтительнее сокращения русскими буквами \max , \min .

Если по ГОСТ индексы при буквенном обозначении величины отличаются от написания, принятого в издательстве, то следует придерживаться обозначения по ГОСТ.

Буквы, имеющие сходное рукописное начертание, один раз на поле каждой страницы рукописи обязательно поясняют следующим образом:

Русские

в — русск., *е* — не эль, *з* — буква, *к* — русск., *О*, *о* — буква, *У* — русск., *Ч*, *ч* — буква.

Латинские

b — лат., *D* — лат., *e* — не эль, *J* — ѹ, *Y* — игрек, *l* — эль, *O*, *o* — буква.

Греческие

ζ — дзета, *Θ* — тэта широкая, *θ* — тэта узкая, *ι* — иота, *κ* — каппа, *ν* — ни, *ξ* — кси, *υ* — иpsilon, *χ* — хи.

Все буквы греческого алфавита обводят красным карандашом, повторяют на поле рукописи, оговаривают название буквы и указывают, прописная или строчная.

Следует обязательно разметить и оговорить на полях штрихи, град., цифры 0, 3 и 4 (в индексах и марках сплавов, машин, аппаратов), знак \emptyset , римские цифры и дефис, а также другие примененные специальные знаки.

Кроме того, необходимо разметить строчные и прописные буквы, сходные по начертанию и отличающиеся только по размеру: прописные (большие) буквы размечают двумя черточками снизу, строчные (малые) — двумя черточками сверху.

Примеры оформления списка литературы при ссылке на различные источники

На книгу

Селютин В. А. Автоматизированное проектирование топологии БИС. — М.: Радио и связь, 1983. — 112 с.

Фомин А. В., Боченков Ю. И., Сорокопуд В. А. Технология, надежность и автоматизация производства БГИС и микросборок. — М.: Сов. радио, 1981. — 352 с.

Радиотехнические цепи и сигналы/Д. В. Васильев, М. Р. Витоль, Ю. Н. Горшенков и др.; Под ред. К. А. Самойло. — М.: Радио и связь, 1982. — 528 с.

Сборник научных трудов/Центр. науч.-исслед. ин-т связи. — М.: Связь, 1975. — Вып. 2. 80 с.

Труды Московского института инженеров геодезии, аэрофотосъемки и картографии. — М.: МИИГАИК, 1975. — Вып. 60, 168 с.

Инструкция по монтажу сооружений устройств связи, радиовещания и телевидения/Министерство связи СССР. — М.: Радио и связь, 1982. — 216 с.

Хемминг Р. В. Теория кодирования информации: Пер. с англ./Под ред. Б. С. Цыбакова. — М.: Радио и связь, 1983. — 176 с.

Mierdel G. Elektrophysik. — Berlin: VEB Verlag Technik, 1976. — 408 S.

На статью

—
Ленин В. И. Вопросы о мире. — Полн. собр. соч., т. 26, с. 301—306.

Машбиц Л. М. Расчет и прогнозирование параметров наведения земных антенн систем спутниковой связи. — Электросвязь, 1982, № 28, с. 28—32.

Mezain I. H. Rolling circuit boards improves soldering. — Electronic Engineering, 1977, vol. 34, N 16, p. 181.

Haft A. Anwendungstechnische Probleme an Kontaktbauelementen der Schwachstromtechnik. — Radio und Fernsehen, 1977, Bd. 16, N 14, S. 354—356.

Березинский В. С., Григорьева С. И., Зацепин Г. Т. Метагалактические протоны сверхвысоких энергий. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, № 9, с. 1791—1795.

Изменение зонной структуры полупроводников под давлением/
А. Л. Полякова, Б. М. Васильев, И. Н. Купенко и др. — Физика и техника полупроводников, 1976, т. 9, № 11, с. 2356—2358.

Денисов В. А. К вопросу расчета оптимальной производительной мощности. — Тр. Ленингр. кораблестроит. ин-та, 1976, вып. 113, с. 115—118.

Микропроцессоры как основа построения быстродействующих ЭВМ/
В. В. Клубков, А. С. Новожилов, В. Н. Филатов, Л. В. Чеглаков. — Электронная техника. Сер. Комплексная микроминиатюризация радиоэлектронных устройств и систем, 1975, вып. 2, с. 3—8.

На патентную документацию

А. с. 292204 (СССР). Управляемый преобразователь напряжения/ В. М. Кибакин.

Пат. 368740 (Швейцария). Verfahren und Anlage zur Herstellung von Baukörpern/ N. W. Klauf.

На стандарты

ГОСТ 15133—77. Приборы полупроводниковые. Термины и определения.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ

УДК 621.396.677. Печатные излучатели/Д. И. Воскресенский, В. С. Филиппов.— В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 4—16.

Приводится обзор современного состояния теории печатных излучателей и печатных антенных решеток. Рассматриваются особенности математического моделирования и пути оптимизации математических моделей. Приводится анализ импедансных, поляризационных и частотных характеристик.

Библиогр. 25.

УДК 621.396.677. Математическая модель и результаты исследования характеристик печатных излучателей в плоских ФАР/В. С. Филиппов.— В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 17—63.

На основе энергетического подхода с использованием аффинорных функций Грина рассматривается математическая модель печатного излучателя с плоским проводником произвольной формы в бесконечной плоской ФАР. Рассмотрены методы оптимизации численных алгоритмов, связанные с особенностями описания полей элементов конструкции и малыми относительными размерами и выделением полей кольцевых зарядов штырей, возбуждающих излучатели.

Приводятся результаты численного исследования импедансных, поляризационных, энергетических и других характеристик ФАР с прямоугольными и дисковыми печатными излучателями.

Ил. 21. Библиогр. 9.

УДК 621.396.67. Исследование некоторых видов печатных решеток/А. Ф. Чаплин, И. Г. Яковенко, Е. М. Яшишин.— В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 63—75.

В статье приведены результаты теоретического и экспериментального исследования отдельных видов остронаправленных антенных решеток в печатном исполнении. Рассмотрены подходы к строгому анализу печатных вибраторных решеток. Описаны конструкции трех вариантов печатных решеток и приведены результаты их экспериментального исследования. Обсуждаются вопросы питания таких решеток от волноводов и коаксиальных линий.

Ил. 16. Библиогр. 15.

УДК 621.396.67.01. Эффективность излучения микрополосковых антенн/Б. А. Панченко, С. А. Баранов, Л. В. Бычкова, С. Н. Шабунин.— В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 75—82.

Рассмотрена методика расчета эффективности излучения микрополосковых антенн с учетом потерь мощности, связанных с возбуждением поверхностных волн, кроссполяризационными потерями и тепловыми потерями в диэлектрической подложке и металле излучателей и экрана. Приведены результаты расчетов для различных значений геометрических размеров антенн и параметров диэлектрика подложки.

Ил. 8. Библиогр. 5.

УДК 621.396.67. Характеристики печатных вибраторных излучателей в периодической структуре с диэлектрическими слоями/А. Ю. Гринев, Ю. В. Котов.— В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 83—94.

Развивается метод анализа печатных вибраторных излучателей в составе периодической антенной решетки с диэлектрическими слоями на основе строгого решения интегрального уравнения 1-го рода относительно распределения электрического тока по вибратору. Приводятся результаты численного анализа парциальной диаграммы направленности излучателя, полного входного сопротивления и амплитудно-фазового распределения электрического тока по вибратору. Показана возможность оптимизации излучателя путем выбора параметров антенной структуры.

Ил. 16. Библиогр. 9.

УДК 621.372.822. Антенные решетки печатных спиральных излучателей/В. Л. Гостюхин, К. И. Гринева, А. Б. Смирнов, В. Н. Трусов. — В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 94—107.

Анализируется фазированная антennaя решетка из плоских прямоугольных спиралей с резонаторами на основе численного решения интегродифференциального уравнения для магнитного тока в апертуре спиральной щели. Приводятся результаты расчетов амплитудных и фазовых распределений поля вдоль спирали, входных проводимостей, коэффициентов эллиптичности поля излучения для разных углов отклонения луча и диаграммы направленности единичного излучателя в решетке.

Формулируется подход к математическому моделированию конечной антеннной решетки спиральных излучателей, учитывающий краевые эффекты.

Ил. 9. Библиогр. 12.

УДК 621.396.67. Метод расчета продольных печатных излучателей в плоских ФАР/М. В. Инденбом. — В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 107—120.

Применение метода конечных элементов к интегральному уравнению для «заряда» на печатных проводниках получено решение задачи о характеристиках продольных печатных излучателей в составе плоской ФАР. Примером подобных излучателей являются печатные вибраторы, директорные, логопериодические антенны и т. п. При анализе учитываются сложная конфигурация проводников, обе компоненты тока, наличие диэлектрических подложек и защитного покрытия. Метод подтвержден результатами проверочных расчетов.

Ил. 3. Библиогр. 10.

УДК 621.396.677.494.001.5. Исследование антенных решеток высокодобротных полосковых излучателей/Б. А. Панченко, С. Т. Князев. — В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 120—123.

Вариационным методом определяются импедансные характеристики излучателей больших линейных антенных решеток. Излучатели построены на базе высокодобротной полосковой линии. Приводятся и анализируются результаты численных расчетов.

Ил. 6. Библиогр. 5.

УДК 621.396.677.32. Синтез решеток пассивных вибраторов/А. Ф. Чаплин, М. Д. Бучацкий, М. Ю. Михайлов. — В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 123—136.

В статье приведен обзор по пассивным вибраторным решеткам. Рассматриваются возможные подходы к синтезу решеток пассивных вибраторов (РПВ). Даются рекомендации по синтезу РПВ. Приводятся результаты оригинальных исследований авторов.

Табл. 6. Ил. 6. Библиогр. 33.

УДК 621.372.828. Метод численного исследования полосковых излучателей в слоистой среде/В. В. Чебышев. — В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 137—146.

Предложен метод численного исследования полосковых излучателей в слоисто-однородной среде. Метод рассмотрен на примерах вибраторной решетки типа «волновой канал» и антенн резонаторного типа прямоугольной формы. Метод основан на обращении задачи возбуждения к интегральным уравнениям Фредгольма 1-го рода, для решения которых используется принцип саморегуляризации. Для указанных антенн разработаны единообразные алгоритмы расчета и приведены примеры их реализации.

Ил. 8. Библиогр. 6.

УДК 621.396.677:883.67. Оценка направленных свойств дуговых антенн с квазиоптимальными амплитудными распределениями/В. Б. Сахаров, В. В. Царицына.— В кн.: Антенны/Под ред. Д. И. Воскресенского. Вып. 32. М.: Радио и связь, 1985, с. 147—154.

Путем преобразования аналитического выражения для диаграммы направленности дуговой антенны к виду, аналогичному записи диаграммы направленности некоторой эквивалентной линейной антенны с иным амплитудно-фазовым распределением, доказана возможность линеаризации дуги окружности и получен множитель пересчета амплитудных распределений в эквивалентных дуговых и линейных антенных. На основе этого предлагаются квазиоптимальные распределения, улучшающие структуру бокового поля диаграммы направленности дуговых антенн и дающие наилучшие соотношения между уровнем боковых лепестков и шириной основного лепестка. Приведены аналитические выражения и графики, позволяющие оценить направленные свойства и габаритные соотношения дуговых антенн с этими распределениями.

Ил. 5. Библиогр. 6.