

Том 68, Номер 8

ISSN 0033-8494

Август 2023



РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 68, номер 8, 2023

Борис Васильевич Сестрорецкий (06.08.1923–07.07.2017)	731
---	-----

К 100-ЛЕТИЮ Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО

Уменьшение энергопотребления передающей активной фазированной антенной решетки низкоорбитального спутника связи с “прыгающим” лучом	
<i>В. Р. Анпилогов, В. В. Денисенко, Б. А. Левитан, В. Н. Козлов, А. М. Шитиков, А. В. Шишлов</i>	733
Некоторые особенности рассеяния плоской электромагнитной волны на плоской магнитодиэлектрической пластине	
<i>Д. А. Борисов, С. П. Скобелев</i>	742
Использование метода импедансного аналога электромагнитного пространства Сестрорецкого для учета влияния плазмы ракетного двигателя на диаграмму направленности бортовой антенны	
<i>К. И. Конов, К. Н. Климов</i>	751
Уменьшение боковых лепестков, направленных на подстилающую поверхность, для фазированных антенных решеток с управлением только фазой	
<i>Ю. В. Кривошеев, А. В. Хайхан</i>	757
Алгоритмические решения в задаче оценки качества связи с беспилотным летательным аппаратом	
<i>И. С. Полянский, Я. Д. Шаповалов</i>	763
Бортовая фазированная антенная решетка миллиметрового диапазона волн	
<i>Л. И. Пономарёв, А. А. Васин, В. М. Крехтунов, О. В. Терёхин, Е. В. Комиссарова</i>	772
Алгоритм оценки спектральной корреляционной функции с использованием двумерного быстрого преобразования Фурье	
<i>Т. Я. Шевгунов</i>	782
Частотно-разделительные устройства для систем вторичной радиолокации	
<i>А. В. Сучков</i>	790
Применение 2D кода “Tamic”, основанного на методе импедансного аналога электромагнитного пространства Сестрорецкого, для задач диагностики плазмы в термоядерных установках токамак	
<i>В. А. Вершков, Д. А. Шелухин, М. Ю. Исаев, К. Н. Климов</i>	798

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Радиопоглотитель с высокой угловой устойчивостью резонансной частоты на основе искусственного магнитного проводника и резистивной пленки	
<i>Ю. Н. Казанцев, Г. А. Крафтмахер, В. П. Мальцев, В. С. Солосин</i>	811

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

Распространение мощных нано- и субнаносекундных видеоимпульсов в среде с меняющимися термодинамическими характеристиками

П. С. Глазунов, В. А. Вдовин, А. М. Салецкий

817

НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Полевые эффекты в электропроводности конденсаторных структур
платина/алмазоподобный углерод/платина

А. С. Веденеев, В. В. Рыльков, В. А. Лузанов, С. Н. Николаев, А. М. Козлов, А. С. Бугаев

827

ХРОНИКА

Памяти Георгия Петровича Комракова

831

БОРИС ВАСИЛЬЕВИЧ СЕСТРОРЕЦКИЙ (06.08.1923–07.07.2017)

DOI: 10.31857/S0033849423080156, EDN: ZLIKAR



6 августа 2023 г. исполняется 100 лет со дня рождения крупного ученого в области СВЧ-техники и прикладной электродинамики, доктора технических наук, профессора Бориса Васильевича Сестрорецкого.

Борис Васильевич родился в г. Ярцево Смоленской области. В 1941 г. он окончил с отличием московскую школу № 255. После окончания школы Б.В. Сестрорецкий пошел добровольцем в строительный отряд для создания оборонительных сооружений в районе Вязьмы и был награжден медалью за оборону Москвы. В 1942 г. Борис Васильевич поступил на физико-математический факультет Пермского государственного университета и одновременно работал в ночную смену на оборонном заводе.

В 1943 г. Б.В. Сестрорецкий вернулся из эвакуации в Москву и продолжил обучение на радиотехни-

ческом факультете в Московском энергетическом институте (МЭИ). В дипломном проекте “Установка для измерения погонного затухания электромагнитных волн в воздухе для сантиметровых волн” Борис Васильевич предложил и реализовал принципиально новый метод возбуждения высокочастотных резонаторов с устранением паразитных колебаний.

После окончания с отличием МЭИ в 1948 г. Б.В. Сестрорецкий работал в Московском НИИ Приборостроения, где занимался освоением техники миллиметровых волн, разработкой и испытанием двухчастотных радиолокационных станций, газоразрядных защитных устройств миллиметрового диапазона, сумматоров мощных сигналов.

В 1956 г. Борис Васильевич защитил диссертацию “Синтез фильтров, сумматоров высокого уровня мощности” на соискание ученой степени кандидата технических наук. В этот период Б.В. Сестрорецкий проводил исследования по низкотемпературным эффектам в полупроводниках, по созданию малошумящих защитных и коммутационных устройств; изучал воздействие явления сверхпроводимости в СВЧ-устройствах для стабилизации частоты малошумящих генераторов и фильтров. Борис Васильевич принимал участие в создании мощных высокостабильных генераторов Ганна (совместно с Физическим институтом АН СССР), в разработке и внедрении в серийное производство резонансных p – n -переключательных диодов и ограничителей, бескорпусных диодов сантиметрового и миллиметрового диапазонов, пассивных и активных фазовых антенных решеток. В 1963 г. вышла монография: Е.С. Кухаркин, Б.В. Сестрорецкий “Электрическая прочность волноводных устройств” (М.: Высш. шк.), в 1969 г. — монография: И.В. Мальский, Б.В. Сестрорецкий “СВЧ устройства на полупроводниковых диодах: проектирование и расчет” (М.: Сов. радио). В 1973 г. Борис Васильевич защитил докторскую диссертацию по теории проектирования коммутационных полупроводниковых СВЧ устройств.

Большое внимание Борис Васильевич уделял формированию молодого поколения исследователей. С 1965 г. по 2003 г. он преподавал на базовой кафедре Московского физико-технического

института, а в 2003 г. организовал и возглавил отделение кафедры “Радиотелекоммуникационные устройства и системы” Московского института электроники и математики на НПО им. С.А. Лавочкина. Им написано несколько учебных пособий и большое количество учебно-методических материалов. Б.В. Сестрорецкий подготовил 17 кандидатов наук, один из которых стал впоследствии доктором наук.

С 1958 по 1985 гг. Борис Васильевич был председателем секции межведомственного координационного совета по антенной технике. Он организовал и провел 12 всесоюзных конференций и три семинара по машинному проектированию СВЧ-устройств. Б.В. Сестрорецкий принимал участие в более чем 100 всероссийских и международных конференциях, где сделал более 300 докладов, является автором четырех патентов Российской Федерации и 40 авторских свидетельств

на изобретения. За долголетнюю научно-практическую деятельность Борис Васильевич награжден медалью Гагарина, медалью С.А. Лавочкина и медалью ВДНХ.

Более 20 лет своей жизни (1996—2017 гг.) Б.В. Сестрорецкий проработал в НПО им. С.А. Лавочкина. Борис Васильевич входил в состав научно-технического и диссертационного советов предприятия, в редакционную коллегию журнала “Вестник НПО им. С.А. Лавочкина”, а также участвовал в работе аспирантуры предприятия и организовывал семинары для студентов, молодых ученых и инженеров.

Подготовленные и воспитанные Борисом Васильевичем научные кадры продолжают трудиться на различных предприятиях и в институтах, продолжая и развивая работы своего Учителя.

К 100-ЛЕТИЮ Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО

УДК 629.783

УМЕНЬШЕНИЕ ЭНЕРГОПОТРЕБЛЕНИЯ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АКТИВНОЙ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ НИЗКООРБИТАЛЬНОГО СПУТНИКА СВЯЗИ С “ПРЫГАЮЩИМ” ЛУЧОМ

© 2023 г. В. Р. Анпилогов^a, В. В. Денисенко^{b, c}, Б. А. Левитан^{b, c, d}, В. Н. Козлов^{b, d},
А. М. Шитиков^{b, d}, А. В. Шишлов^{b, *}

^a АО “ВИСАТ-ТЕЛ”, 2-я Звенигородская ул., 13, стр. 37, Москва, 123022 Российская Федерация

^b ПАО “Радиофизика”, ул. Героев Панфиловцев, 10, Москва, 123363 Российская Федерация

^c Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
Волоколамское шос., 4, Москва, 125993 Российская Федерация

^d Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701 Российская Федерация

*E-mail: shishlov54@mail.ru

Поступила в редакцию 19.02.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 20.05.2023 г.

Представлены результаты анализа энергопотребления передающей активной фазированной антенной решетки (АФАР) космического аппарата (КА) низкоорбитальной системы связи (широкополосного доступа или прямого доступа к абонентам сотовой сети). Показано, что для уменьшения энергопотребления включением (выключением) излучателей в зависимости от угла отклонения луча от надира можно достичь существенного снижения тепловыделения АФАР КА. Но это решение реализуемо только при условии, что АФАР формирует один “прыгающий” луч.

DOI: 10.31857/S0033849423080016, EDN: UWVIEW

ВВЕДЕНИЕ

Известно много проектов, посвященных созданию систем широкополосного доступа (ШПД) на основе низкоорбитальных спутников [1] в Ku- и Ka-диапазонах. Одним из наиболее продвинутых проектов по состоянию на 2023 год является Starlink, поскольку система уже перешла в стадию начала коммерческой эксплуатации. Но все низкоорбитальные спутниковые проекты ШПД с начала их зарождения имеют высокую себестоимость активной фазированной антенной решетки (АФАР) абонентского терминала (АТ). Цена АТ неприемлема для массового рынка [2–7].

Также АТ имеет высокое энергопотребление АФАР (примерно до 180 Вт), что создает эксплуатационные проблемы (высокое тепловыделение, перегрев и отключение АФАР). Решение задачи уменьшения энергопотребления АФАР АТ за счет включения (выключения) части ее излучателей рассмотрено в [8]. Но аналогичная задача уменьшения энергопотребления и тепловыделения актуальна и для АФАР космического аппарата (КА) системы спутниковой связи (например, [9, 10]). АФАР низкоорбитального КА создает приемопередающий луч, который обслуживает заданную

локальную зону на Земле (далее — “ячейка”) в интервале времени Δt_k . При этом луч может быстро (за время менее единиц миллисекунд) переключаться между “ячейками”. Тем самым, луч в процессе движения низкоорбитального КА не “скользит” по поверхности Земли, а последовательно обслуживает заданные “ячейки”, задерживаясь в направлении каждой из них на время Δt_k . По мере того, как КА уходит из зоны видимости “ячейки”, начинает работать смежный КА, луч которого обеспечивает непрерывность ее обслуживания.

Аналогичная идеология обслуживания “ячеек” рассматривается в материалах 3GPP при использовании спутниковой компоненты 5G NTN [11] и в ряде проектов, не связанных с 3GPP [12]. Это уже системы не ШПД, а бесшовной персональной спутниковой связи (ПСС), в которых обеспечивается прямое обслуживание типовых АТ (например, смартфонов) сотовых сетей 4G/5G и GSM в выделенных им диапазонах частот (S-диапазон и ниже). Такие спутниковые системы обозначали как “Direct-to-Cell”, но в нормативном документе FCC от февраля 2023 г. их уже обозначают “Direct-to-Device” (прямая связь с устройством сотовой сети) или сокращенно D2D. В этом случае не надо создавать абонентский сегмент спутниковой

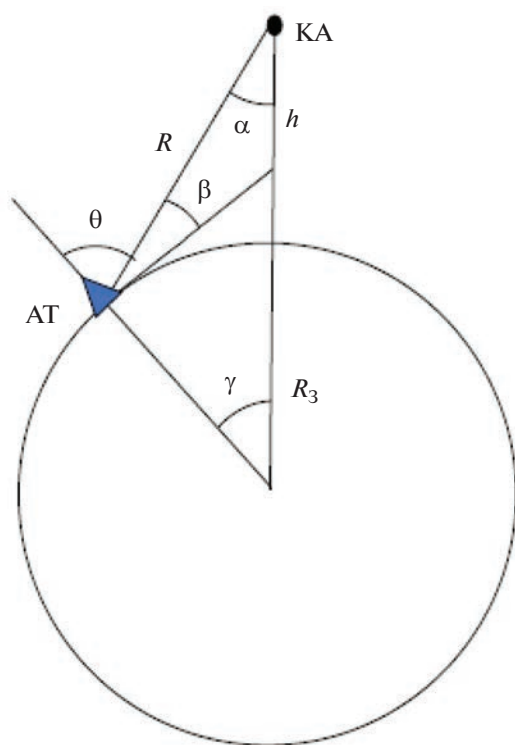


Рис. 1. Взаимное расположение КА и АТ.

системы. Он уже существует, но требуется адаптация программного обеспечения (ПО) в ядре сотовой сети.

Эти системы только начинают проектироваться, но уже известны и положительные экспериментальные результаты, опубликованные компаниями Lyrk (<https://ftimes.ru/321253-lyrk-global-pervoj-podklyuchila-sputnik-napryamuyu-k-obychnym-mobilnym-telefonam-na-zemle.html>) и AST (https://www.reddit.com/r/ASTSpaceMobile/comments/q6tqw8/ast_spacemobile_the_starlink_of_smartphones) подтверждающие реализуемость бесшовной низкоорбитальной спутниковой сети, в которой применена технология “Direct to-Device” (<https://spacenews.com/direct-to-cell-startups-welcome-musks-arrival>).

Одним из ключевых элементов КА в системах ШПД и бесшовной ПСС является АФАР с быстро переключаемым в пространстве лучом. Алгоритм переключения луча — это результат решения многокритериальной задачи. Исходными параметрами для ее решения являются информационная скорость, требуемая для обслуживания АТ в “ячейке”, объем информации, доступный для АТ, число АТ в каждой “ячейке” и общее количество обслуживаемых “ячеек”. Но независимо от алгоритма переключения луча между “ячейками” проблемой является минимизация энергопотребления АФАР КА и, соответственно, ее тепловыделение.

Авторы предлагают решить указанную проблему путем включения/выключения излучателей передающей АФАР КА, что и рассмотрено далее.

1. ДВИЖЕНИЕ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ СПУТНИКОВ СВЯЗИ

При движении КА по круговой орбите вокруг Земли изменяются его положение относительно АТ в “ячейке” и наклонная дальность R от КА до АТ. Луч АФАР относительно узкий, и эквивалентный диаметр создаваемой им “ячейки” примерно соответствует диаметру зоны (менее 100 км) обслуживания базовой станции в сотовой сети. Соответственно, значение R можно отнести к АТ в центре “ячейки”. Наибольшие изменения углового положения АТ относительно КА и расстояния до него соответствуют условию, когда АТ находится в плоскости орбиты КА (рис. 1).

В этом случае угловое положение АТ относительно КА можно задать одним углом — например, углом α видимости АТ из точки орбитального положения КА.

Наклонная дальность $R(\alpha)$ определяется взаимным положением КА и АТ, которая следует из соотношения [8]

$$R(\alpha) = R_3 \frac{\sin \gamma}{\sin \alpha}, \quad (1)$$

где

$$\sin \gamma = \cos(\alpha + \beta)$$

($\beta = \arccos(\sin(\alpha)(R_3 + h)/R_3)$ — текущий угол места видимости КА из точки расположения АТ, α — текущий угол видимости АТ из точки расположения КА на орбите); γ — текущий геоцентрический угол для КА при его движении по орбите; h — высота орбиты КА над Землей; $R_3 = 6371$ км — радиус Земли.

В табл. 1 приведено взаимное соответствие углов α , β , γ и время сеанса связи T в зависимости от высоты h орбиты КА.

Спутник совершает оборот вокруг Земли за время T_0 , а сеанс связи с АТ составляет максимум T [8]:

$$T \approx T_0(2\gamma_{\max}/360^\circ), \quad (2)$$

где $T_0 = 84.4((R_3 + h)/R_3)^{3/2}$ мин, $\gamma_{\max}$ — максимальный геоцентрический угол, определяемый из (1) для минимального $\beta_{\min}$, соответствующего максимальному $\alpha_{\max}$.

Максимальные угловые секторы сканирования луча АФАР АТ и АФАР КА составляют $\pm(90^\circ - \beta_{\min})$ и $\pm\alpha_{\max}$ соответственно. Здесь $\beta_{\min}$ — минимальный угол места, с которого начинается сеанс работы КА с АТ, $\alpha_{\max}$ — максимальный угол отклонения луча АФАР КА от надира в пределах сеанса связи T .

Таблица 1. Угловые параметры КА и АТ в центре “ячейки”, время сеанса связи и наклонная дальность между ними

Параметры	Значения параметров для разных высот орбиты КА, h , км								
	500			1000			1500		
β , град	30	45	60	30	45	60	30	45	60
α , град	53.4	41.1	27.6	48.5	37.8	25.6	44.5	35.0	23.9
γ , град	6.6	3.9	2.4	11.5	7.2	4.4	15.5	10.0	6.1
T , мин	3.4	2.1	1.2	6.7	4.3	2.6	10.0	6.5	4.0
R , км	910	683	571	1702	1329	1130	2561	1949	1680

Углы $\alpha_{\max}$, $\beta_{\min}$, $\gamma_{\max}$ однозначно связаны между собой формулой $90^\circ = \alpha_{\max} + \beta_{\min} + \gamma_{\max}$.

Плотность потока мощности (ППМ) в полосе частот информационного канала, который создает передающий луч АФАР КА в обслуживаемой “ячейке” на Земле, зависит от его эквивалентной изотропной излучаемой мощности (ЭИИМ) и квадрата расстояния $R(\alpha) \equiv R(\beta)$. Максимум ЭИИМ достигается при $\alpha = 0^\circ$ и $\beta = 90^\circ$, т.е. при направлении луча АФАР КА в надир. Но максимальный уровень спектральной ППМ на поверхности Земли всегда нормативно ограничен (например, [13]). С целью максимизации информационной скорости канала связи в направлении любой “ячейки” в зоне обслуживания КА целесообразно обеспечить максимальный нормативно допустимый уровень ППМ для любого угла α .

При движении луча АФАР КА от максимального угла отклонения $\alpha_{\max}$ к надиру ($\beta = 90^\circ$, $\alpha = 0^\circ$) энергетика радиолинии и ППМ увеличиваются за счет уменьшения наклонной дальности и увеличения коэффициента усиления антенны КА в надире (принято, как $1/\cos\alpha$). Если ЭИИМ антенны КА неизменна, то ППМ, которая создается в “ячейке” для любого информационного канала луча, существенно изменяется за время сеанса связи T , например, увеличивается при его движении к надиру (изменение ППМ $\Delta_{\text{ППМ}}$ для разных высот орбит КА показано на рис. 2). Соответственно, необходимо выключать часть излучателей передающей АФАР КА в процессе приближения луча к надиру.

Очевидно, что во всем интервале времени сеанса связи нет необходимости поддерживать максимальное значение ЭИИМ луча АФАР КА. В области углов надир $\alpha = 0^\circ$ луч должен иметь минимально необходимое значение ЭИИМ, а при максимальном угле α_m ориентации луча значение ЭИИМ должно достигать своего максимума. Но в итоге должно быть обеспечено условие примерного (с уровнем снижения от максимума не более чем на 3 дБ) постоянства ППМ в любой “ячейке”

на Земле во всем интервале углов сканирования $\pm\alpha_m$ луча АФАР КА.

Интервал времени T зависит от орбитального построения спутниковой группировки и географического положения обслуживаемой “ячейки”. Соответственно, алгоритм включения и выключения излучателей АФАР КА в общем случае будет взаимосвязан с текущим временем t наблюдения КА. При этом по мере приближения луча к $\alpha_{\max}$ скорость изменения (дБ/с) энергетики радиолинии возрастает.

2. ВЫКЛЮЧЕНИЕ (ВКЛЮЧЕНИЕ) ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПЕРЕДАЮЩЕЙ АФАР КА

Предположим, что АФАР КА формирует один передающий луч. В рабочей полосе частот луча сформирован один или несколько информационных частотных каналов. Уровень ППМ электромагнитного поля $P_{\text{КА}}(\alpha)$, создаваемого лучом АФАР КА на поверхности Земли в полосе частот информационного канала, определяется соотношением

$$P_{\text{КА}}(\alpha) = \frac{P_{\text{КА}} G_{\text{КА}}(\alpha)}{4\pi R(\alpha)^2}, \quad (3)$$

где $P_{\text{КА}}$ — мощность, излучаемая АФАР КА (в полосе частот передающего канала), $G_{\text{КА}}(\alpha)$ — коэффициент усиления АФАР КА в направлении центра обслуживаемой ячейки, $R(\alpha)$ — текущее расстояние от КА до центра “ячейки” (наклонная дальность).

Полагая, что ППМ на поверхности Земли не превышает допустимого значения [13] и для каждого текущего направления α включается необходимое число $N(\alpha)$ излучателей передающей АФАР КА, перепишем (3) в виде

$$P_{\text{КА}}(\alpha) = \frac{p g(\alpha) N^2(\alpha)}{4\pi R^2(\alpha)}, \quad (4)$$

где p — мощность одного канала (излучателя) АФАР КА (предполагается, что все каналы оди-

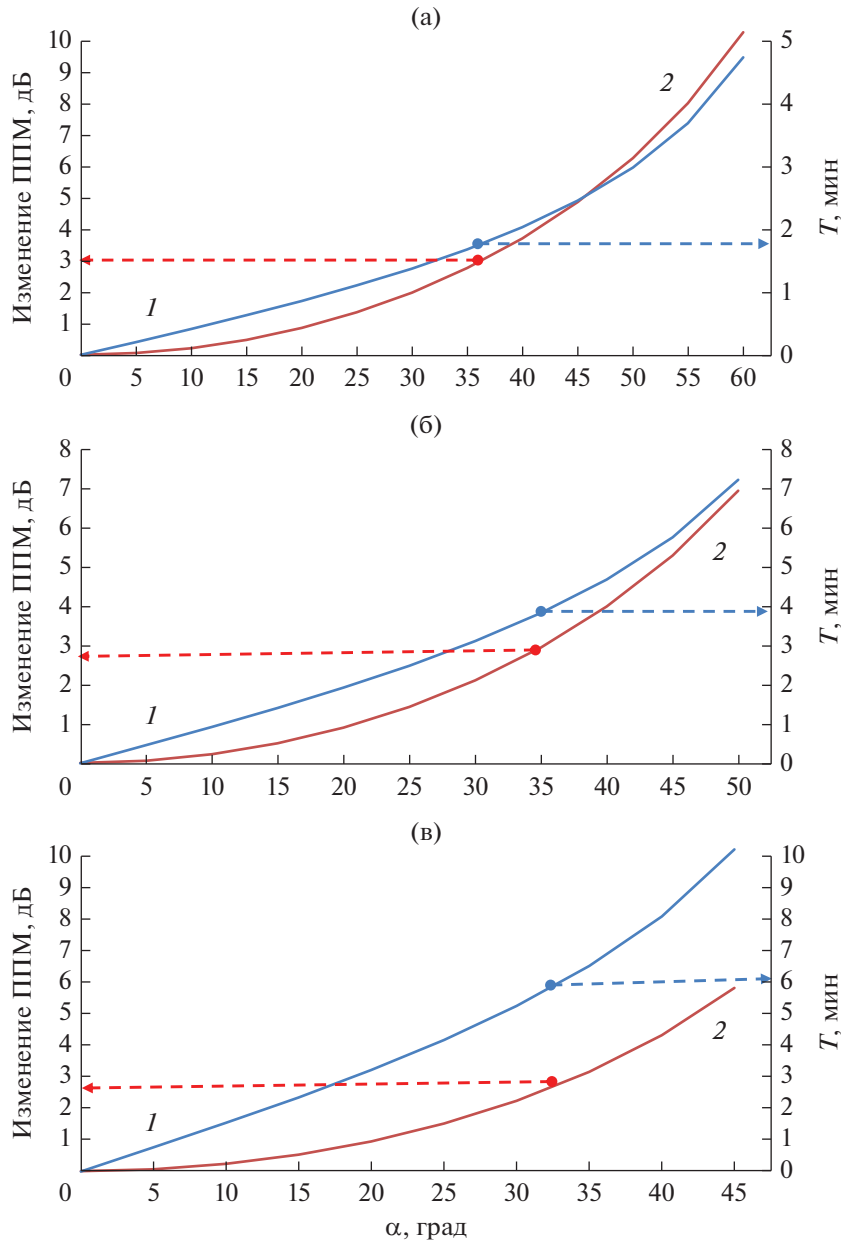


Рис. 2. Изменение энергетики радиосвязи и длительности сеанса связи для высоты орбиты $h = 500$ (а), 1000 (б) и 1500 км (в): 1 – длительность сеанса связи T , 2 – изменение ППМ $\Delta_{\text{ППМ}}$.

наковые), $g(\alpha)$ – усиление излучателя АФАР КА в направлении центра “ячейки”.

Потребуем, чтобы ППМ на поверхности Земли была постоянна и равна Π_0 , тогда из (4) получим соотношение для количества включенных излучателей передающей АФАР КА:

$$N(\alpha) = R(\alpha) \left(\frac{4\pi\Pi_0}{pg(\alpha)} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Предположим, что максимум ДН излучателя АФАР КА совпадает с нормалью к ее апертуре и направлен в надир. Коэффициент усиления излу-

чателя по нормали к апертуре равен g_0 . Количество включенных излучателей АФАР КА при направлении луча в надир составляет

$$N_0 = h \left(\frac{4\pi\Pi_0}{pg_0} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) получим отношение числа включенных излучателей передающей АФАР КА для произвольного угла α направления луча и его положения в надире:

$$\frac{N(\alpha)}{N_0} = \frac{R(\alpha)}{h} \left(\frac{g_0}{g(\alpha)} \right)^{1/2} = \xi. \quad (7)$$

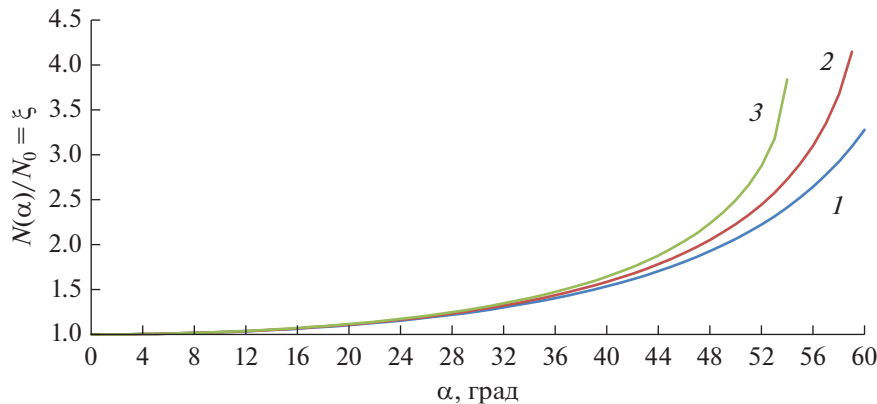


Рис. 3. Относительное увеличение числа включенных излучателей АФАР КА по мере отклонения луча от надира для $h = 500$ (1), 1000 (2) и 1500 км (3).

Примем, что диаграмма направленности отдельного излучателя АФАР аппроксимируется функцией $g(\alpha) = \cos^v \alpha$. При $v = 1$ соотношение (7) выглядит следующим образом с учетом текущего времени сеанса связи:

$$\xi(\alpha(t)) = \frac{N(\alpha(t))}{N_0} = \frac{R(\alpha(t))}{h} (\cos(\alpha(t)))^{-1/2}, \quad (8)$$

где $R(\alpha(t))$ — определяется формулой (1).

На рис. 3 приведены графики для оценки отношения $N(\alpha)/N_0$ в зависимости от угла α луча АФАР КА в соответствии с (8). Напомним, что площадь “ячейки” маленькая и для всех ее АТ можно принять примерно один и тот же угол α .

Из (8) и рис. 2 следует, что при отклонении луча от надира в секторе углов $-30^\circ \leq \alpha < +30^\circ$, число включенных излучателей изменяется менее, чем на 30% независимо от высоты орбиты КА, а при $-60^\circ \leq \alpha < +60^\circ$ — более чем на 300% и уже значительно зависит от высоты орбиты.

3. ДИСКРЕТИЗАЦИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ АФАР КА И ЕЕ ЭНЕРГОПОТРЕБЛЕНИЕ

В реальных АФАР излучатели включаются (выключаются) группами, поскольку каждую такую группу обслуживает отдельный источник питания. Предположим, что в группу входит m излучателей. При наличии M таких групп, получаем общее (максимальное) количество N излучателей в АФАР, необходимое для создания требуемой ППМ на поверхности Земли на краю сектора электронного сканирования $\alpha_{\text{макс}}$:

$$N = N(\alpha_{\text{мин}}) = Mm = (M_0 + M(\alpha_{\text{макс}}))m, \quad (9)$$

где M_0 — число групп излучателей, находящихся включенными постоянно, $M(\alpha_{\text{макс}})$ — число групп излучателей, которые могут включаться по мере удаления луча от надира (или отключаться при приближении к надиру).

Критерием включения/выключения групп излучателей $M(\alpha_{\text{макс}})$ является изменение ППМ в ячейке, которое соответствует изменению ЭИИМ более $\text{tr}_0 g(\alpha)$.

Общее число групп излучателей АФАР составляет $N(\alpha_{\text{макс}})/m = M$, где $M = \{1; 2; \dots; N(\alpha_{\text{макс}})\}$ множество натуральных чисел. Число излучателей в каждой группе $m = \{1; 2; \dots; N(\alpha_m)/M\}$, в общем случае — произвольное натуральное число.

Выбор конкретного значения m , как отмечено выше, зависит от схемы электропитания излучателей АФАР, в которой один источник питания обеспечивает работу m излучателей (максимально $m = N(\alpha_{\text{макс}})/2$). Соответственно, число включенных излучателей $N(\alpha)$ в АФАР изменяется дискретно в зависимости от отклонения луча α от надира.

Таким образом, дискретная функция $N_d(\alpha)$ зависит от необходимого количества групп излучателей передающей АФАР КА при отклонении луча на угол α для обеспечения примерного постоянства ППМ в зависимости от текущего времени движения спутника в зоне видимости АТ, расположенных в “ячейке”:

$$N_d(\alpha(t)) = m \text{int} \left(\frac{N(\alpha(t))}{m} \right), \quad (10)$$

где $\text{int}(x)$ — целая часть числа x .

Соотношение (10) показывает, что для каждого положения луча, направленного под углом α от надира в пределах $\pm \alpha_{\text{макс}}$, должно быть включено дискретное значение групп каналов (излучателей) $N_d(\alpha)$, что определяется моментом времени t в пределах сеанса связи T ($0 < t \leq T$). Интервал времени T определяется (2) и приведен в табл. 1 для примера.

Мощность потребления АФАР при положении луча в надири при известном общем числе излучателей АФАР $N(\alpha_{\text{макс}})$, обеспечивающая до-

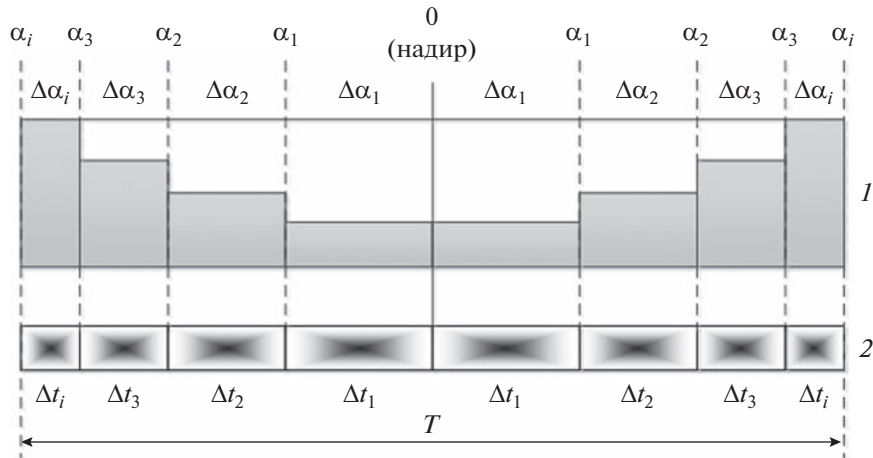


Рис. 4. Иллюстрация включения групп излучателей АФАР: 1 – ЭИИМ, 2 – ППМ.

стижение максимально допустимого ППМ для заданного максимального угла отклонения луча $\alpha_{\text{макс}}$, составляет

$$P_0 = N(\alpha_{\text{макс}})w/\xi_{\text{мин}}, \quad (11)$$

где $\xi_m = N(\alpha_{\text{макс}})/N_0 = R(\alpha_{\text{макс}})/h(\cos(\alpha_m))^{-1/2}$, w – энергопотребление одного излучателя.

Число излучателей $N(\alpha_{\text{макс}})$ рассчитывается исходя из энергетики радиолинии и достижения предельного ППМ, но принимается с учетом (10).

В процессе нахождения (движения) луча АФАР КА в области надира в пределах углов отклонения $\pm(0 + \alpha_1) = \pm\Delta\alpha_1$ АФАР имеет минимум энергопотребления $Q_{\text{мин}}$, которое сохраняется в интервале времени $2\Delta t_1$. При дальнейшем увеличении отклонения луча более α_1 уровень ЭИИМ АФАР снижается, что компенсируется включением дополнительной группы излучателей $mpg(\alpha_1)$. Этот уровень ЭИИМ сохраняется в пределах угловых отклонений луча $\alpha_2 - \alpha_1 = \Delta\alpha_2$ и временно-го интервала Δt_2 для любого его азимутального направления. При движении луча за пределы угла α_2 его ЭИИМ снижается уже настолько, что включается еще одна дополнительная группа $mpg(\alpha)$. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не будут включены все M групп, работа которых продолжается в интервале времени Δt_M . При этом энергопотребление АФАР КА достигает своего максимума $Q_{\text{макс}}$ и сохраняется до угла $\alpha_{\text{макс}}$. В итоге $\Sigma\Delta\alpha_i = \alpha_{\text{макс}}$ и $2\Sigma\Delta t_i = T$, где максимальное значение $i = M$. На рис. 4 иллюстрируется этот процесс при $M = 4$.

Интервал времени $2\Delta t_1$, в пределах которого всегда работают mM_0 излучателей, определяется скоростью v (дБ/с) изменения ППМ в “ячейке”. Переключение наступает при $\Delta t_1 v = mg(\alpha) = \Delta A$, где $\alpha \in [0; \Delta\alpha)$. Для интервала времени $2\Delta t_1$ на-

хождения луча в области надира $\alpha \in [0; \Delta\alpha)$ значение $\Delta A \approx 3$ дБ.

На рис. 4 приведены значения интервала углового отклонения луча $\Delta\alpha_1$ и интервала времени Δt_1 , соответствующие снижению ППМ на 3 дБ. Из этих данных следует, что луч в области надира находится примерно от 45 до 65% времени сеанса связи T .

Следует учитывать, что в процессе обслуживания “ячеек” луч может как удаляться от надира до угла $\alpha_{\text{макс}}$, так и приближаться затем к надиру, задерживаясь в каждой k -й “ячейке” на время Δt_k . Причем число k в общем случае неизвестно и может быть произвольным. В пределах каждого интервала времени Δt_i (см. рис. 4) может обслуживаться множество “ячеек” при условии $\Delta t_i \gg \Delta t_k$. В итоге известными ограничениями являются условия

$$2\sum_{i=1}^M \Delta t_i = \sum_{k=1}^M \Delta t_k = T - \sigma, \quad (12)$$

где $\sigma \ll T$ суммарное время, затраченное на переход от одной “ячейки” к другой, и $k \gg M$.

Минимальная энергия, потребляемой АФАР, условно может быть принята равной

$$Q_{\text{мин}} = P_0 T. \quad (13)$$

Максимальная энергия, потребляемая АФАР –

$$Q_{\text{макс}} = P_0 T \xi. \quad (14)$$

Очевидно, что реальное энергопотребление Q за время сеанса связи T будет находиться в пределах $Q_{\text{мин}} < Q \leq Q_{\text{макс}}$. Отметим, что предельное снижение энергопотребления АФАР составляет не более

$$Q_{\text{макс}}/Q_{\text{мин}} < \xi. \quad (15)$$

В общем виде энергию, потребляемую АФАР КА за время сеанса связи, можно записать следующим образом

$$Q = P_0 T + F_d(t, \alpha) w, \quad (16)$$

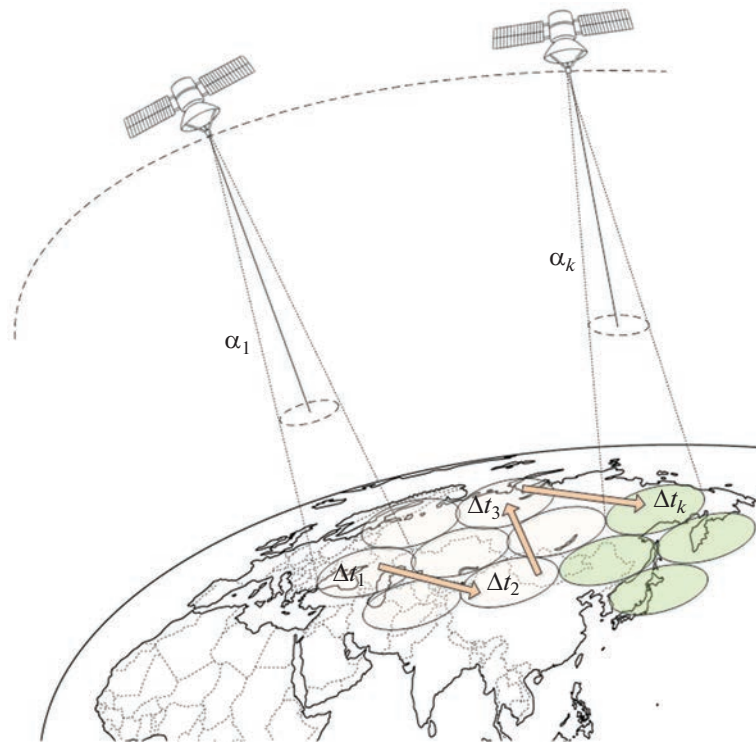


Рис. 5. Иллюстрация обслуживания прыгающим лучом АФАР КА множества “ячеек” на поверхности Земли.

где P_0 — минимальная мощность электропотребления АФАР при направлении луча в надир (минимальное количество включенных излучателей), $F_d(t, \alpha)$ — дискретная функция, зависящая от времени t ($0 < t \leq T$), представляющая собой взвешенную (по количеству групп включенных излучателей M с учетом количества излучателей m к группе) сумму интервалов времени Δt_k для угла $\alpha_k(t)$ отклонения луча от надира.

В общем случае функция $F_d(t)$ зависит от выбранного алгоритма обслуживания “ячеек” на поверхности Земли (положение “ячейки” связано с соответствующим углом α_k видимости ее центра из точки положения КА, как показано на рис. 5). Этот алгоритм должен учитывать достижение необходимой информационной скорости в каждой “ячейке” и передачу заданного объема информации для заданного числа АТ за время Δt_k (с учетом “коэффициента переподписки” [14]), орбитальные параметры движения КА и, естественно, принятое число групп M и число излучателей m в группе при физической реализации АФАР КА.

Видимо, аналогичный подход к минимизации энергопотребления АФАР КА принят на спутни-

ках Starlink, что косвенно следует из заявки в FCC [6] для системы первого поколения (Starlink Gen 1).

Простейшим случаем алгоритма обхода “ячеек” лучом АФАР КА является обслуживание одной заданной “ячейки” в течение всего сеанса связи T (рис. 6).

При условии, что изменение количества включенных излучателей происходит с дискретом m , а время для включения (выключения) групп излучателей пренебрежимо мало, получим для этого гипотетического случая, что энергия потребления АФАР дискретно увеличивается по мере отклонения луча от надира на дискретные значения, т.е. зависит от $\Delta\alpha_i$:

$$Q(\Delta\alpha_i) = P_0T + 2mw(\Delta t_2 + 2\Delta t_3 + 3\Delta t_4 + \dots + (M-1)\Delta t_M), \quad (17)$$

где $P_0 = Mmw/\xi$.

Снижение энергии, потребляемой АФАР КА, за счет выключения излучателей может достигать за сеанс связи T при максимальном отклонении луча от надира $\alpha_{\max}$ значения:

$$\begin{aligned} Q_{\max}/Q(\alpha_{\max}) &= P_0T\xi/\{P_0T + 2mw(\Delta t_2 + 2\Delta t_3 + 3\Delta t_4 + \dots + (K-1)\Delta t_M)\} = \\ &= \xi/\left(1 + 2mw\sum_{i=2}^K(i-1)\Delta t_i/P_0T\right), \end{aligned} \quad (18)$$

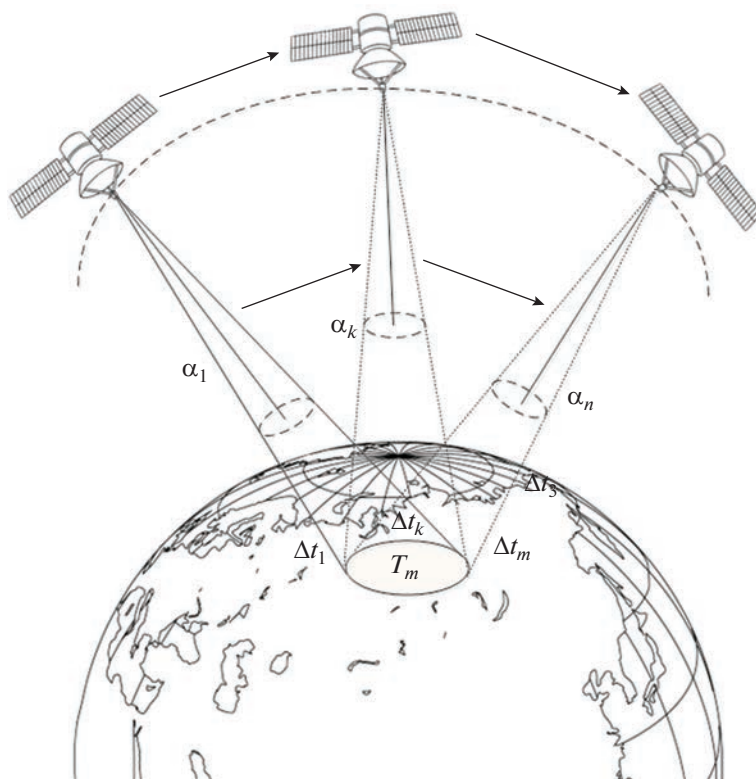


Рис. 6. Обслуживание одной «ячейки» в течение всего сеанса связи.

где обозначено $M(\alpha_{\max}) = K$ число переключаемых групп излучателей.

С целью примерной численной оценки достижимого снижения энергии потребления АФАР, а следовательно, и тепловыделения можно приять, что интервалы времени Δt_{i+1} в (18), в которые происходит переключение одной группы излучателей, примерно равны $2\Delta t \approx (T - 2\Delta t_1)/M(\alpha_{\max})$ по мере удаления луча от надира:

$$\begin{aligned} Q_{\max}/Q(\alpha_{\max}) &= \xi / \left[1 + \frac{mwK}{P_0} \left(1 - \frac{2\Delta t_1}{T} \right) \right] = \\ &= \xi / \left[\xi - \frac{2\Delta t_1}{T} (\xi - 1) \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где $2\Delta t_1$ — интервал времени, в пределах которого луч находится в области надира и включения дополнительных излучателей не требуется (см. рис. 4), и K много более 1.

Если предположить, что число переключаемых групп излучателей АФАР стремится к N , определенному в (9), то в пределе достигается снижение энергопотребления и тепловыделения $Q_{\max}/Q(\alpha_{\max}) = \xi$, что следует из (19) и ранее было установлено в (15).

Еще раз следует отметить, что для многолучевой АФАР технология включения (выключения) излучателей с целью минимизации энергопо-

требления неприменима, поскольку каждый излучатель АФАР участвует в формировании каждого луча (например, [15]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При отключении (включении) части излучателей однолучевой передающей АФАР КА в зависимости от изменения угла видимости обслуживаемой «ячейки» можно достичь заметного снижения ее энергопотребления, а, следовательно, и тепловыделения. В пределе это снижение приближается к ξ (рис. 3). При этом следует учитывать, что каждая передающая АФАР в составе полезной нагрузки КА (их, как правило, несколько) должна формировать один «прыгающий» луч, максимальный угол сканирования которого $\alpha_{\max}$ задается принятым минимальным рабочим углом $\beta_{\min}$ для АФАР АТ.

Следует отметить, что в приемной АФАР КА нет необходимости включать (выключать) излучатели и она может формировать в одной апертуре несколько лучей (равное числу передающих лучей), которые «прыгают» синхронно с передающими лучами.

В общем случае для определения зависимости энергопотребления передающей АФАР КА от текущего времени t с учетом алгоритма информа-

ционного обслуживания “ячеек” необходимо для каждого конкретного случая (системы) выполнять имитационное моделирование с учетом движения КА.

Это системная задача и, как показал ее предварительный анализ, она имеет конкретное решение для конкретной низкоорбитальной спутниковой системы ШПД или системы типа “Direct-to-Device”.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Урличич Ю.М. // Первая миля. 2021. № 3. С. 14.
2. Анпилогов В.Р. // Технологии и средства связи. 2013. № 5. С. 66.
3. Анпилогов В.Р. // Технологии и средства связи. 2015. № 4. С. 62.
4. Анпилогов В.Р., Шишов А.В., Эйдуз А.Г. // Технологии и средства связи. 2015. № 6—2. С. 14.
5. Анпилогов В.Р., Денисенко В., Зимин И. и др. // Первая миля. 2019. № 3. С. 16.
6. Анпилогов В.Р., Пехтерев С.В., Шишов А.В. // Технологии и средства связи. 2020. № S1. С. 69.
7. Анпилогов В.Р., Пехтерев С., Шишов А.В. // Технологии и средства связи. Спец. вып. “Спутниковая связь и вещание 2022”. 2021. С. 30.
8. Анпилогов В.Р., Денисенко В.В., Левитан Б.А. и др. // Технологии и средства связи. 2022. № 6—2. С. 26.
9. Lua W., Lia J., Miao J. et al. // Functional Dianond. 2021. V. 1. № 1. P. 189.
10. Su Q., Liu J., Xue X., Shi Z. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2083. P. 1.
11. 3GPP TR 21.917 V17.0.1 (2023-01). 3rd Generation Partnership Project; Technical Specification Group Services and System Aspects; Release 17 Description; Summary of Rel-17 Work Items (Release 17). Valbonne: 3GPP Organizational Partners. 2022.
12. FCC Report. Database Report/Search Tool for FCC Information. <https://fcc.report/IBFS/SAT-LOA-20210511-00064>.
13. Rec. ITU-R SF.1482. Maximum allowable values of power flux-density (pfd) produced at the Earth's surface by non-GSO satellites in the FSS operating in the 10.7–12.75 GHz band. Geneva: ITU, 2000.
14. Анпилогов В.Р., Афонин А.А. // Электросвязь. 2011. № 7. С. 45.
15. Шишов А. В., Левитан Б. А., Топчиев С.А. и др. // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 7. С. 1.

К 100-ЛЕТИЮ
Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО

УДК 534.26;537.874.6

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ
ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ
НА ПЛОСКОЙ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ

© 2023 г. Д. А. Борисов^{a, b}, С. П. Скобелев^{a, b, *}

^a Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701 Российская Федерация

^b ПАО “Радиофизика”,

ул. Героев Панфиловцев, 10, Москва 125363 Российская Федерация

*E-mail: s.p.skobelev@mail.ru

Поступила в редакцию 04.07.2022 г.

После доработки 13.03.2023 г.

Принята к публикации 25.03.2023 г.

Рассмотрена двумерная задача рассеяния плоской электромагнитной волны на плоской однородной магнитодиэлектрической пластине конечных размеров. Задача решена методом интегральных уравнений для вспомогательных поверхностных токов. Алгебраизация интегральных уравнений проведена с использованием метода коллокации и перекрывающихся трехступенчатых базисных функций. Приведены результаты, характеризующие эффективность предложенного алгоритма. Исследовано влияние геометрических и материальных параметров пластины на ее эффективную поверхность рассеяния (ЭПР) в направлении падения волны, характеризующую эффекты “невидимости” пластины. Показано, что минимум указанной ЭПР достигается при толщине пластины, близкой к толщине, обеспечивающей синфазность геометрооптических лучей, прошедших сквозь пластину, и лучей, прошедших мимо пластины. Проведено сравнение ЭПР пластины из материала с положительным и отрицательным показателями преломления.

DOI: 10.31857/S0033849423080041, EDN: UWOWVB

ВВЕДЕНИЕ

Одной из целей современных исследований, связанных с метаматериалами [1, 2], включая материалы с отрицательным показателем преломления [3], является создание покрытий для различных объектов, обеспечивающих невидимость последних в оптическом и сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазонах. В процессе указанных исследований были разработаны методы трансформационной электродинамики [4], на основе которой было предложено и исследовано несколько типов так называемых “плащей-невидимок”. В рамках указанного направления были также предложены и исследованы радиально неоднородные цилиндрические и сферические линзы, которые в приближении геометрической оптики могут проявлять свойства невидимости или прозрачности [5–9]. Линзы с положительным показателем преломления [5, 6] характеризуются тем, что геометрооптический луч, входящий в линзу без отражения, обходит ее центр по замкнутой траектории, выходит из линзы также без отражения в точке, находящейся на том же расстоянии от оси линзы, что и точка входа, и продолжает движение в том же направлении, что и при своем входе в линзу. Невидимая линза с отрицательным показателем преломления была предложена в [7], где выведены явные формулы для профиля показателя преломления и траектории луча. Луч, входящий в такую линзу без отражения, испытывает отрицательное преломление, обходит центр линзы, но уже по замкнутой траектории, и продолжает движение в том же направлении после выхода из линзы, что и было на входе, также без отражения. Эффект невидимости указанных линз в приближении геометрической оптики достигается при условии, что параллельные лучи, вошедшие в линзу и прошедшие через нее, находятся в фазе (с точностью до величины, кратной 2π) с параллельными лучами, прошедшими мимо линзы. Численное решение задачи о прохождении плоской волны через невидимые сферические и цилиндрические линзы в строгой постановке рассмотрено в [8] и [9] соответственно, где показано, что дифракционные эффекты не позволяют обеспечить идеальную невидимость.

Можно отметить, что простейшим примером идеального невидимого объекта при его облучении плоской волной является бесконечно протяженный однородный диэлектрический слой определенной

толщины при отсутствии потерь в его материале. В частности, толщина слоя, обеспечивающая его невидимость при нормальном падении волны, должна быть кратна половине длины волны в материале слоя [10]. Очевидно, что если такой слой имеет конечные размеры, то он утрачивает свойство невидимости из-за рассеяния волны на его краях. В этом случае интерес может представлять исследование влияния геометрических и материальных параметров слоя на его эффективную поверхность рассеяния (ЭПР), в частности на ЭПР в прямом направлении падения волны, которая как раз и характеризует степень невидимости объекта [8, 9].

Цель данной работы — проведение указанного выше исследования путем решения двумерной задачи рассеяния плоской волны на плоском однородном магнитоэлектрическом слое (пластине) конечной ширины, иными словами — на бесконечном цилиндре прямоугольного поперечного сечения. Наиболее общий подход к решению указанной задачи основан на методе интегральных уравнений относительно касательных полей на поверхности рассеивателя [11–13] или относительно вспомогательных поверхностных токов [14, 15]. Подход [14, 15] был реализован в [16] в виде алгоритма, включающего аппроксимацию исходного контура поперечного сечения цилиндра многоугольником, использование поверхностных токов, равномерно распределенных на каждой стороне многоугольника, и удовлетворение граничных условий для касательных полей в точках коллокации в серединах сторон многоугольника.

Матричные элементы системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) для вспомогательных токов определяются аналитическими выражениями. Выражения для диагональных и ближайших элементов выведены с использованием приближения малого аргумента в ядрах интегральных уравнений, а остальные элементы определяются как произведение длины стороны многоугольника на значения ядра, соответствующего расстоянию между серединой указанной стороны и выбранной точкой коллокации. Трудоемкость вычисления матричных элементов в этом случае оказывается сопоставимой с трудоемкостью вычисления матричных элементов в методе вспомогательных источников (МВИ) [17, 18], определяемых простыми аналитическими выражениями. Неудобство МВИ состоит в необходимости введения вспомогательных контуров вблизи контура поперечного сечения цилиндра для размещения вспомогательных источников и принятия дополнительные меры в случае негладких контуров [19], что усложняет алгоритмы. Вместе с тем МВИ [17, 18] по сравнению с алгоритмом [16] является очень удобным с точки зрения контроля точности расчетов путем проверки невязки выполнения граничных условий.

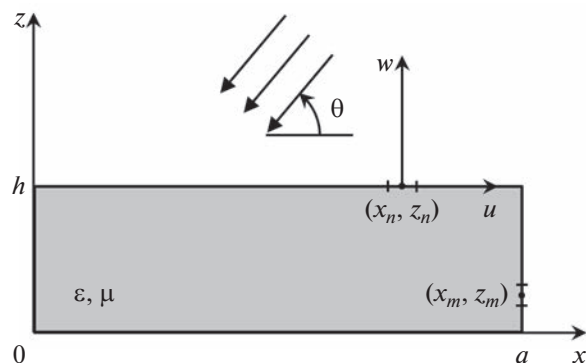


Рис. 1. Геометрия задачи в плоскости падения волны.

В связи с этим еще одной целью работы является модификация алгоритма [16] таким образом, чтобы также обеспечить простую возможность контроля невязки. Основой для этого здесь предлагается использовать трехступенчатые перекрывающиеся базисные функции, кратко описанные в [20, с. 48] при рассмотрении задачи рассеяния только на проводящем цилиндре и только для простейшего случая *ТМ*-поляризации. Эффективность применения указанных базисных функций исследуется ниже для более сложного случая магнито-диэлектрического цилиндра. Кроме того, проведено сравнение эффективности разработанного подхода со случаем применения коммерческого пакета CST Microwave Studio [21].

1. МЕТОД АНАЛИЗА

Рассмотрим бесконечный однородный магнито-диэлектрический цилиндр прямоугольного поперечного сечения шириной a и толщиной h , расположенный в прямоугольной декартовой системе координат x, y, z в свободном пространстве (рис. 1). Относительные диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости цилиндра считаются заданными. Предполагается, что цилиндр облучается плоской электромагнитной волной с гармонической зависимостью поля от времени в виде $\exp(-i\omega t)$, распространяющейся перпендикулярно оси y под углом θ к оси x , как показано на рис. 1. Амплитуда и поляризация падающей волны считаются заданными, требуется определить поле, рассеянное в свободное пространство, и поле, прошедшее внутри цилиндра.

Следуя общему подходу к решению задачи [16], разобьем прямоугольный контур на $N = 2N_x \times 2N_z$ сегментов, где N_x — число сегментов на каждом горизонтальном участке и N_z — число сегментов на каждом вертикальном участке, пронумеруем указанные сегменты от 1 до N , и пусть (x_n, z_n) — координаты середины n -го сегмента. Введем локальную систему декартовых координат u и w с

началом, расположенным в точке (x_n, z_n) , ось u которой направлена вдоль рассматриваемой стороны, а ось w — перпендикулярно последней (см. рис. 1). Последующий ход решения зависит от поляризации падающей волны и типа вспомогательных поверхностных токов, выбираемых для представления искомым полем.

Рассмотрим сначала случай Е-поляризации, в котором напряженности электрического и магнитного полей падающей волны определяются формулами

$$E_y^i(x, z) = \exp[-ik(x \cos \theta + z \sin \theta)], \quad (1)$$

$$\vec{H}^i(x, z) = \frac{1}{\eta_0} (\vec{e}_x \sin \theta - \vec{e}_z \cos \theta) E_y^i(x, z), \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ — волновое сопротивление, ϵ_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные для свободного пространства, а $\vec{e}_x$ и $\vec{e}_z$ — единичные векторы вдоль осей x и z соответственно.

Электромагнитное поле, рассеянное цилиндром в свободном пространстве и прошедшее внутрь цилиндра, будет иметь такую же поляризацию, как и падающее поле. Это поле может быть представлено либо как поле от вспомогательного электрического тока, текущего по поверхности цилиндра в направлении оси u , либо как поле от вспомогательного магнитного тока, текущего по поверхности в направлении, перпендикулярном оси u , либо как поле суперпозиции указанных токов, не зависящих от u . Рассмотрим случай использования только электрического тока.

Пусть J_{0n} — распределение плотности тока на n -м сегменте разбиения контура, создающее рассеянное поле в свободном пространстве. Считая указанное распределение равномерным, определим напряженности рассеянного электрического поля и рассеянного магнитного поля, соответствующие указанному току, через векторный потенциал $\vec{A}$, имеющий единственную ненулевую составляющую A_y . Используя известные выражения для напряженности электрического поля $\vec{E} = ik\eta_0 \vec{A}$, где учтено, что $\partial/\partial u = 0$, и напряженности магнитного поля $\vec{H} = \nabla \times \vec{A}$, можем представить вклад n -го сегмента в рассеянное поле формулами

$$E_{yn}^s(u, w) = ik\eta_0 f_y(u, w) J_{0n}, \quad (3)$$

$$\vec{H}_n^s(u, w) = [f_u(u, w) \vec{t}_n + f_w(u, w) \vec{n}_n] J_{0n}, \quad (4)$$

где

$$f_y(u, w) = \frac{i}{4} \int_{-\Delta_n/2}^{\Delta_n/2} H_0^{(1)}(kr) du' \quad (5)$$

— составляющая векторного потенциала, соответствующая единичной плотности тока, Δ_n — длина n -го сегмента,

$$f_u(u, w) = -\frac{\partial f_y(u, w)}{\partial w}, \quad (6)$$

$$f_w(u, w) = \frac{\partial f_y(u, w)}{\partial u}, \quad (7)$$

$r = \sqrt{(u - u')^2 + w^2}$, $H_0^{(1)}(\dots)$ — функция Ганкеля первого рода нулевого порядка,

$$\vec{t}_n = t_{xn} \vec{e}_x + t_{zn} \vec{e}_z, \quad \vec{n}_n = n_{xn} \vec{e}_x + n_{zn} \vec{e}_z \quad (8)$$

— единичные векторы для осей u и w соответственно с составляющими (t_{xn}, t_{zn}) и (n_{xn}, n_{zn}) в системе координат x, z . Полное рассеянное поле $E_y^s(x, z)$ и $\vec{H}^s(x, z)$ определяется суперпозициями вкладов полей (3) и (4) от всех сегментов на контуре поперечного сечения цилиндра.

Поле внутри цилиндра определяется распределениями вспомогательных поверхностных электрических токов J_{cn} , каждое из которых также предполагается равномерным на соответствующем сегменте. Аналогично рассеянным полям вне цилиндра,

поля $E_{yn}^c(u, w)$ и $\vec{H}_n^c(u, w)$ внутри цилиндра, соответствующие распределению J_{cn} , могут быть представлены формулами (3) и (4), в которых k, η_0 и J_{0n} следует заменить на $k_c = k\sqrt{\epsilon\mu}$, $\eta_c = \eta_0\sqrt{\mu/\epsilon}$ и J_{cn} , а вместо f_y, f_u и f_w будем использовать f_{cy}, f_{cu} и f_{cw} .

Полные поля внутри цилиндра $E_y^c(x, z)$ и $\vec{H}^c(x, z)$ определяются суперпозициями полей $E_{yn}^c(u, w)$ и $\vec{H}_n^c(u, w)$ от всех сегментов.

Касательные составляющие полных электрических и магнитных полей в свободном пространстве и внутри цилиндра должны быть непрерывны на поверхности последнего. Выполняя указанные граничные условия в точках коллокации, расположенных в серединах сегментов с координатами (x_m, z_m) , можем записать выражения

$$E_y^i(x_m, z_m) + E_y^s(x_m, z_m) = E_y^c(x_m, z_m), \quad (9)$$

$$\vec{t}_m \cdot [\vec{H}^i(x_m, z_m) + \vec{H}^s(x_m, z_m)] = \vec{t}_m \cdot \vec{H}^c(x_m, z_m), \quad (10)$$

которые использовались в [16] для получения СЛАУ $2N$ -го порядка относительно вспомогательных поверхностных токов J_{0n} и J_{cn} .

Эффективность метода [16] была продемонстрирована путем исследования сходимости результатов при увеличении порядка СЛАУ, а также путем их сравнения с точным решением для случая кругового цилиндра и с результатами численного решения задачи другими методами для случая цилиндра прямоугольного сечения. Однако этот метод не позволяет непосредственно контролировать

невязку выполнения граничных условий в промежуточных точках контура, находящихся на краях сегментов из-за сингулярности в них, например, магнитного поля (4). Чтобы устранить указанный недостаток, здесь предлагается использовать трехступенчатые перекрывающиеся базисные функции, кратко описанные в [20, с. 47] и показанные на рис. 2. Каждая такая функция занимает три сегмента. Высота центральной ступеньки полагается равной единице, а высота боковых ступенек равна половине высоты центральной ступеньки. Ширина каждой ступеньки равна длине сегмента Δ_n . Каждая базисная функция перекрывается с соседними функциями своими боковыми ступеньками (см. рис. 2). Есть несколько вариантов размещения двухступенчатых базисных функций по контуру поперечного сечения цилиндра. Пусть, например, максимумы базисных функций приходятся на сегменты с нечетными номерами n и пусть J_{0n} и J_{cn} — плотности токов на этих сегментах. Тогда плотности токов на соседних сегментах для рассматриваемой базисной функции будут равны $J_{0n}/2$ и $J_{cn}/2$ соответственно. Учитывая суперпозицию полей, соответствующих указанным распределениям токов, в граничных условиях (9) и (10) в точках коллокации, также находящихся в сегментах с нечетными номерами, получим следующую СЛАУ:

$$\sum_{q=1}^Q (\bar{Z}_{pq}^{00} J_{0n} + \bar{Z}_{pq}^{01} J_{cn}) = U_{0m}, \quad (11)$$

$$\sum_{q=1}^Q (\bar{Z}_{pq}^{10} J_{0n} + \bar{Z}_{pq}^{11} J_{cn}) = U_{1m}, \quad (12)$$

где $n = 2q - 1$, $m = 2p - 1$, $p = 1, 2, \dots, Q$, $Q = N/2$ и

$$\bar{Z}_{pq}^{j'j} = Z_{mn}^{j'j} + (Z_{m,n-1}^{j'j} + Z_{m,n+1}^{j'j})/2 \quad (13)$$

— матричные элементы, в которых $j = 0$ или 1 , $j' = 0$ или 1 , определяемые через матричные элементы СЛАУ [16, ф-лы (13)–(16)], соответствующие одноступенчатым (импульсным) базисным функциям, и $Z_{m0}^{j'j} = Z_{mN}^{j'j}$. Правые части в (11) и (12) определяются согласно [16, ф-лы (21) и (22)].

Решив систему $2Q$ уравнений (11) и (12) с $2Q$ неизвестными, далее можем определить невязку выполнения граничных условий (9) и (10) в промежуточных точках коллокации по формулам

$$\delta_E = \left| \sum_{q=1}^Q (\bar{Z}_{pq}^{00} J_{0n} + \bar{Z}_{pq}^{01} J_{cn}) - U_{0m} \right|, \quad (14)$$

$$\delta_H = \eta_0 \left| \sum_{q=1}^Q (\bar{Z}_{pq}^{10} J_{0n} + \bar{Z}_{pq}^{11} J_{cn}) - U_{1m} \right|, \quad (15)$$

где в отличие от (11) и (12) $m = 2p$, что также должно быть учтено в (13). Так как точки колло-

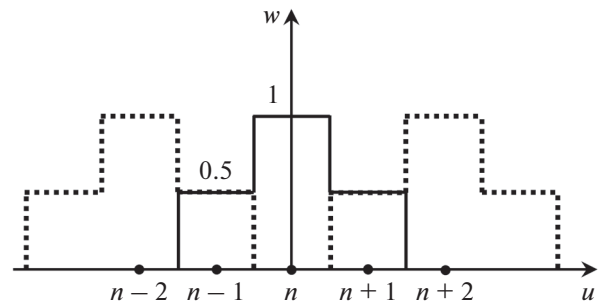


Рис. 2. Перекрывающиеся трехступенчатые базисные функции.

кации в этом случае также находятся в серединах сегментов, то магнитные поля (4) в них не являются сингулярными, в отличие от подхода, основанного на использовании одноступенчатых импульсных базисных функций, в котором промежуточные точки коллокации находятся на краях сегментов.

Поле, рассеянное цилиндром в дальней зоне, с учетом трехступенчатых базисных функций определяется формулой

$$E_y^s(\rho, \varphi) = -\sqrt{\frac{2}{\pi k \rho}} \exp(ik\rho - i\pi/4) \times \quad (16)$$

$$\times \frac{k\eta_0}{4} \sum_{n=1}^N \bar{J}_{0n} \Delta_n \frac{\sin \xi_n}{\xi_n} \exp[-ik(x_n \cos \varphi + z_n \sin \varphi)],$$

где $\rho = (x^2 + z^2)^{1/2}$, φ — полярный угол, отмеряемый от оси x , $\xi_n = (t_{xn} \cos \varphi + t_{zn} \sin \varphi) k \Delta_n / 2$, $\bar{J}_{0n} = J_{0n}$ при $n = 2q - 1$, $\bar{J}_{0n} = (J_{0,n-1} + J_{0,n+1})/2$ при $n = 2q \neq N$ и $\bar{J}_{0N} = (J_{0,N-1} + J_{01})/2$. Поле (16) далее используется для расчета ЭПР цилиндра по известной формуле

$$\sigma(\varphi) = \lim_{\rho \rightarrow \infty} \left[2\pi \rho \frac{|E_y^s(\rho, \varphi)|^2}{|E_y^i|^2} \right], \quad (17)$$

которую можно найти, например, в [22].

Общий подход к применению трехступенчатых базисных функций, описанный выше, можно модифицировать с учетом конкретной формы контура поперечного сечения цилиндра. Например, контур для рассматриваемого цилиндра имеет угловые точки, а участки контура, примыкающие к каждой такой точке, являются равноправными. В этом случае имеет смысл применять асимметричные ступенчатые функции, примыкающие друг к другу ступеньками одинаковой (например, единичной) высоты с каждой стороны от угловой точки. Матричные элементы (13), соответствующие таким несимметричным базисным функциям, должны

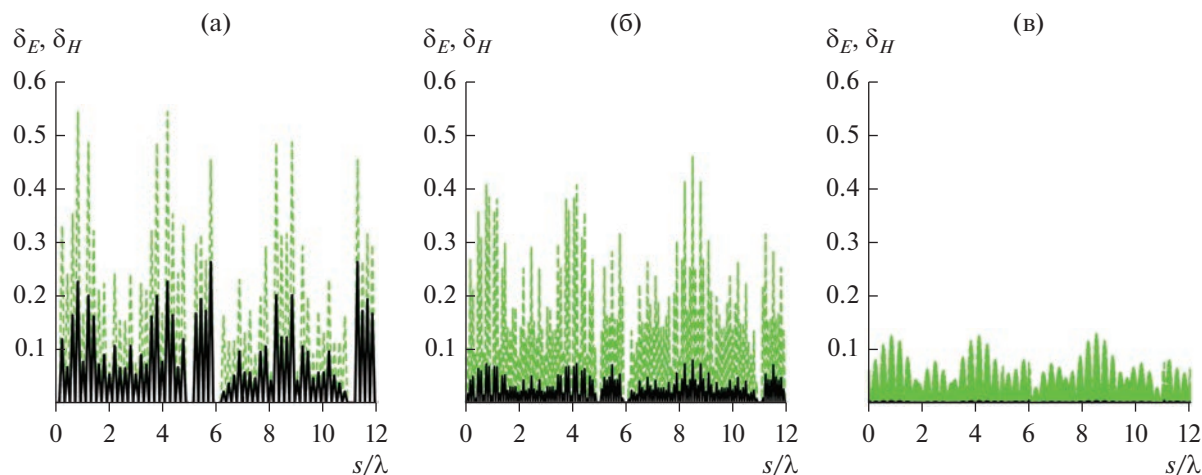


Рис. 3. Невязка выполнения граничных условий (14) и (15) на контуре поперечного сечения цилиндра с параметрами $a = 5\lambda$, $b = \lambda$, $\epsilon = 4$ и $\mu = 1$ для δ_E (сплошная кривая) и δ_H (пунктирная) при различных значениях ширины ступеньки в базисной функции: $\Delta = 0.1\lambda$ (а), 0.05λ (б) и 0.01λ (в).

быть модифицированы путем удаления одного из слагаемых, стоящих в круглых скобках в (13).

Алгоритм решения задачи, описанный выше, можно применить для решения задачи также и в случае, когда цилиндр облучается Н-поляризованной плоской волной, используя для этого хорошо известный принцип перестановочной двойственности. Например, если требуется решить задачу рассеяния Н-поляризованной плоской волны на цилиндре с диэлектрической проницаемостью ϵ_H и магнитной проницаемостью μ_H , то будет достаточно рассмотреть задачу рассеяния Е-поляризованной плоской волны на цилиндре того же сечения с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_E = \mu_H$ и магнитной проницаемостью $\mu_E = \epsilon_H$.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Разработанный алгоритм был реализован в компьютерной программе на языке MATLAB, работа которой была проверена с использованием расчета невязки выполнения граничных условий (14) и (15) при увеличении числа используемых базисных функций. Пример такой проверки приведен рис. 3 для цилиндра с параметрами $a = 5\lambda$, $b = \lambda$, $\epsilon = 4$ и $\mu = 1$. Поведение невязки здесь показано в зависимости от расстояния s , отмеряемого от левого нижнего угла контура против часовой стрелки, для различных значений ширины ступеньки Δ в базисной функции. Как видим, невязка уменьшается при уменьшении Δ (т.е. при соответствующем увеличении числа базисных функций).

Теперь рассмотрим некоторые результаты, полученные для ЭПР (17) при различных значениях параметров цилиндра. Наибольший интерес здесь представляет ЭПР в направлении падения волны

(при $\phi = \theta + \pi$), так как именно этот параметр наилучшим образом характеризует степень невидимости объекта [8, 9]. Расчеты проводились при $\Delta \approx 0.02\lambda$, что обеспечивает их достаточно высокую точность. На рис. 4 приведены указанные значения ЭПР (17), нормированные на длину волны λ , в децибелах, т.е. $10\lg[\sigma(\phi)/\lambda]$, для цилиндра с параметрами $\epsilon = 4$ и $\mu = 1$, облучаемого в направлении нормали ($\theta = \pi/2$), что соответствует углу наблюдения $\phi = 3\pi/2$. ЭПР указанного цилиндра приведена как функция толщины h цилиндра для трех значений его ширины $a = 2\lambda$, 5λ и 10λ . Как видим, минимум ЭПР находится вблизи значения толщины цилиндра $h = \lambda$. Этот факт можно объяснить путем рассмотрения хорошо известной задачи прохождения плоской волны через слой магнитодиэлектрика бесконечной ширины [10]. Коэффициент отражения R и коэффициент прохождения T волны при нормальном падении на такой слой можно представить формулами

$$R = \frac{(\eta^2 - 1)(1 - \beta^2)}{(\eta + 1)^2 - (\eta - 1)^2\beta^2}, \quad (18)$$

$$T = \frac{4\eta\beta}{(\eta + 1)^2 - (\eta - 1)^2\beta^2}, \quad (19)$$

где $\eta = \eta_c/\eta_0 = \sqrt{\mu/\epsilon}$ — нормированное волновое сопротивление среды в слое и $\beta = \exp(ik_c h)$ — множитель, учитывающий набег фазы волны при ее прохождении в слое от одной поверхности последнего до другой. Формулы (18) и (19) показывают, что если $\eta = 1$, т.е. если волновое сопротивление среды слоя равно волновому сопротивлению свободного пространства, то $R = 0$ и

$$T = \beta \quad (20)$$

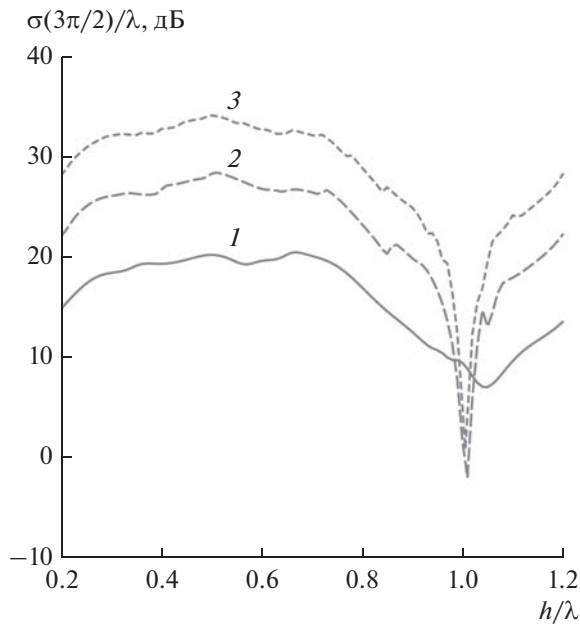


Рис. 4. ЭПР цилиндра с параметрами $\epsilon = 4$ и $\mu = 1$ в прямом направлении при нормальном падении волны в зависимости от толщины h для $a = 2\lambda$ (1), 5λ (2) и 10λ (3).

при любой толщине слоя h . Если толщина слоя удовлетворяет условию $h = m\lambda_c/2$, где $m = 1, 2, \dots$, и $\lambda_c = \lambda/\sqrt{\epsilon\mu}$ — длина волны в материале слоя, т.е. если толщина слоя кратна половине длины волны в материале слоя, то отражения будут отсутствовать и при $\eta \neq 1$. Коэффициент прохождения в этом случае будет также определяться формулой (20), в которой $\beta = \pm 1$. Невидимость слоя конечной ширины соответствует неизменности плоского фронта волны после ее прохождения через слой. С точки зрения геометрической оптики это означает, что лучи, прошедшие через слой без отражения, должны быть в фазе с лучами, прошедшими мимо слоя, откуда следует равенство

$$T = \beta = \exp(ikh). \quad (21)$$

Подставляя параметры слоя $\epsilon = 4$ и $\mu = 1$ в (21) и учитывая, что толщина слоя должна быть кратной половине длины волны в слое, получим, что невидимость слоя конечной ширины без учета краевых эффектов обеспечивается при $h = \lambda, 2\lambda, \dots$. Таким образом, минимумы кривых уровня рассеяния вперед, показанных на рис. 4, находятся вблизи значения толщины цилиндра, предсказанного на основе строгих формул (18)–(21), полученных для слоя бесконечной ширины, и с использованием приближения геометрической оптики для слоя конечной ширины. Краевые эффекты проявляются заплыванием нулевого уровня рассеяния вперед. Кроме того, мы видим, что ширина резонансного провала уменьшается, а координата ми-

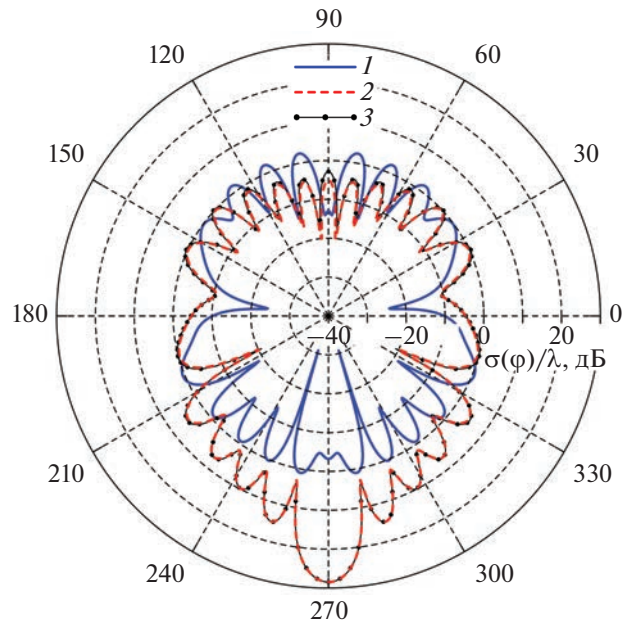


Рис. 5. Бистатическая ЭПР цилиндра с параметрами $a = 5\lambda$, $\epsilon = 4$ и $\mu = 1$ при $h = 1.01\lambda$ (1) и $h = 0.5\lambda$ (2, 3); 3 — расчет в CST Studio.

нимума уровня рассеяния вперед приближается к идеальному значению $h = \lambda$ при увеличении ширины цилиндра a . Бистатические ЭПР, соответствующие минимальному уровню рассеяния вперед при $h = 1.01\lambda$ и уровню рассеяния вперед при $h = 0.5\lambda$ для цилиндра с $a = 5\lambda$, $\epsilon = 4$ и $\mu = 1$, приведены на рис. 5. Результаты показывают, что уровень бистатической ЭПР при минимальном рассеянии вперед приблизительно равен уровню задних лепестков ЭПР при максимальном рассеянии вперед.

Решение задачи рассеяния, сформулированной выше, было проведено также с использованием известного пакета CST Microwave Studio Suite [21]. Расчет проводили в области шириной 6λ вдоль оси x и высотой 1.5λ вдоль оси z , содержащей сечение цилиндра с $a = 5\lambda$ и $h = 0.5\lambda$, с установкой 50 ячеек на длину волны в свободном пространстве. Размер области вдоль оси y составлял три ширины ячейки. При указанных исходных данных программа сформировала сетку из $613 \times 154 \times 3$ ячеек при использовании метода конечных разностей во временной области (Time Domain Solver). На стенках области расчетов, перпендикулярных оси y , были установлены периодические граничные условия. Остальные стенки были согласованы со свободным пространством с использованием идеальных поглощающих слоев. Результаты расчетов бистатической ЭПР цилиндра представлены кривой 3 на рис. 5. Время расчетов, проведенных на том же компьютере, что использовался при расчетах нашим методом, описанном выше, ока-

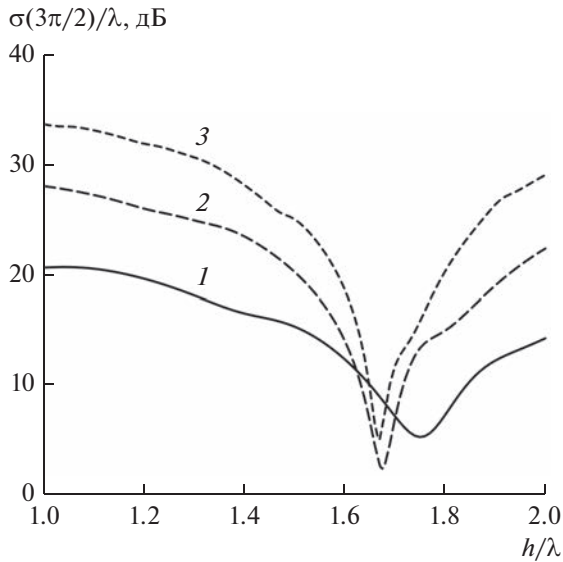


Рис. 6. ЭПР цилиндра с параметрами $\epsilon = \mu = 1.6$ в прямом направлении при нормальном падении волны в зависимости от толщины h для $a = 2\lambda$ (1), 5λ (2) и 10λ (3).

залось примерно 5.5 раза больше, чем при использовании нашей программы.

Результаты аналогичных расчетов ЭПР в направлении падения для цилиндра с $\epsilon = \mu = 1.6$ приведены на рис. 6. Так как в этом случае $\eta = 1$, то слой бесконечной ширины является невидимым при любой его толщине. Таким образом, формула (21) является единственным условием невиди-

мости для слоя конечной толщины. Указанное условие выполняется при толщине слоя h , кратной $\lambda/(\sqrt{\epsilon\mu} - 1) \approx 1.667\lambda$. Как видим на рис. 6, минимум ЭПР цилиндра находится вблизи указанного значения толщины и приближается к нему при увеличении ширины пластины a . Можно также заметить, что уровни минимума в этом случае оказываются выше, чем это имеет место в предыдущем случае (см. рис. 4), что можно объяснить усилением краевого эффекта при увеличении толщины пластины.

Результаты, приведенные на рис. 7–9, были получены для цилиндра с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . Как известно [3], коэффициент преломления $\sqrt{\epsilon\mu}$ в этом случае является отрицательным. Условие (21) в этом случае выполняется при толщине слоя h , кратной $\lambda/(1 - \sqrt{\epsilon\mu})$. Толщина цилиндра, обеспечивающая его невидимость при $\epsilon = \mu = -1$, оказывается кратной $\lambda/2$, что мы как раз можем наблюдать на рис. 7. Если $\epsilon = -4$ и $\mu = -1$, то условие (21) выполняется при толщине, кратной $\lambda/3$. Однако поскольку условие равенства нулю коэффициента отражения (18) также должно выполняться, то толщина пластины с его учетом должна быть кратна λ . Зависимость ЭПР такой пластины шириной $a = 5\lambda$ от ее толщины h показана на рис. 8. Как видим, наиболее глубокий минимум имеет место при толщине, близкой к длине волны. Мы также видим и минимумы, расположенные вблизи значений $\lambda/3$ и $2\lambda/3$. Так как указанные значения толщины не обеспечивают полного согласования слоя, уровни указанных

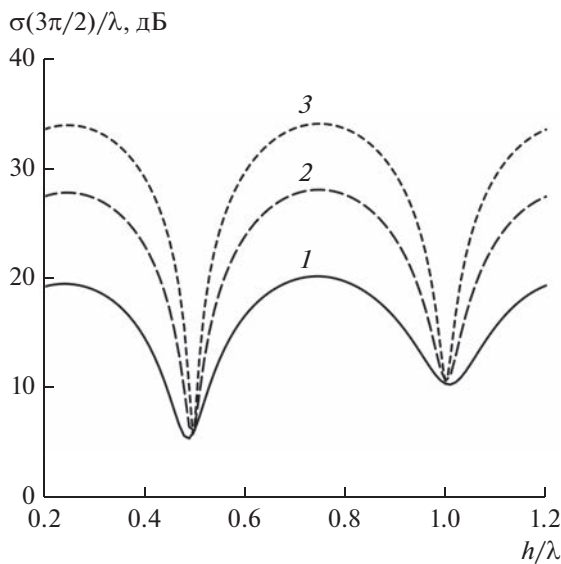


Рис. 7. ЭПР цилиндра с параметрами $\epsilon = \mu = -1$ в прямом направлении при нормальном падении волны в зависимости от толщины h для $a = 2\lambda$ (1), 5λ (2) и 10λ (3).

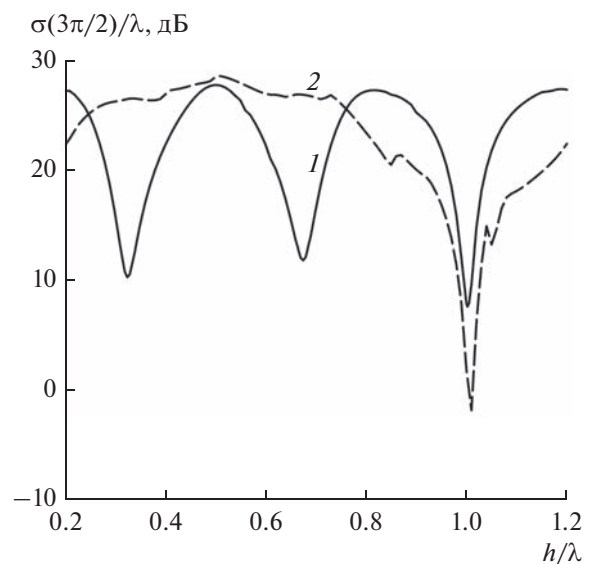


Рис. 8. ЭПР цилиндра с параметрами $\epsilon = -4$, $\mu = -1$ (кривая 1) и $\epsilon = 4$, $\mu = 1$ (кривая 2) в прямом направлении при нормальном падении волны в зависимости от толщины h для $a = 5\lambda$.

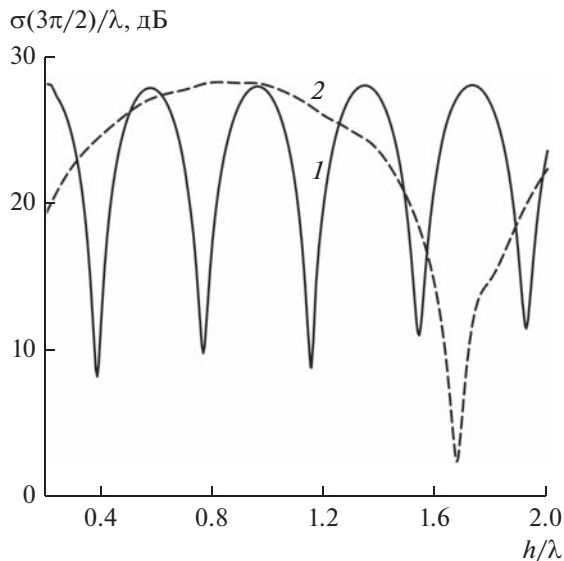


Рис. 9. ЭПР цилиндра с параметрами $\varepsilon = \mu = -1.6$ (кривая 1) и $\varepsilon = \mu = 1.6$ (кривая 2) в прямом направлении при нормальном падении волны в зависимости от толщины h для $a = 5\lambda$.

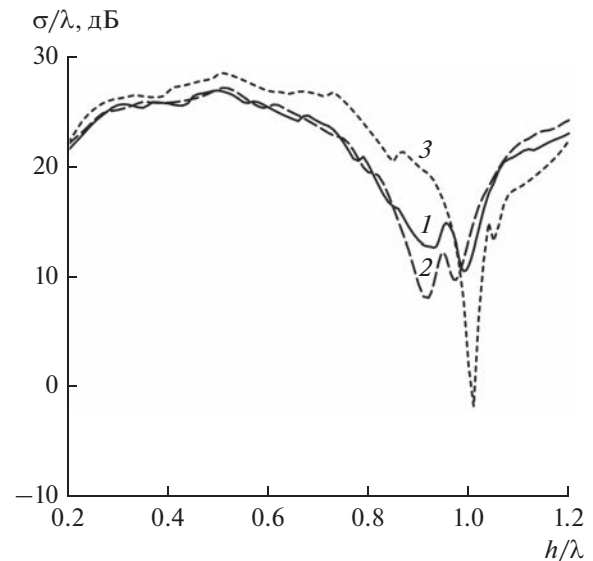


Рис. 10. ЭПР цилиндра с параметрами $a = 5\lambda$, $\varepsilon = 4$ и $\mu = 1$ в прямом направлении в зависимости от толщины h для E -поляризации (кривые 1 и 3) и H -поляризации (кривая 2) при $\theta = \pi/3$, $\varphi = 4\pi/3$ (кривые 1 и 2), $\theta = \pi/2$, $\varphi = 3\pi/2$ (кривая 3).

минимумов оказываются выше, чем уровень минимума вблизи значения $h = \lambda$. Если $\varepsilon = \mu = -1.6$, то бесконечный слой оказывается согласованным при любой толщине, а условие (21) выполняется при толщине, кратной $\lambda/2.6$. Зависимость ЭПР такой пластины шириной $a = 5\lambda$ от ее толщины h показана на рис. 9, где мы видим минимумы расположенные вблизи указанных значений. Зависимости ЭПР цилиндра с отрицательными материальными параметрами на рис. 8 и 9 сравниваются с зависимостями ЭПР цилиндра той же ширины с аналогичными положительными значениями материальных параметров. Как показывают сравнения, уровни минимумов ЭПР для цилиндров с отрицательным показателем преломления оказываются заметно выше, чем для таких же цилиндров с положительным показателем. Таким образом, краевые эффекты в первом случае оказываются более сильными, чем во втором, как это имело место и при сравнении ЭПР невидимых цилиндрических и сферических линз, исследованных в [8] и [9].

Наконец, результаты исследования ЭПР цилиндра в прямом направлении при наклонном падении плоской волны в зависимости от толщины приведены на рис. 10. Результаты получены для цилиндра с параметрами $a = 5\lambda$, $\varepsilon = 4$ и $\mu = 1$, облучаемого под углом $\theta = \pi/3$, что соответствует углу наблюдения $\varphi = 4\pi/3$ для случаев E - и H -поляризации. Указанные результаты сравниваются со случаем нормального падения волны, представленного на рис. 4, при котором характеристики для случаев E - и H -поляризации являются практически идентичными. Как видим и как можно было

ожидать, краевой эффект проявляется в значительно более сильном заплывании минимума ЭПР по сравнению со случаем нормального падения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена двумерная задача рассеяния плоской электромагнитной волны на плоском однородном магнитоэлектрическом слое (пластине) конечной ширины. Разработан алгоритм решения, основанный на методе интегральных уравнений для вспомогательных поверхностных токов. Алгебраизация интегральных уравнений проведена с использованием метода коллокации и перекрывающихся трехступенчатых базисных функций. Такой подход позволил контролировать невязку выполнения граничных условий в точках на контуре, расположенных между точками коллокации, как для касательных электрических полей, так и для касательных магнитных полей. Тем самым был реализован самодостаточный численный метод, не требующий использования других методов для его тестирования.

Разработанный алгоритм был реализован в соответствующих программах в среде МАТЛАБ, которые были применены как для исследования эффективности предложенного подхода, так и для численного исследования ЭПР пластины. Приведены результаты, демонстрирующие уменьшение невязки выполнения граничных условий при увеличении числа базисных функций. Исследовано влияние геометрических и материальных параметров пластины на ее ЭПР в направлении падения

волны, характеризующую эффекты “невидимости” пластины. Показано, что минимум указанной ЭПР достигается при толщине пластины, приближающейся к толщине, обеспечивающей синфазность геометрооптических лучей, прошедших сквозь пластину, и лучей, прошедших мимо пластины, при увеличении ширины пластины. Проведено сравнение ЭПР пластины из материала с положительным и отрицательным показателями преломления. Показано, что уровни минимумов ЭПР для пластин с отрицательным показателем преломления оказываются заметно выше, чем для таких же пластин с положительным показателем, т.е. ситуация здесь аналогична ситуации с цилиндрическими и сферическими “невидимыми” линзами, исследованными в предыдущих работах [7–9].

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны К.М. Сидорову (МФТИ) за моделирование рассмотренной задачи в пакете CST Microwave Studio Suite и предоставление результатов для сравнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Theory and Phenomena of Metamaterials*. Ed. F. Capolino. N.Y.: Taylor & Francis Group, 2009.
2. *Cui T.J., Smith D.R., Liu R.P. Metamaterials: Theory, Design, and Applications*. N.Y.: Springer, 2010.
3. *Веселаго В.Г.* // Успехи физ. наук. 1967. Т. 92. № 3. С. 517.
4. *Kwon D.-H., Werner D.H.* // IEEE Antennas & Propagation Magazine. 2010. V. 52. № 1. P. 24.
5. *Hendi A., Henn J., Leonhardt U.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. № 7. P. 073902.
6. *Minano J.C.* // Opt. Express. 2006. V. 14. № 21. P. 9627.
7. *Скобелев С.П.* // Радиотехника. 2017. № 10. С. 30.
8. *Смольникова О.Н., Скобелев С.П.* // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125. № 1. С. 85.
9. *Skobelev S.P.* // IEEE Trans. 2019. V. 67. № 4. P. 2095.
10. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. 2-е изд. М.: Наука, 1973.
11. *Солодухов В.В., Васильев Е.Н.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. № 1. С. 47.
12. *Chew W.C., Tong M.S., Hu B.* Integral Equation Methods for Electromagnetic and Elastic Waves. Kentfield: Morgan & Claypool, 2009.
13. *Gibson W.C.* The Method of Moments in Electromagnetics. 2nd ed. Boca Raton: Chapman and Hall/CRC, 2014.
14. *Mautz J.R.* // IEEE Trans. 1989. V. AP-37. № 8. P. 1070.
15. *Harrington R.F.* // J. Electromagnetic Waves and Appl. 1989. V. 3. № 1. P. 1.
16. *Борисов Д.А., Скобелев С.П.* // Физические основы приборостроения. 2021. Т. 10. № 3. С. 105.
17. *Leviatan Y., Boag Am.* // IEEE Trans. 1987. V. AP-35. № 10. P. 1119.
18. *Leviatan Y., Boag Am., Boag Al.* // IEEE Trans. 1988. V. AP-36. № 7. P. 1026.
19. *Eisler S., Leviatan Y.* // IEE Proc. H. 1989. V. 136. № 6. P. 431.
20. *Harrington R.F.* Field Computation by Moment Methods. N.Y.: IEEE Press, 1993.
21. *Курушин А.А.* Проектирование СВЧ устройств в CST Studio Suite. М.: Салон-Пресс, 2018.
22. *Balanis C.A.* Advanced Engineering Electromagnetics. 2nd ed. N.Y.: John Wiley and Sons, Inc, 2012.

К 100-ЛЕТИЮ
Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО

УДК 621.396

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ИМПЕДАНСНОГО АНАЛОГА
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПРОСТРАНСТВА СЕСТРОРЕЦКОГО
ДЛЯ УЧЕТА ВЛИЯНИЯ ПЛАЗМЫ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ
НА ДИАГРАММУ НАПРАВЛЕННОСТИ БОРТОВОЙ АНТЕННЫ

© 2023 г. К. И. Конов^а, *, К. Н. Климов^а

^а Национальный исследовательский университет “Московский авиационный институт”,
Волоколамское шос., 4, Москва, 125993 Российская Федерация

*E-mail: konov.k.i@gmail.com

Поступила в редакцию 09.03.2023 г.

После доработки 09.03.2023 г.

Принята к публикации 15.05.2023 г.

Рассмотрена задача о влиянии плазмы факела ракетного двигателя (РД) на диаграмму направленности (ДН) бортовой антенны третьей ступени ракеты-носителя. Показана возможность использования метода импедансного аналога электромагнитного пространства Сестрорецкого для решения данной задачи. Приведена картина распределения плазменной частоты в шлейфе факела РД. Получены картины распределения амплитуды и фазы магнитного поля в исследуемой области. Представлены ДН антенной системы, показывающие существенное смещение направления главного лепестка и изменение его формы.

DOI: 10.31857/S0033849423080077, EDN: ZIUFGJ

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В рамках данной работы исследовано влияние плазмы факела ракетного двигателя (РД) на диаграмму направленности (ДН) бортовой антенной системы (БАС) третьей ступени ракеты-носителя, предназначенной для вывода космического аппарата на орбиту. Выводимый аппарат помещали внутрь корпуса третьей ступени ракеты-носителя чтобы избежать повреждений, при прохождении плотных слоев атмосферы. На корпусе расположена антенная система, предназначенная для передачи телеметрии на наземные станции и в Центр управления полетами. Качество передачи телеметрии имеет важную роль при выводе космического аппарата на орбиту. При разработке БАС необходимо учитывать влияние корпуса 3-й ступени ракеты-носителя на ее ДН. Для этого может быть использован метод импедансного аналога электромагнитного пространства Сестрорецкого [1–8]. Кроме того, плазма факела РД 3-й ступени ракеты-носителя, как показано в работе [9], также оказывает влияние на распространение электромагнитных волн. Это явление рассмотрено в работах [9–17], а также исследовано экспериментально [18, 19]. Основное влияние на распространение радиосигнала оказывает плазма факела РД. Учитывая результаты работ [8, 20–22], отметим, что влияние плазмы факела РД и кон-

струкций ракеты-носителя хорошо описывается с помощью 2D-моделей.

Геометрия исследуемой задачи приведена на рис. 1.

Проведем численное 2D-моделирование во временной области рассеяния электромагнитной волны излученной с БАС третьей ступени ракеты-носителя от корпуса третьей ступени и переходного отсека разгонного блока сначала без учета плазмы факела РД, а затем с учетом и сравним полученные результаты. Для расчета воспользуемся методом импедансного аналога электромагнитного пространства Сестрорецкого [1, 3, 23], или метода импедансных сеток [2]. Такой выбор обусловлен тем, что указанный метод позволяет получить, по-видимому, самые эффективные процедуры электродинамического анализа [2, 8].

Суть метода состоит в прямом сопоставлении анализируемой геометрии с электрической схемой с сосредоточенными (RLC) или распределенными ($R\tau$) параметрами, а затем исследование полученной эквивалентной схемы анализируемой геометрии с помощью любого (наиболее удобного в конкретном случае) способа [2, 8, 24]. К достоинству метода импедансного аналога электромагнитного пространства следует отнести наглядность оперирования с физической моделью исследуемой системы [1]. Данный метод является логическим продол-

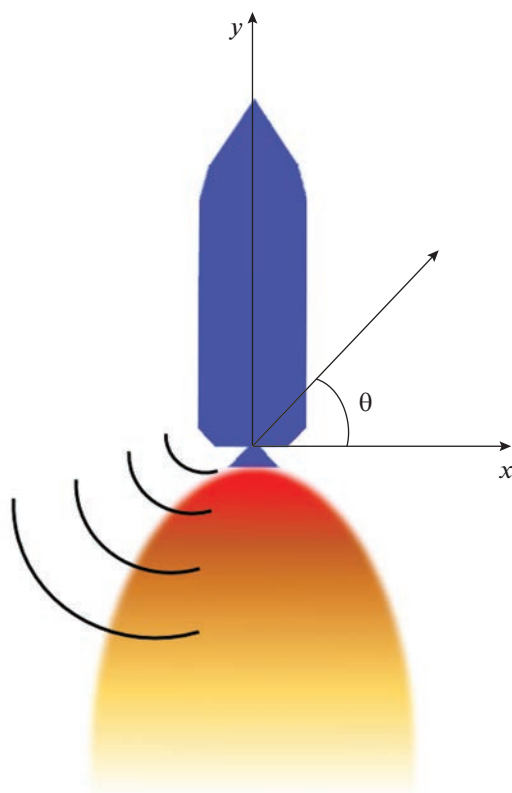


Рис. 1. Геометрия задачи: третья ступень ракеты-носителя и шлейф факела РД, система координат – оси абсцисс и ординат, а также угол θ .

жением метода прямого физического моделирования, развитого в работах [20, 21, 25–30].

В настоящее время исследуемая проблема решается в основном методом прямого макетирования, поэтому мы сможем сравнить результаты расчета ДН БАС с результатами эксперимента для случая без учета факела РД.

2. РАСЧЕТ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ БЕЗ УЧЕТА ФАКЕЛА РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Численное электродинамическое моделирование задачи было проведено в программном комплексе Tamic Rt-H [8, 23, 31]. Этот программный комплекс предназначен для решения задач 2D электродинамического анализа во временной области для произвольной зависимости диэлектрической проницаемости от координаты на основе метода импедансного аналога электромагнитного пространства Сестрорецкого [23, 24, 32–47].

Рассмотрим БАС, состоящую из активного и пассивного вибраторов и расположенную на переходной ферме головной части космического

аппарата. При моделировании размер анализируемой области составил 45.47×72.65 длин волн, отношение длины волны к дискрету сетки – 24.98, при этом область анализа состояла из 2064792 узлов сетки. Для вычислений потребовалось 95.23 Мб оперативной памяти. Расчет на компьютере с процессором AMD Ryzen 7 5800X 8-Core Processor 3.80 ГГц и 32 Гб оперативной памяти длился 1 мин 34 с.

На рис. 2а представлено амплитудное распределение магнитного поля системы вибраторов с учетом обтекателя головной части третьей ступени и переходного отсека разгонного блока ракеты для выбранной частоты f_0 . Как видно, система обладает ярко выраженной направленностью.

На рис. 2б представлено фазовое распределение магнитного поля системы вибраторов с учетом обтекателя головной части третьей ступени ракеты-носителя и переходного отсека разгонного блока ракеты для частоты f_0 . Как видно, фаза магнитного поля меняется линейно, за исключением области за головной частью ракеты-носителя.

На рис. 3 представлен экспериментальный макет переходного отсека разгонного блока [8, 22]. При сравнении ДН, рассчитанной с помощью программного комплекса Planar Rt-H с измеренной ДН, можно говорить о достаточно хорошем совпадении результатов расчета с экспериментальными данными [8].

3. РАСЧЕТ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С УЧЕТОМ ФАКЕЛА РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

Проведем численное моделирование во временной области рассеяния электромагнитных (ЭМ) волн рассмотренной выше БАС с учетом конструкций головной части ракеты-носителя и плазмы факела РД. Модель для оценки влияния факела РД третьей ступени возьмем из работы [48]. В указанной работе описана модель зависимости массовой плотности заряженных частиц в факеле РД третьей ступени тяжелой межконтинентальной баллистической ракеты LGM-118. Данная модель исследована в работе [9], получено распределение плазменной частоты от координат (см. рис. 2а) и построены траектории лучей для трех характерных областей факела РД. На рис. 4 представлено сечение для значений плазменной частоты в факеле РД LGM-118, в плоскости XOZ в области, примыкающей к соплу. Как видно из рисунка, на расстоянии до 1 м наблюдается высокое значение плазменной частоты вплоть до 10^{16} Гц, распределение плазменной частоты симметрично относительно оси z . Приведенные результаты расчета, полученные в работе [9], позволяют провести оценку размеров области численного моделиро-

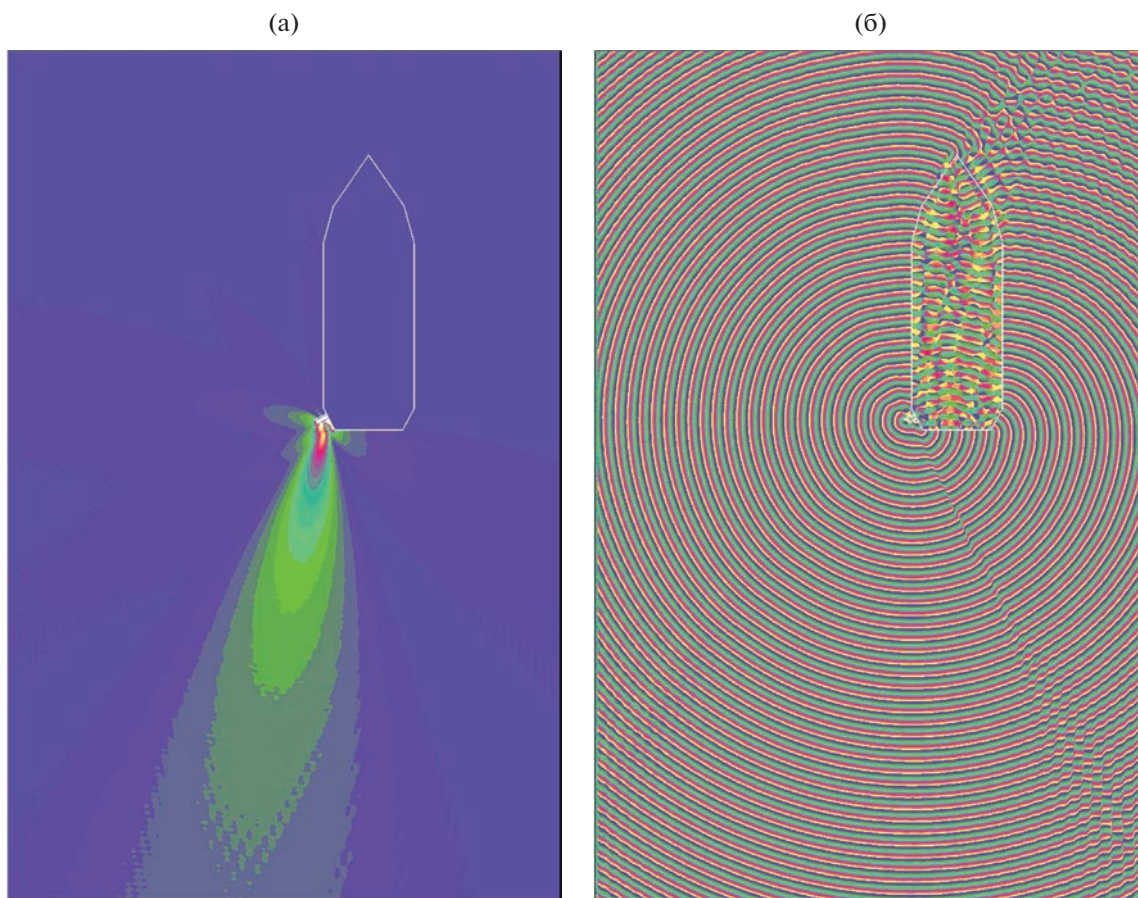


Рис. 2. Амплитудное (а) и фазовое (б) распределение магнитного поля системы вибраторов с учетом обтекателя головной части и переходного отсека разгонного блока ракеты для частоты f_0 .

вания для решения задачи о рассеянии ЭМ-волны, излучаемой БАС, с учетом влияния факела РД, поэтому при моделировании выберем размер анализируемой области 45.47×72.65 длин волн в свободном пространстве [32–36]. Отношение длины волны к дискрету сетки составило 24.98, при этом область анализа состояла из 2064792 узлов сетки. Для вычислений использовалось 136.22 Мб оперативной памяти. Расчет на компьютере с процессором AMD Ryzen 7 5800X 8-Core Processor 3.80 ГГц и 32 Гб оперативной памяти длился 1 мин 36 с, время расчета не изменилось.

На рис. 5а представлено амплитудное распределение магнитного поля БАС с учетом обтекателя головной части третьей ступени ракеты-носителя, переходного отсека разгонного блока и факела РД для частоты f_0 . Также представлено пространственное распределение относительной диэлектрической проницаемости в плазме факела РД. Как видно из рисунка, ЭМ-волна отражается от плазмы факела РД, при этом формируется несколько направлений, в которых наблюдается максимумы магнитного поля. Отметим, что в

этом случае не наблюдается максимума в том же направлении по сравнению с рис. 2.

На рис. 5б приведено распределение фазы магнитного поля БАС с учетом обтекателя головной части третьей ступени ракеты-носителя, переход-

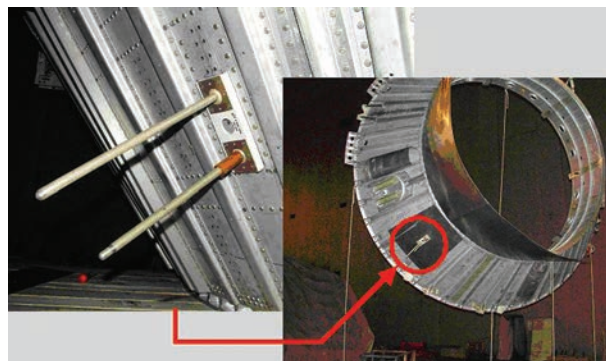


Рис. 3. Система двух вибраторов на антенном макете переходного отсека разгонного блока ракеты.

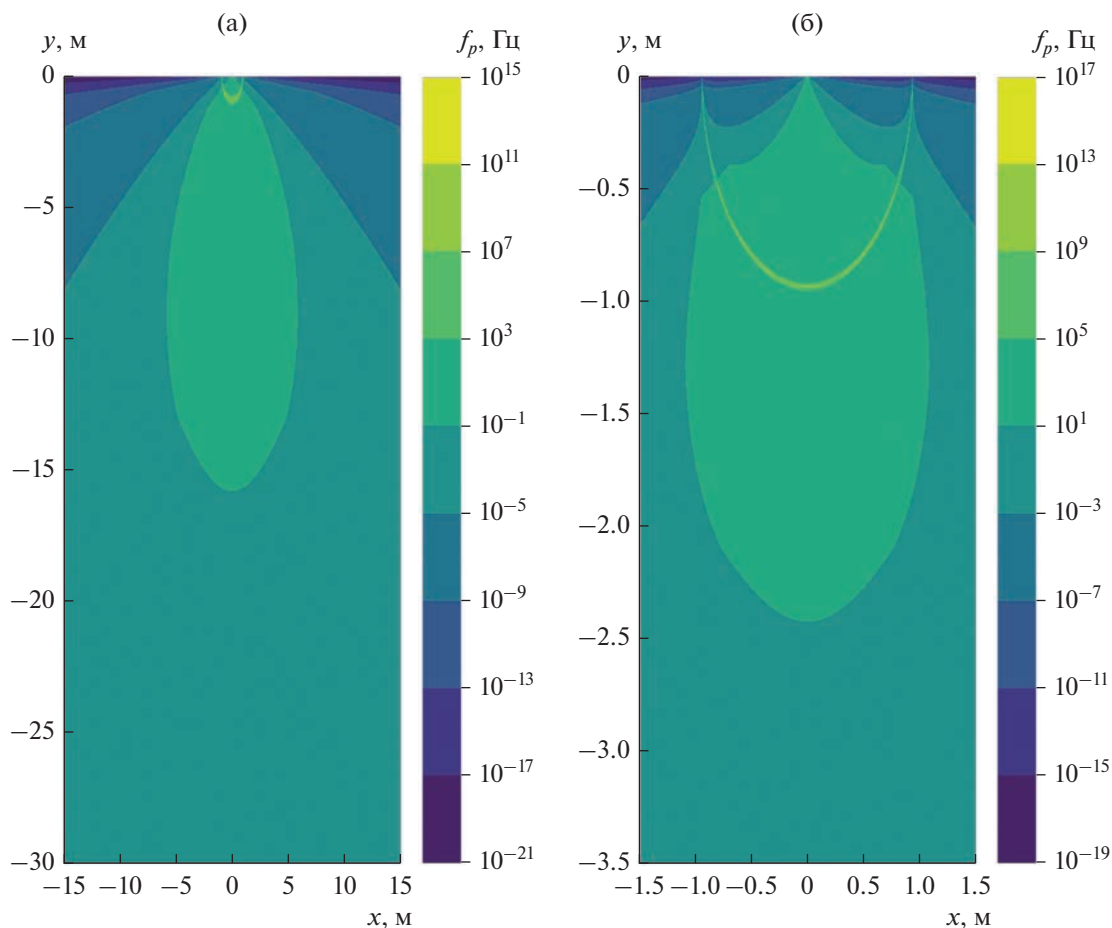


Рис. 4. Сечение для значения плазменной частоты f_p в факеле рассматриваемого РД, в плоскости XOZ в области, прилегающей к соплу на расстоянии до 400 (а) и до 4 м (б).

ного отсека разгонного блока и факела ракетного двигателя для частоты f_0 . Как видно из рисунка, в области факела ракетного двигателя наблюдается перераспределение фазы магнитного поля, вызванное отсутствием бегущей волны.

На рис. 6 представлены ДН БАС с учетом обтекателя головной части третьей ступени ракеты-носителя и переходного отсека разгонного блока, построенные на основании полученных данных о распределении ЭМ-поля в рамках исследуемой задачи с учетом и без учета плазмы факела РД. Из рис. 6 следует, что главный лепесток ДН БАС для случая без учета плазмы факела РД по уровню 6 дБ ориентирован в направлении -101.66 град, а уровень боковых лепестков составляет -5.18 дБ. Главный лепесток ДН, рассчитанной с учетом факела РД сместился на -78.34 град и ориентирован в направлении -180 град (см. рис. 6). При этом форма главного лепестка стала более изрезанной, в ней наблюдается пять локальных максимумов, которые соответствуют максимумам

амплитуды магнитного поля на рис. 5а. Отметим, что ширина главного лепестка по уровню -3 дБ увеличилась на 6.6 град: с 29.1 до 35.7 град.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена задача о влиянии плазмы факела РД на ДН БАС. Приведена картина распределения плазменной частоты в шлейфе факела РД. Проведено численное электродинамическое моделирование задачи в программном комплексе Planar Rt-Н. Получены картины распределения амплитуды и фазы магнитного поля в исследуемой области. Показано смещение направления максимального излучения БАС третьей ступени ракеты-носителя на -78.34 град и увеличение ширины главного лепестка ДН на 6.6 град в случае учета факела РД, а также перераспределение фазы магнитного поля в исследуемой области. Таким образом, показано, что необходимо учитывать влияние факела РД на ДН бортовых антенн и использовать для этого метод

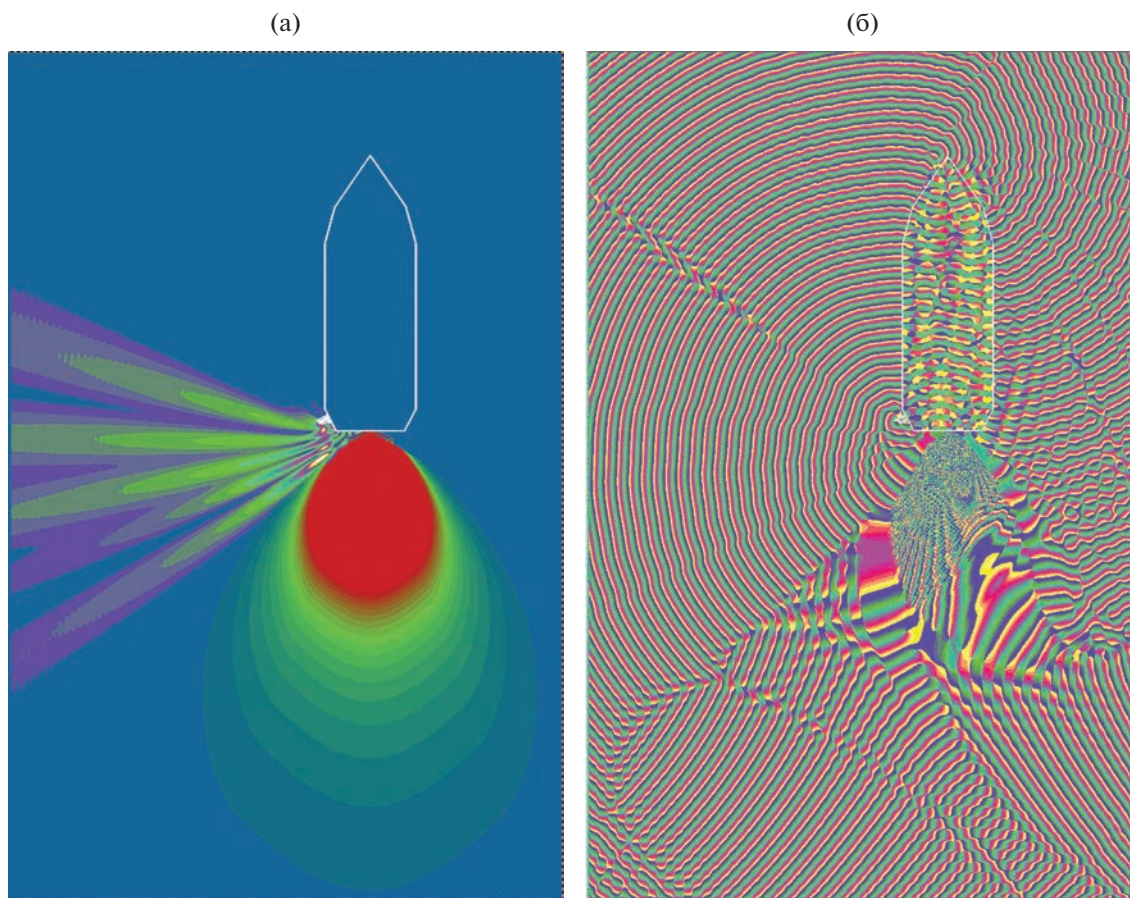


Рис. 5. Амплитудное (а) и фазовое (б) распределение магнитного поля системы вибраторов с учетом обтекателя головной части и переходного отсека разгонного блока ракеты и факела ракетного двигателя для частоты f_0 .

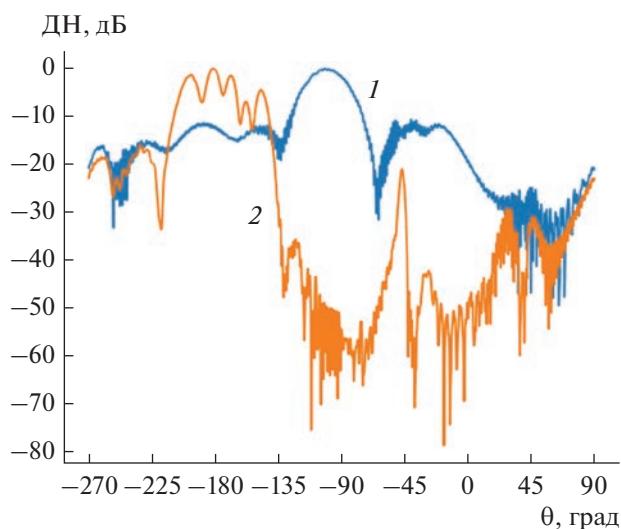


Рис. 6. Диаграмма направленности системы вибраторов с учетом обтекателя головной части и переходного отсека разгонного блока ракеты без учета (кривая 1) и с учетом факела ракетного двигателя (кривая 2) для частоты f_0 .

импедансного аналога электромагнитного пространства Сестрорецкого.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сестрорецкий Б.В. // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1976. Вып. 2. С. 113.
2. Сестрорецкий Б.В. // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1983. Вып. 5. С. 56.
3. Середов В.М. // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1983. Вып. 5. С. 34.
4. Сестрорецкий Б.В. // Межвуз. сб. науч. тр. "Машинное проектирование устройств и систем СВЧ". М.: МИРЭА, 1977. С. 127.
5. Кустов В.Ю. Импедансная интерпретация метода конечных элементов для электродинамического анализа планарных волноводных устройств. Дис. ... канд. техн. наук. М.: МФТИ, 1988. 210 с.
6. Шлепнев Ю.О. Применение метода прямых для математического моделирования планарных элемен-

- тов интегральных схем СВЧ. Дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск: НЭИС, 1990. 194 с.
7. Карцев И.Ю. Метод импедансно-сеточной функции Грина для решения двумерных задач дифракции. Дис. ... канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1991. 138 с.
 8. Климов К.Н. Методология численного анализа во временной области двумерных импедансносеточных моделей антенных систем и электродинамических объектов большой размерности. Дис. ... д-ра техн. наук. М.: МИЭМ, 2007. 402 с.
 9. Конов К.И., Климов К.Н. // РЭ. 2022. Т. 67. № 8. С. 745.
 10. McIver D.E. // Proc. NASA Conf. on Communicating Through Plasmas of Atmospheric Entry and Rocket Exhaust. Hampton. 14–15 Jan. 1964. Washington: NASA, 1964. P. 167.
 11. Smoot L.D., Seliga T.J. // J. Spacecraft and Rockets. 1967. V. 4. № 6. P. 774.
<https://doi.org/10.2514/3.28950>
 12. Kinefuchi K., Funaki I., Ogawa H. et al. // Proc. 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2009. P. 1386.
<https://doi.org/10.2514/6.2009-1386>
 13. Kinefuchi K., Funaki I., Shimada T., Abe T. // J. Spacecraft and Rockets. 2010. V. 47. № 4. P. 627.
 14. Kinefuchi K., Funaki I., Abe T. // IEEE Trans. 2010. V. AP-58. № 10. P. 3282.
 15. Kinefuchi K., Funaki I., Abe T. // J. Spacecraft and Rockets. 2013. V. 50. № 1. P. 150.
<https://doi.org/10.2514/1.A32223>
 16. McCargar R.K., Siegrist K.M., Reuster J.G. et al. // IEEE Trans. 2020. V. AP-66. № 12. P. 6531.
<https://doi.org/10.1109/TAP.2018.2845545>
 17. Dieudonné É., Kamení A., Pichon L., Monchaux D. // Acta Astronautica. 2019. V. 158. P. 334.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.03.032>
 18. Coutu N., Barrot W., Engblom W., Perrell E. // Proc. IEEE Southeastcon. 4–7 Apr. 2013. Jacksonville, USA. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/SECON.2013.6567408>
 19. Sun B., Xie K., Shi L. et al. // IEEE Trans. 2020. V. AP-68. № 12. P. 8021.
<https://doi.org/10.1109/TAP.2020.2999661>
 20. Климов К.Н. // Инновационные, информационные и коммуникационные технологии. 1–10 октября 2021. Сочи, 2021. С. 254.
 21. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // Журн. радиоэлектроники. 2001. № 2. С. 3.
 22. Ruchenkov V.A., Klimov K.N., Sestoretzskii B.V. // 6th Intern. Conf. Antenna Theory and Techniques. 17–21 сентября 2007. Севастополь, 2007. P. 312.
 23. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2001. Т. 46. № 4. С. 389.
 24. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2007. Т. 52. № 1. С. 5.
 25. Гершгорин С.А. // ЖПФ. 1929. Т. 4. Вып. 3–4. С. 3.
 26. Гутенмахер Л.И. Электрическое моделирование. М.: Изд-во АН СССР, 1943.
 27. Венников В.А. Применение теории подобия и физического моделирования в электротехнике. М.: Госэнергоиздат, 1949.
 28. Иванов С.А., Сестрорецкий Б.В., Боголюбов А.Н. // Журн. радиоэлектроники. 2008. № 5. <http://jre.cplire.ru/jre/may08/6/text.pdf>.
 29. Тетельбаум И.М. // Сб. ст. Электрическое моделирование. М.: Физматлит, 1959. С. 320.
 30. Крон Г. Исследование сложных систем по частям (диакоптика). М.: Наука, 1972. С. 542.
 31. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В., Вершков В.А. и др. Электродинамический анализ двумерных неоднородных сред и плазмы. М.: МАКС Пресс, 2005.
 32. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2001. Т. 46. № 1. С. 30.
 33. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2001. Т. 46. № 3. С. 271.
 34. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2001. Т. 46. № 10. С. 1223.
 35. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В., Годин С.М., Рошин В.В. // РЭ. 2004. Т. 49. № 11. С. 123.
 36. Уразбаев А.О., Вершков В.А., Солдатов С.В., Шелухин Д.А. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 6. С. 483.
 37. Сестрорецкий Б.В. // Радиотехнические тетради. 2004. № 30. С. 11.
 38. Климов К.Н. // Радиотехнические тетради. 2004. № 30. С. 15.
 39. Рученков В.А. // Радиотехнические тетради. 2004. № 30. С. 20.
 40. Рученков В.А. // Радиотехнические тетради. 2004. № 30. С. 23.
 41. Камышев Т.В. // Радиотехнические тетради. 2004. № 30. С. 26.
 42. Камышев Т.В. // Радиотехнические тетради. 2004. № 30. С. 31.
 43. Камышев Т.В., Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2005. Т. 50. № 4. С. 415.
 44. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С. 645.
 45. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2001. Т. 46. № 9. С. 1048.
 46. Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2005. Т. 50. № 6. С. 647.
 47. Климов К.Н., Камышев Т.В., Рученков В.А., Сестрорецкий Б.В. // РЭ. 2006. Т. 51. № 7. С. 773.
 48. Senol A.J., Romine G.L. // J. Spacecraft and Rockets. 1986. V. 23. № 1. P. 39.
<https://doi.org/10.2514/3.25081>
 49. Kinefuchi K., Yamaguchi H., Minami M. et al. // Acta Astronautica. 2019. V. 165. P. 373.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.09.025>

К 100-ЛЕТИЮ
Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО

УДК 621.396.67

УМЕНЬШЕНИЕ БОКОВЫХ ЛЕПЕСТКОВ, НАПРАВЛЕННЫХ
НА ПОДСТИЛАЮЩУЮ ПОВЕРХНОСТЬ, ДЛЯ ФАЗИРОВАННЫХ
АНТЕННЫХ РЕШЕТОК С УПРАВЛЕНИЕМ ТОЛЬКО ФАЗОЙ

© 2023 г. Ю. В. Кривошеев^{a, b, c, *}, А. В. Хайхан^{a, b}

^a Публичное акционерное общество “Радиофизика”,
ул. Героев Панфиловцев, 10, Москва, 125363 Российская Федерация

^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701 Российская Федерация

^c Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
Волоколамское шос., 4, Москва, 125993 Российская Федерация

*E-mail: krivosheev-yury@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.02.2023 г.

После доработки 20.02.2023 г.

Принята к публикации 21.05.2023 г.

Рассмотрено применение метода фазового синтеза для снижения нижних боковых лепестков (БЛ) диаграммы направленности (ДН) фазированных антенных решеток (ФАР). Выведены зависимости изменения параметров ДН от уровня нижних БЛ и определены предельные возможности данного метода по снижению БЛ. Также рассмотрен случай, когда уменьшаются не все нижние БЛ, а только начиная с некоторого произвольного БЛ. Показано, что в этом случае можно добиться более низкого уровня БЛ и меньшей деградации других параметров ДН.

DOI: 10.31857/S0033849423080089, EDN: UQGXCO

ВВЕДЕНИЕ

Метод фазового синтеза позволяет управлять формой диаграммы направленности (ДН) фазированных антенных решеток (ФАР). Метод позволяет создавать контурные ДН с постоянным или переменным профилем и уменьшать боковые лепестки (БЛ) [1–4]. В частности, метод может использоваться для уменьшения БЛ ФАР без расширения главного лепестка [5–9]. Эта задача актуальна для активных передающих ФАР, так как для таких антенн стремятся использовать равномерное амплитудное распределение, что не позволяет снижать БЛ с помощью управления амплитудой. Боковые лепестки могут снижаться как во всем пространстве [5, 6], так и только в нижней части относительно главного лепестка [7–9]. Последнее может потребоваться, например, для уменьшения отражения от подстилающей поверхности в радиолокаторах.

Возможности фазового синтеза для снижения БЛ во всем пространстве ограничены, и, кроме того, при использовании данного метода значительно снижается коэффициент усиления (КУ) решетки. Так, при снижении БЛ на 5 дБ, КУ снижается примерно на 1 дБ для типичной прямоугольной решетки. При снижении только нижних БЛ можно добиться значительно большего уменьшения

их уровня. В данном случае также происходит некоторое снижение КУ, увеличение БЛ, находящихся выше главного лепестка, и возрастает ширина главного лепестка. Данным методом можно добиться снижения нижних БЛ на 20...30 дБ при падении КУ на 1 дБ. Указанные особенности известны из работ [5, 7].

В данной работе проводится моделирование метода снижения нижних БЛ за счет фазового синтеза для нескольких вариантов геометрии решетки. На основе проведенных расчетов были исследованы предельные возможности метода, построены графики снижения КУ, возрастания верхних БЛ и увеличения ширины луча в зависимости от уровня нижних БЛ, а также найдены зависимости минимального уровня нижних БЛ от количества излучателей в линейной антенной решетке. Эти зависимости могут использоваться для быстрой оценки достижимых параметров при проектировании ФАР.

Также в работе показано, что с помощью фазового синтеза можно уменьшать нижние БЛ ФАР, начиная не только с первого, но и с некоторого произвольного БЛ, и рассмотрено, как влияет снижение нижних БЛ на параметры ДН ФАР.

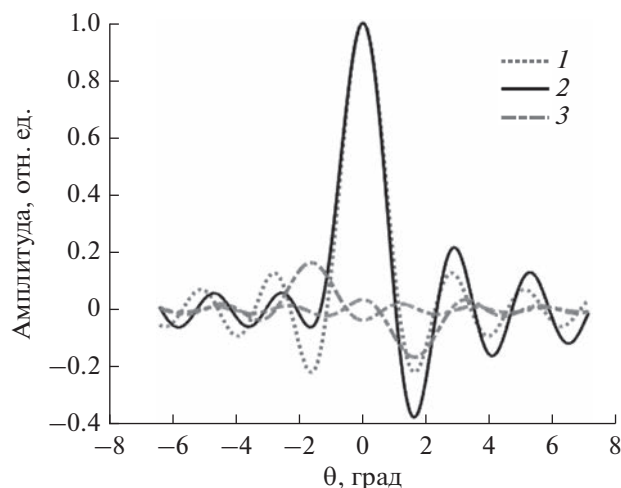


Рис. 1. Исходная (1) и суммарная (2) диаграммы направленности ФАР, а также парциальные лучи (3).

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Метод снижения нижних БЛ с помощью фазового синтеза может быть пояснен на основе метода парциальных диаграмм [10]. Данное представление позволяет дать физическую интерпретацию основным свойствам метода. Согласно методу парциальных ДН для уменьшения бокового излучения в некотором направлении необходимо сформировать парциальный луч в этом направлении. Однако это требует управления как фазой, так и амплитудой возбуждения излучателей. Если при использовании метода парциальных ДН перейти к равномерному амплитудному распределению, не меняя фазового распределения, то возникнет второй парциальный луч в симметричном направлении, фаза которого отличается на 180° относительно исходно-

го [7, 11, 12]. Первый парциальный луч приводит к уменьшению БЛ, а второй парциальный луч, наоборот, приводит к увеличению БЛ в соответствующем направлении. При необходимости уменьшить ДН в некоторой области следует использовать несколько парциальных лучей. Для каждого из них также возникает парный луч в симметричном направлении и в противофазе, приводящий к возрастанию БЛ в данных направлениях.

В качестве примера рассмотрим линейную ФАР из 30 элементов с шагом $\lambda/2$, у которой снижаются четыре первых БЛ слева. В этом случае формируется четыре пары парциальных лучей. Полученная ДН в единицах амплитуды приведена на рис. 1. Там же показана исходная ДН до снижения БЛ и пара парциальных лучей, соответствующих первому БЛ. Видно, что парциальный луч слева снижает БЛ, а соответствующий ему парциальный луч справа, возникающий из-за отсутствия управления амплитудой, увеличивает БЛ. На рис. 2 представлена ДН в децибелах, на которой также видно снижение БЛ слева и увеличение БЛ справа. На рис. 3 показано полученное фазовое распределение. Оно имеет вид нечетной функции (схожей с синусоидой) с небольшими осцилляциями. В апертуру решетки укладывается чуть больше одного периода синусоиды. Эта синусоида соответствует парциальному лучу для уменьшения первого БЛ: первый БЛ имеет максимальную амплитуду, и поэтому ему соответствует наибольший парциальный луч. Более частые осцилляции соответствуют остальным парциальным лучам.

В методе парциальных диаграмм применительно к задаче снижения нижних БЛ с помощью фазового синтеза используется ряд приближений. Более качественные результаты могут быть получены при расчете ДН с помощью множителя решетки

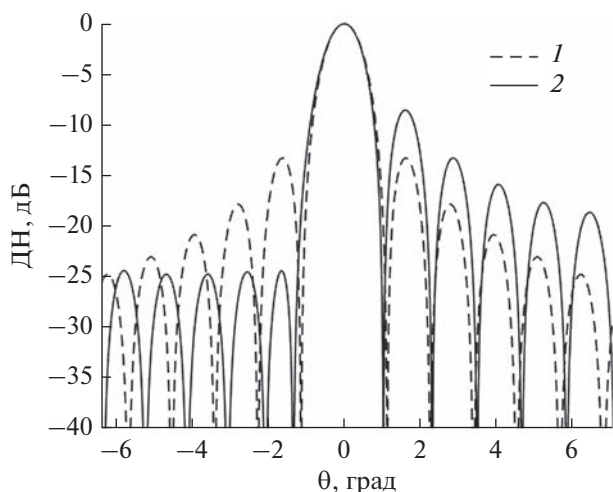


Рис. 2. Исходная диаграмма направленности решетки (1) и с уменьшенными нижними БЛ (2).

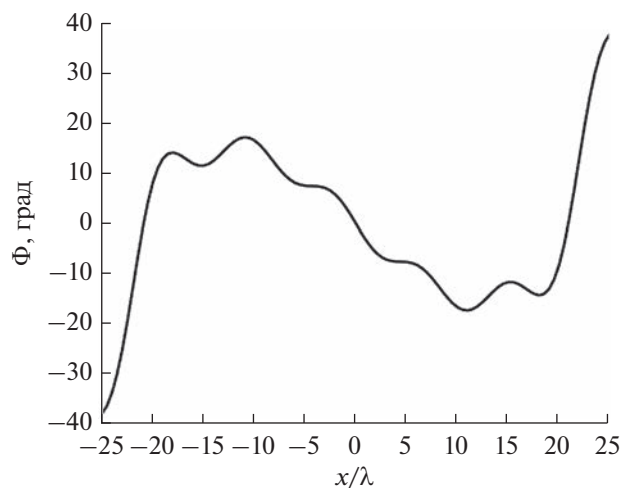


Рис. 3. Фазовое распределение, полученное методом парциальных диаграмм: x — координата элемента, λ — длина волны.

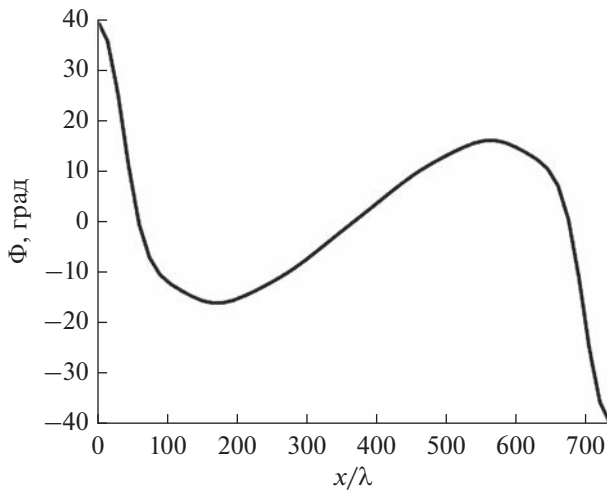


Рис. 4. Фазовое распределение, обеспечивающее УБЛ в направлении подстилающей поверхности ниже -25.5 дБ: x — координата элемента, λ — длина волны.

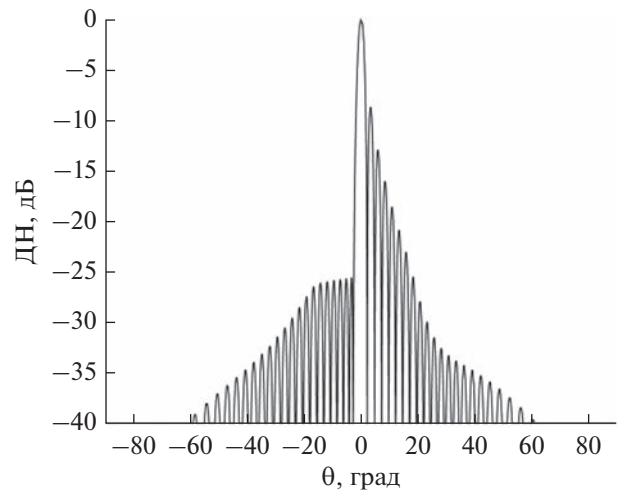


Рис. 5. Угломестное сечение ДН линейной ФАР с УБЛ в направлении подстилающей поверхности ниже -25.5 дБ.

и численной оптимизации фаз возбуждения излучателей. При проведении численной оптимизации могут применяться различные целевые функции и методы оптимизации. В данной работе использовалась минимаксная целевая функция [4]

$$h(\mathbf{p}) = G_p(0,0) - w \max_{(u,v) \in \Omega} G_p(u,v), \quad (1)$$

где $\mathbf{p}$ — фазы возбуждения излучателей, w — вес минимизации УБЛ, Ω — область точек минимизации БЛ (выбирается дискретный набор точек с таким шагом, чтобы на каждый лепесток ДН приходилось по несколько точек), $G_p(u,v)$ — ДН решетки, рассчитанная с использованием множителя решетки.

Тогда задачу оптимизации можно сформулировать так

$$h(\mathbf{p}) \rightarrow \max. \quad (2)$$

Целевую функцию можно также модифицировать таким образом, чтобы УБЛ уменьшались до какого-то заданного уровня БЛ [4]. Оптимизацию проводили градиентным методом.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим задачу подавления УБЛ в направлении подстилающей поверхности на примере линейной ФАР из 50 элементов с шагом $\lambda/2$. Будем уменьшать нижние БЛ ФАР с помощью описанного выше метода до уровня -25.5 дБ. Амплитудное распределение равномерное. В качестве диаграммы элемента используется идеальная ДН $F^2(\theta, \varphi) = \cos \theta$. Полученное в результате оптимизации фазовое распределение показано на рис. 4, ДН — на рис. 5. По сравнению с синфазным распределением КУ снижается на 0.34 дБ, верхние

БЛ возрастают до уровня -8.7 дБ, луч расширяется на 2% .

Отметим, что для двумерной решетки прямоугольной формы с прямоугольной или треугольной сеткой задача также сводится к определению фаз одномерной решетки. Для примера на рис. 6 приведена картограмма ДН решетки из 20×50 элементов с шагом $\lambda/2$ и квадратной сеткой, в координатах азимут (α) — угол места (β). Распределение фазы вдоль столбцов такое же, как распределение фазы для рассмотренной выше линейной решетки. Сечение ДН в вертикальной плоскости совпа-

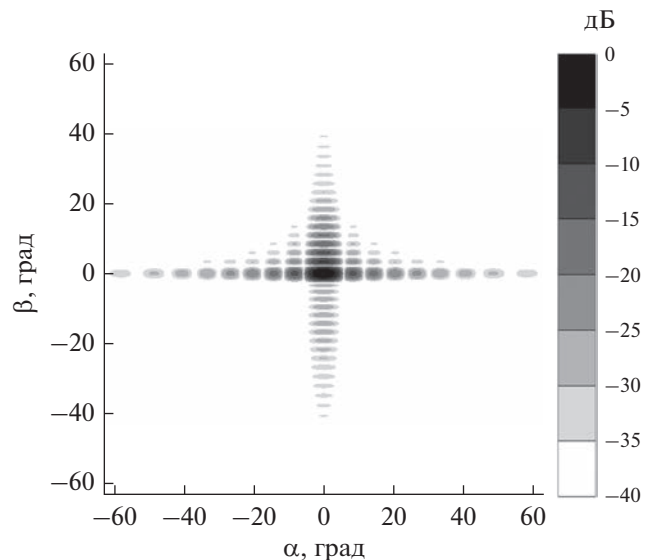


Рис. 6. Картограмма ДН прямоугольной ФАР с УБЛ в направлении подстилающей поверхности ниже -25.5 дБ.

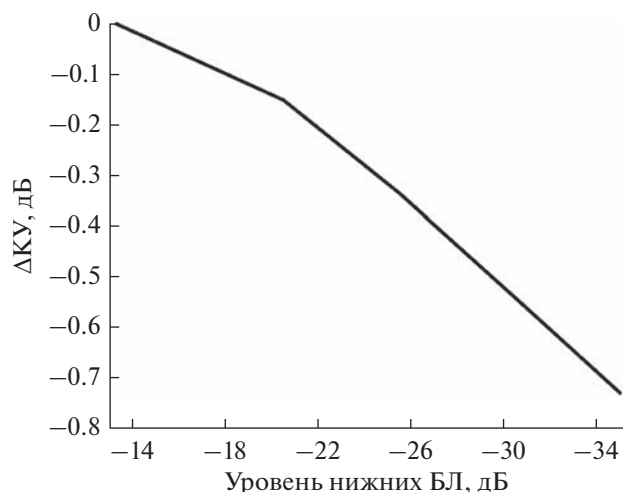


Рис. 7. График изменения КУ линейной ФАР из 50 излучателей по сравнению с синфазным распределением.

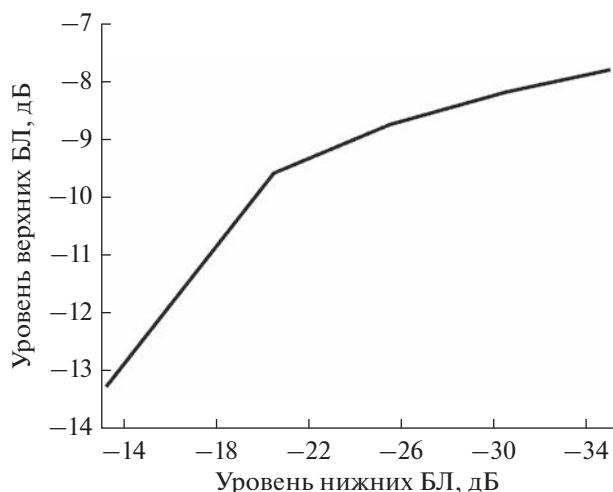


Рис. 8. Зависимость уровня верхних БЛ линейной ФАР из 50 излучателей от уровня нижних БЛ.

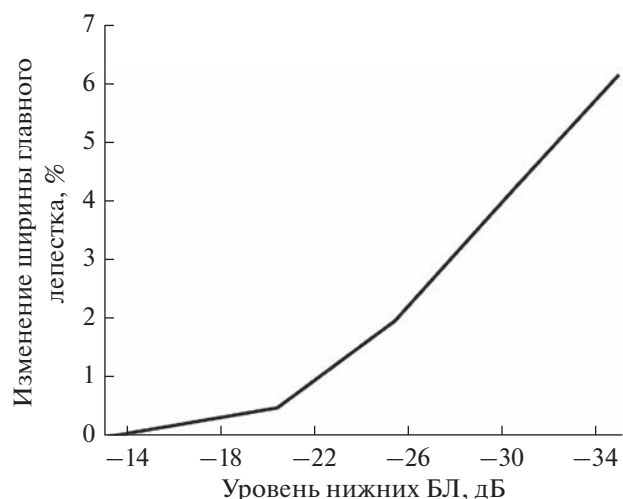


Рис. 9. Зависимость увеличения ширины главного лепестка ДН линейной ФАР из 50 излучателей по сравнению с синфазной ФАР, от уровня нижних БЛ.

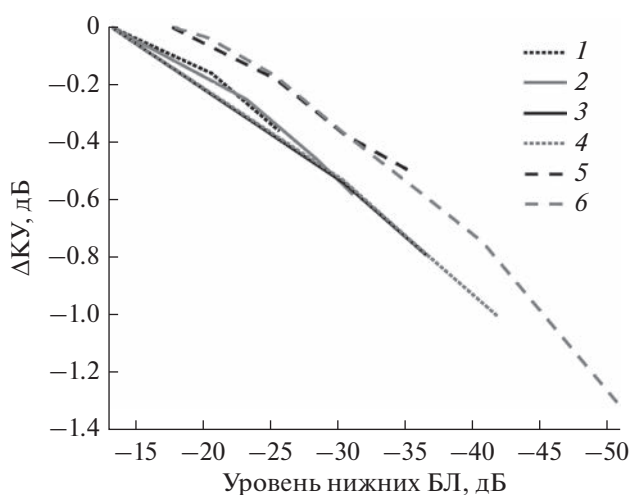


Рис. 10. Зависимость снижения КУ ФАР по сравнению с синфазной ФАР от уровня нижних БЛ, для линейных ФАР с разным количеством излучателей: 15 (1), 30 (2), 60 (3), 120 (4), и круглых ФАР с диаметром 10λ (5) и 20λ (6).

дает с сечением ДН линейной решетки из 50 элементов. При оптимизации фаз всех элементов двумерной решетки результат получается таким же — фаза вдоль каждого из столбцов совпадает с фазой линейной решетки.

Изучим зависимости изменения параметров ДН от уровня нижних БЛ, решая задачу оптимизации для различных значений целевого уровня нижних БЛ с использованием указанной выше линейной решетки. Графики изменения КУ, верхних БЛ и расширения луча в зависимости от уровня нижних БЛ приведены на рис. 7–9. Видно, что, например, при падении КУ на 0.7 дБ, уровень нижних БЛ снижен на 21 дБ по сравнению с синфазным лучом.

На рис. 10 дано сравнение падения КУ для следующих решеток: линейная из 15, 30, 60 и 120 излучателей и круглая решетка с квадратной сеткой диаметром 10λ и 20λ . Шаг решеток составляет $\lambda/2$. Для решетки круглой формы задача не сводится к двумерной, поэтому оптимизируются фазы всех излучателей, а областью минимизации БЛ Ω является двумерная область в координатах $u-v$, расположенная ниже главного лепестка. Видно, что для линейных решеток зависимости отличаются мало. Это означает, что зависимости на рис. 7–10 являются универсальными и могут использоваться независимо от количества элементов в решетке, для линейных решеток и решеток прямоугольной формы. Так, например, при паде-

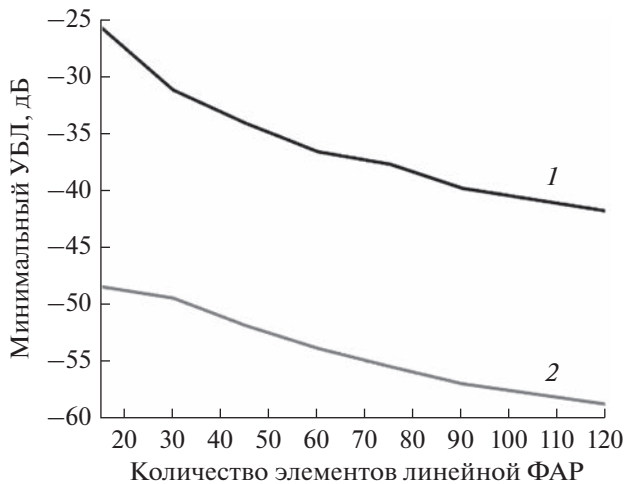


Рис. 11. Зависимость предельно достижимого уровня нижних БЛ ДН ФАР с шагом $\lambda/2$ (1) и $\lambda/4$ (2) от количества излучателей.

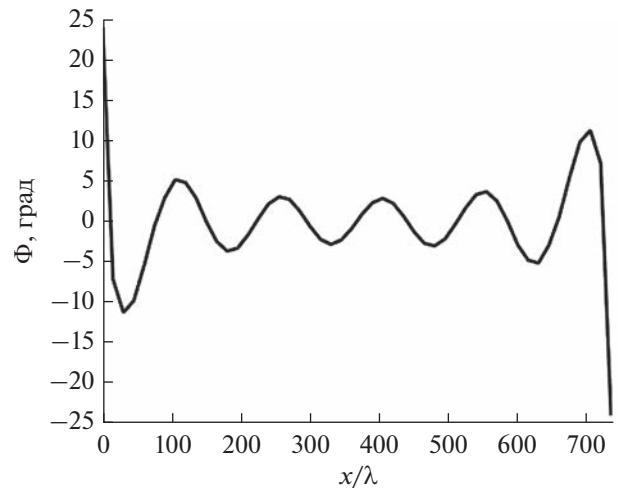


Рис. 12. Фазовое распределение, обеспечивающее УБЛ, начиная с пятого нижнего БЛ, менее -35 дБ: x — координата элемента, λ — длина волны.

нии КУ на 1 дБ уровень нижних БЛ снижается на 29 дБ по сравнению с синфазным лучом. Для решетки круглой формы результат отличается, так как уровень БЛ антенны круглой формы ниже, чем у антенны прямоугольной формы. Однако падение уровня нижних БЛ относительно синфазной решетки при одинаковом падении КУ примерно такое же, как у линейной решетки.

Также из рис. 10 видно, что количество элементов решетки ограничивает возможность подавления БЛ, не позволяя уменьшать их уровень ниже определенного значения. Соответствующая зависимость предельно достижимого уровня нижних БЛ от количества излучателей в линейной антенной решетке приведена на рис. 11. Однако достичь более низкого УБЛ в нижней области можно не только увеличением количества элементов, но и уменьшением шага антенной решетки. Так, на рис. 11 видно, что, в отличие от антенной решетки с шагом $\lambda/2$, для решетки с шагом $\lambda/4$ доступно большее падение уровня нижних БЛ относительно синфазной решетки. В частности, это означает, что в прямоугольной решетке с треугольной сеткой можно добиться более низкого уровня нижних БЛ, чем в прямоугольной решетке с квадратной сеткой, так как при соответствующей ориентации сетки решетка с треугольной сеткой эквивалентна линейной решетке с шагом вдвое меньше. Данный эффект объясняется тем, что при равном количестве элементов решетка с меньшим шагом имеет меньшее количество БЛ в видимой области углов, что упрощает задачу оптимизации.

Если не требуется уменьшения всех нижних БЛ (например, когда несколько нижних БЛ не попадают на подстилающую поверхность), то можно не снижать первые БЛ и тогда добиться более

низкого уровня снижаемых БЛ. В качестве примера вернемся к линейной решетке из 50 элементов. Будем минимизировать БЛ начиная с пятого нижнего БЛ до уровня -35 дБ. Результаты оптимизации приведены на рис. 12 и 13. Снижение КУ составило 0.05 дБ. При снижении всех нижних БЛ до такого же уровня, падение КУ составило бы 0.5 дБ.

Отметим, что ДН с уменьшенным уровнем нижних БЛ можно отклонять в произвольное направление внутри сектора сканирования [4]. Для отклонения луча используется линейное фазовое распределение вдоль апертуры решетки (как при обычном сканировании), к которому добавляется фазовая подставка в виде полученного в результате оптимизации распределения. В качестве при-

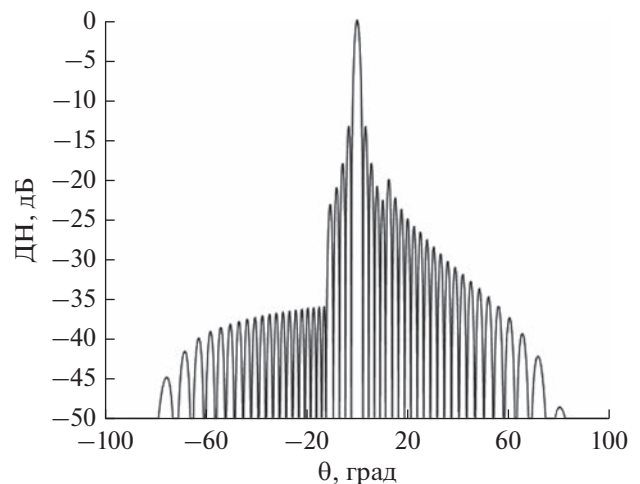


Рис. 13. Угловое сечение ДН линейной ФАР с УБЛ, начиная с 5-го нижнего БЛ, менее -35 дБ.

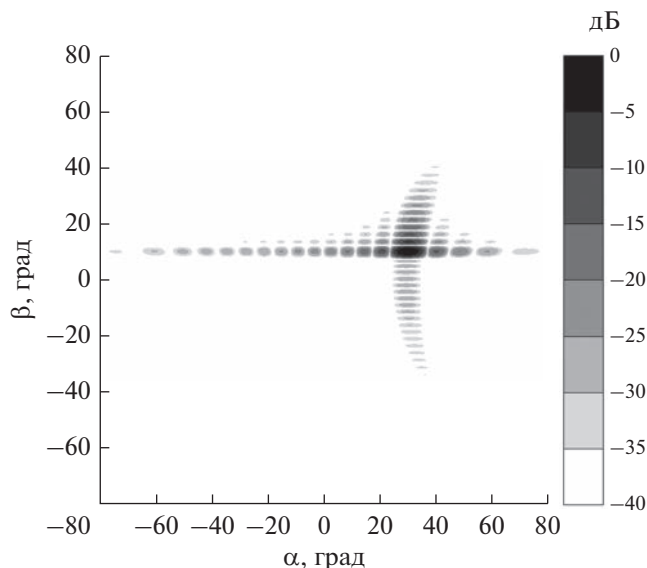


Рис. 14. Картограмма ДН прямоугольной ФАР с УБЛ в направлении подстилающей поверхности ниже -25.5 дБ, отклоненной в положение 30° по азимуту, 10° по углу места.

мера рассмотрим отклонение ДН, показанной на рис. 6, в положение 30° по азимуту, 10° по углу места. Картограмма ДН приведена на рис. 14. Уровень нижних БЛ при сканировании практически не изменился.

Для оценки требуемой точности управления фазой при формировании ДН с уменьшенными нижними БЛ можно использовать стандартные оценки влияния ошибок фазы на ДН ФАР [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрено применение метода фазового синтеза ФАР для снижения нижних БЛ, направленных на подстилающую поверхность. Эта задача актуальна для активных передающих ФАР, так как для таких антенн стремятся использовать равномерное амплитудное распределение, что не позволяет снижать БЛ с помощью управления амплитудой. Изучены предельные возможности ме-

тода по снижению нижних БЛ. Рассмотрено влияние метода на такие параметры как КУ, ширина ДН, уровень верхних БЛ. Чем сильнее подавляются нижние БЛ, тем сильнее снижается КУ ФАР, увеличивается ширина ДН и возрастают верхние БЛ. Получены зависимости изменения данных параметров от степени подавления нижних БЛ, которые могут использоваться для быстрой оценки достижимых параметров при проектировании ФАР. Также показано, что с помощью фазового синтеза можно уменьшать БЛ начиная не только с первого, но и с некоторого произвольного БЛ. В этом случае можно добиться более низкого уровня БЛ и меньшей деградации других параметров ДН.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bhattacharyya A.K.* Phased Array Antennas. Hoboken: Wiley&Sons, 2006. P. 347.
2. *Хзмалян А.Д., Кондратьев А.С.* // РЭ. 1998. Т. 43. № 7. С. 814.
3. *Хзмалян А.Д.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 2. С. 186.
4. *Шишлов А.В., Кривошеев Ю.В., Мельничук В.И.* // Антенны. 2016. № 8. С. 44.
5. *DeFord J.F., Gandhi O.P.* // IEEE Trans. 1988. V. AP-36. № 2. P. 191.
6. *Harikumar P., Bhargav Bikkani V.V., Mahanti G.K., Mahato B.C.* // Annual IEEE India Conf. (INDICON). Hyderabad. 16–18 Dec. N.Y.: IEEE, 2011. Article No. 6139456.
7. *Nemit T.* // Antennas and Propagation Soc. Int. Symp. N.Y.: Wheeler Laboratories, 1969. P. 85.
8. *Trastoy A., Ares F.* // Electron. Lett. 1998. V. 34. № 20. P. 1916.
9. *Trastoy A., Ares F.* // Progress in Electromagnetics Research. 2001. V. 30. P. 47.
10. *Woodward P.M.* // Proc. IEE. 1947. Pt IIIA. V. 93. P. 1554.
11. *Wheeler H.A.* // Proc. IRE. 1939. V. 27. P. 359.
12. *Шумиков А.М.* // Радиотехника. 2010. № 10. С. 71.
13. *Mailloux R.J.* Phased Array Antenna Handbook. Norwood: Artech House, 2018. P. 375.

К 100-ЛЕТИЮ
Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО

УДК 621.396.933

АЛГОРИТМИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ В ЗАДАЧЕ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА СВЯЗИ С БЕСПИЛОТНЫМ ЛЕТАТЕЛЬНЫМ АППАРАТОМ

© 2023 г. И. С. Полянский^а, *, Я. Д. Шаповалов^а

^а Академия Федеральной службы охраны Российской Федерации,
ул. Приборостроительная, 35, Орёл, 302015 Российская Федерация

*E-mail: van341@mail.ru

Поступила в редакцию 20.02.2023 г.

После доработки 20.02.2023 г.

Принята к публикации 15.05.2023 г.

Разработаны алгоритмические решения по оценке качества связи с беспилотным летательным аппаратом. Качество связи определяется вероятностью символьной ошибки на входе помехоустойчивого кодера, априорный расчет которой выполнен в приближении модели райсовского канала связи. Основное внимание в решении уделено определению затуханий, обусловленных совместным влиянием рельефа местности и тропосферной рефракции на энергетические параметры линии “наземный пункт связи–беспилотный летательный аппарат”. Расчет затуханий выполнен при совместном численном решении псевдоспектральным методом разделения шагов пары параболических уравнений, формируемых из двумерного уравнения Гельмгольца при узко- и широкоугольном приближениях. Выделены особенности основных этапов алгоритмической реализации составленного решения, а его работоспособность проверена на конкретных тестовых примерах.

DOI: 10.31857/S0033849423080090, EDN: UVNRVK

ВВЕДЕНИЕ

Активное развитие беспилотных технологий при нарастающей интеграции беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) в единое воздушное пространство, обуславливает необходимость системной разработки “...правил, процедур и технологий организации и использования воздушного движения, позволяющих на приемлемом уровне обеспечить совместное выполнение в нем полетов беспилотных и пилотируемых воздушных судов” [1]. Решение указанных задач с учетом широко-масштабного и разнородного использования БПЛА в гражданских [2] и военных целях [3] актуализирует разработку и развитие систем управления [4] и формирования полетных планов при применении геоинформационных систем. Важную часть предметной области построения подобных автоматизированных систем составляют математические модели и алгоритмы оценки качества связи с БПЛА [5–9], цель которых состоит в адекватном определении отношения сигнал/шум (ОСШ) на входе демодулятора канала управления и/или передачи данных в радиолинии наземный пункт связи (НПС)–БПЛА с последующим асимптотическим вычислением вероятности битовой (символьной) ошибки (BER). Так, в [9] предложена математическая модель канала связи с БПЛА, основу которой составляют аналитические выражения, позволяющие оценить показатели качества

связи с учетом поверхности Земли и заданными параметрами передачи сигналов. Для оценки зависимости BER от ОСШ в [9] при допущении о том, что амплитуда прямого луча преобладает над переотраженными, принята модель райсовского канала связи [10]. Амплитуда переотраженных лучей определяется из известных асимптотических решений типовых модельных задач теории дифракции [11] в отношении учета влияния поверхности Земли, аппроксимируемой гладкой сферой. Последнее существенно снижает универсальность модели [9] и сужает область ее адекватного применения в реальных условиях, определяемых наличием рельефа местности и нерегулярностью электромагнитных параметров земной поверхности (учет влияния на распространение радиоволн лесных массивов [12], застройки [5] и пр. [13]), рефракцией радиоволн в тропосфере, характеристикой направленности передающей антенны. В современных условиях бурного развития средств вычислительной техники указанные недостатки модели [9] потенциально могут быть устранены с помощью современных методов вычислительной электродинамики (методы конечных элементов [14], конечных разностей [15], импедансного аналога электромагнитного пространства [16, 17], граничных элементов [18], барицентрический [19, 20] и пр. [21]) для корректного совместно-

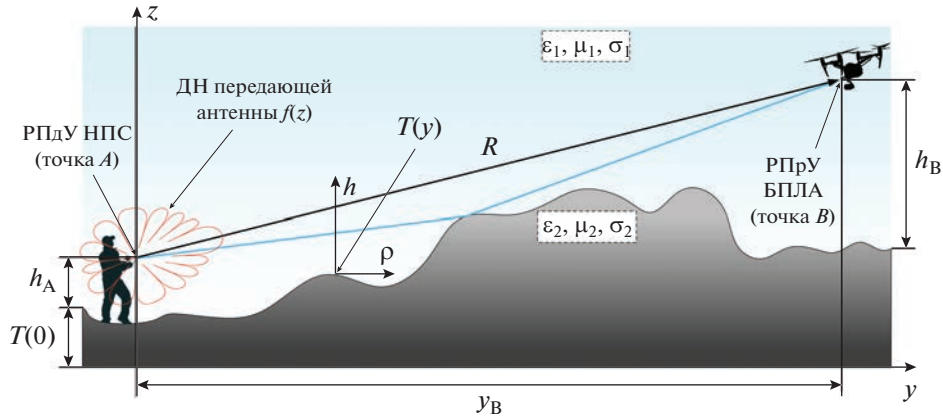


Рис. 1. Геометрическое представление канала связи с БПЛА.

го учета дифракции и рефракции радиоволн на радиолинии НПС–БПЛА.

Цель данной работы – устранить отмеченные недостатки модели [9] при разработке универсальных и вычислительно эффективных алгоритмических решений оценки качества связи с БПЛА. Эти решения позволяют выполнить совместный учет эффектов дифракции и рефракции радиоволн на радиолинии НПС–БПЛА.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Формализацию представления канала связи НПС с БПЛА относительно среды распространения сформируем для профиля местности (y, z) по направлению НПС–БПЛА (рис. 1) при выделении следующих параметров: рельеф местности аппроксимируется кусочно-гладкой функцией $T(y)$; среду распространения определим неоднородной с электромагнитными параметрами (полагаются известными функциями координат (y, z)) – абсолютные диэлектрическая ϵ_1 и магнитная μ_1 проницаемости, удельная проводимость σ_1 ; аналогично определим электромагнитные свойства рельефа местности параметрами ϵ_2, μ_2 и σ_2 ; за положение НПС ($y = y_A = 0, z = z_A = T(0) + h_A$) примем электрический центр антенны радиопередающего устройства (РПДУ) НПС, где h_A – высота расположения антенны НПС над рельефом местности в точке А; за положение БПЛА ($y = y_B, z = z_B = T(y_B) + h_B$) примем электрический центр антенны радиоприемного устройства (РПРУ) БПЛА, где h_B – высота расположения антенны БПЛА над рельефом местности в точке В.

Выделим следующую совокупность энергетических параметров радиолинии НПС–БПЛА: диаграмма направленности (ДН) антенны РПДУ НПС, заданная в полуплоскости основного излучения (НПС–БПЛА) функцией $f(z) \in [0, 1]$; ЭИИМ_{НПС} –

эквивалентная изотропная излучаемая мощность РПДУ НПС (дБВт); $Q_{\text{БПЛА}}$ – добротность антенной системы РПРУ БПЛА (дБ/К); $P_{\text{рч}}^{\text{БПЛА}}$ – реальная чувствительность приемника БПЛА (дБВт).

Учитывая [9], задачу оценки качества связи с БПЛА для указанных исходных данных будем решать при определении вероятности символьной ошибки $p_{\text{ош}}^*$ на входе помехоустойчивого кодера в модели райсовского канала связи [10] при заданном виде модуляции.

Для представленного описания содержательной постановки задачи сформируем математическую модель канала связи с БПЛА.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КАНАЛА СВЯЗИ С БПЛА

Следуя [9], величину $p_{\text{ош}}^*$ определим соотношением [10]

$$p_{\text{ош}}^* = \int_0^\infty E(\rho) g(\rho) d\rho, \quad (1)$$

где [9]

$$g(\rho) = (\chi^2 + 1)/h_0^2 \exp\left[-\chi^2 - (\chi^2 + 1)\rho/h_0^2\right] \times \\ \times I_0\left(2\sqrt{\rho\chi^2(\chi^2 + 1)/h_0^2}\right)$$

– функция плотности вероятности распределения ОСШ ρ сигнала на линии НПС–БПЛА; $I_0(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка первого рода; h_0^2 – ОСШ на входе демодулятора приемника БПЛА; $\chi = 10^{-0,05W_p} - 1$; W_p – затухание, учитывающее степень влияния рельефа местности на энергетические параметры линии НПС–БПЛА с учетом тропосферной рефракции; $E(\rho)$ – функция интеграла ошибки, вид которой

уточняется в зависимости от применяемого вида модуляции и особенностей приема [10].

Значение ОСШ h_0^2 для линии НПС–БПЛА определим из первого уравнения передачи по правилам, приведенным в [9]. При этом в вычислениях h_0^2 и χ величину W_p найдем при исследовании двумерного ($\mathbb{R}^2$) уравнения Гельмгольца:

$$\partial^2 U / \partial y^2 + \partial^2 U / \partial z^2 + \beta^2 U = 0, \quad (2)$$

где

$$\beta(y, z) = \begin{cases} \beta_1(y, z), & z > T(y); \\ \beta_2(y, z), & z < T(y), \end{cases}$$

– волновое число при $\beta_{1,2} \neq 0$, $\text{Im} \beta_{1,2} > 0$ и $\beta_{1,2} = \omega \sqrt{\epsilon_{1,2}^k \mu_{1,2}^k}$ для $\epsilon_{1,2}^k = \epsilon_{1,2} - i\sigma_{1,2}/\omega$; $\omega = 2\pi f$ – угловая частота, выбранная относительно несущей частоты f для передаваемого сигнала на линии НПС–БПЛА.

Функцию U в задаче (2) определим в конечной области

$$\Xi = \{(y, z) | 0 \leq y \leq y_{\max}, 0 \leq z \leq z_{\max}\}$$

при $y_{\max} = y_B$, $z_{\max} > z_B$ для импедансных граничных условий [11]:

$$[\partial U / \partial z + \kappa U]_{z=T(y)} = 0, \quad (3)$$

условий излучения [11]:

$$U = O(R^{-1/2}); \quad \partial U / \partial R - i\beta U = o(R^{-1/2}); \quad (4)$$

$$U(y_A, z) = f(z), \quad (5)$$

и требования ограниченности энергии в любой конечной области Ξ в $\mathbb{R}^2$ [11]:

$$U \in H_{\text{лок}}^1(\Xi) \Rightarrow \int_{\Xi} [|\nabla U|^2 + |U|^2] d\Xi < \infty, \quad (6)$$

где κ – параметр импеданса $Z = \sqrt{\mu/\epsilon_2^k}$, $(\cdot)$, величина которого вычисляется следующим образом для вертикальной и горизонтальной поляризаций соответственно

$$\kappa = -i\beta_1/Z \quad \text{и} \quad \kappa = -i\beta_1 Z;$$

$$R = \sqrt{(y - y_A)^2 + (z - z_A)^2}.$$

Выполним решение сформированной дифракционной задачи (2)–(6) численно [21]. Для обеспечения компромисса между точностью и вычислительной сложностью составляемой численной схемы для $y_{\max}, z_{\max} \gg \lambda$ ($\lambda = f/c$ – длина волны, c – скорость света в вакууме) примем приближения метода параболических уравнений

[11, 22]. При этом, следуя результатам [11, 23], представим уравнение Гельмгольца (2) в виде

$$[\partial/\partial y + i\beta_0(1-Q)][\partial/\partial y + i\beta_0(1+Q)]W = 0, \quad (7)$$

где $W = U \exp[-i\beta_0 z]$ – медленно меняющаяся амплитуда поля; $Q = \sqrt{1+q}$ – псевдодифференциальный оператор при $q = \beta_0^{-2} \partial^2/\partial z^2 + (n_{\beta}^2 - 1)$; $\beta_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число в свободном пространстве; $n_{\beta} = \beta/\beta_0$ – показатель преломления среды.

В (7) множитель $\partial/\partial y + i\beta_0(1-Q)$ определяет уравнение для волны, распространяющейся от НПС к БПЛА, а второй – наоборот.

Дальнейшее решение дифракционной задачи выполним при разложении Q в ряд Тейлора:

в окрестности $q = 0$ –

$$\sqrt{1+q} = 1 + q/2 - q^2/8 + q^3/16 - 5q^4/128 + O(q^6), \quad (8)$$

в окрестности $q = \infty$ –

$$\sqrt{1+q} = \sqrt{q} + q^{-1/2}/2 - q^{-3/2}/8 + q^{-5/2}/16 - 5q^{-7/2}/128 + O(q^{-4}). \quad (9)$$

Ряды (8) и (9) являются сходящимися при $|q| \leq 1$ и $|q| \geq 1$ соответственно. В этой связи для расчета W будем использовать совместно приближения $\sqrt{1+q} \approx 1 + q/2$ и $\sqrt{1+q} \approx \sqrt{q}$ для соответствующих областей $|q| \leq 1$ и $|q| \geq 1$. При этом подстановка разложения (8) в первый множитель уравнения (7) позволяет сформировать первое параболическое уравнение [24]:

$$\frac{\partial}{\partial y} W_1 = \frac{i}{2} \left[\frac{1}{\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta_0 (n_{\beta}^2 - 1) \right] W_1, \quad (10)$$

а аналогичная подстановка разложения (9) – второе:

$$\frac{\partial}{\partial y} W_2 = i \left[\sqrt{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta_0^2} + \beta_0 (n_{\beta} - 1) \right] W_2. \quad (11)$$

Для удобства учета граничных условий (3) в рассматриваемой задаче дифракции введем криволинейные координаты высоты $h(y, z) = z - T(y)$ и расстояния $\rho(y) = y$ [24]. Произведя замену переменных, перепишем (10), (11) в виде [25]

$$\frac{\partial}{\partial \rho} W_1 = \frac{i}{2} \left(\frac{1}{\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial h^2} + \beta_0 (n_{\beta}^2 - 2hT'') \right) W_1; \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial \rho} W_2 = i \left[\sqrt{\frac{\partial^2}{\partial h^2} + \beta_0^2} + \beta_0 (n_{\beta} - hT'') \right] W_2, \quad (13)$$

где $T'' = \partial^2 T / \partial \rho^2$.

Для сокращения записи представим уравнения (12), (13) в виде

$$\partial W_{1,2} / \partial \rho = (Q_A + Q_B) W_{1,2}, \quad (14)$$

где для (10) примем

$$Q_A = \frac{i}{2} \beta_0^{-1} \partial^2 / \partial h^2, \quad Q_B = i \beta_0 (n_\beta^2 / 2 - h T''),$$

а для (11) –

$$Q_A = i \sqrt{\partial^2 / \partial h^2 + \beta_0^2}, \quad Q_B = i \beta_0 (n_\beta - h T''').$$

Решение (14) выполним численно при пошаговом $\Delta \rho$ вычислении $W_{1,2}$ вдоль ρ [26]:

$$W_{1,2}(\rho_0 + \Delta \rho, h) = W(\rho_0, h) \exp \left[\int_{\rho_0}^{\rho_0 + \Delta \rho} (Q_A + Q_B) d\rho \right], \quad (15)$$

где W – суть совместного определения результатов решений уравнений (12), (13) для ρ .

Используя формулу Бейкера–Хаусдорфа [27], для малого $\Delta \rho$ запишем симметризованную форму приближения:

$$\exp \left[\int_{\rho_0}^{\rho_0 + \Delta \rho} (Q_A + Q_B) d\rho \right] \approx \exp \left[\frac{1}{2} \int_{\rho_0}^{\rho_0 + \Delta \rho} Q_B d\rho \right] \times \times \exp \{ \Delta \rho Q_A \} \exp \left[\frac{1}{2} \int_{\rho_0}^{\rho_0 + \Delta \rho} Q_B d\rho \right].$$

Для исключения из оператора Q_A частных производных по h применим прямое F_1 и обратное F_1^{-1} преобразования Фурье:

$$F_1(W)(\xi) = \tilde{W}(\rho, \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} W(\rho, h) \exp(-i\xi h) dh;$$

$$F_1^{-1}(\tilde{W})(h) = W(\rho, h) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{W}(\rho, \xi) \exp(i\xi h) d\xi.$$

Для выполнения условий (4), (6) используем оконную функцию Хэмминга [28]:

$$w(h) = \begin{cases} 1, & |h| < h_1; \\ 1 - \alpha + \alpha \cos \left(\pi \frac{|h| - h_1}{z_{\max} - h_1} \right), & |h| \geq h_1, \end{cases} \quad (16)$$

где $h_1 = z_{\max} - 10\lambda$; $\alpha = 0,04$.

Для удовлетворения условию (5) начальное распределение $W(\rho_0, h)$ с учетом граничных условий (3) определим по методу зеркальных отображений выражением [29]

$$W(\rho_0, h) = F_1^{-1} [\tilde{f}(\xi) (-i\xi + \kappa') \exp(-i\xi z_A) - \tilde{f}^*(-\xi) (i\xi + \kappa') \exp(i\xi z_A)], \quad (17)$$

где $\tilde{f}(\xi) = F_1 \{f(z)\}$; $\tilde{f}^*$ – комплексно сопряженная функция по отношению к $\tilde{f}$; $\kappa' = \kappa + \beta_0 T'(\rho_0)$ для $T' = \partial T / \partial \rho$.

С учетом заданных правил при выполнении граничных условий (3) для рельефа, следуя методу зеркальных отображений, в отношении (10) выполним определение $W(\rho_0 + \Delta \rho, h)$ по правилу (приведенные выражения во взаимосвязи с (17) задают приближенный учет граничных условий (3)):

$$W_1(\rho_0 + \Delta \rho, h) = w(h) \exp \left[-\frac{1}{2} \int_{\rho_0}^{\rho_0 + \Delta \rho} Q_B d\rho \right] F_1^{-1} \times \times \left[\exp \left[\frac{-i\xi^2 \Delta \rho}{2\beta_0} \right] F_1 \left\{ \exp \left[\frac{1}{2} \int_{\rho_0}^{\rho_0 + \Delta \rho} Q_B d\rho \right] W(\rho_0, h) \right\} \right], \quad (18)$$

а для (11):

$$W_2(\rho_0 + \Delta \rho, h) = w(h) \exp \left[-\frac{1}{2} \int_{\rho_0}^{\rho_0 + \Delta \rho} Q_B d\rho \right] \times \times F_1^{-1} \left[\exp \left[i\beta_0 \Delta \rho \left(\sqrt{1 - \xi^2 / \beta_0^2} - 1 \right) \right] \times \times F_1 \left\{ \exp \left[\frac{1}{2} \int_{\rho_0}^{\rho_0 + \Delta \rho} Q_B d\rho \right] w(h) W(\rho_0, h) \right\} \right]. \quad (19)$$

С учетом [23] итоговый расчет $W(\rho_0 + \Delta \rho, h)$ из (16), (17) осуществим по выражению

$$W(\rho_0 + \Delta \rho, h) = \begin{cases} W_1(\rho_0 + \Delta \rho, h), & |\theta(\rho, h)| < 15^\circ; \\ W_2(\rho_0 + \Delta \rho, h), & |\theta(\rho, h)| \geq 15^\circ, \end{cases} \quad (20)$$

где $\theta(\rho, h) = 180^\circ \arctg [(|h + T(\rho)| - z_A) / \rho] / \pi$.

Вычисление интегралов в (18), (19) предлагается выполнять численно с применением квадратурных формул Гаусса–Лежандра при выборе двух узлов интегрирования $a_1 = (3 - \sqrt{3})/6$, $a_2 = (3 + \sqrt{3})/6$, которые справедливы для отрезка $[0, 1]$.

Таким образом, рассчитанные по правилам (17)–(20) значения $W(\rho, h)$ позволяют определить изменение амплитуды напряженности поля на линии НПС–БПЛА. Для соизмеримости используемых приближений метода параболических уравнений аналогичным образом рассчитаем амплитуду напряженности поля $W^0(\rho, h)$ на линии НПС–БПЛА без учета влияния рельефа и тропосферной рефракции. При этом вычисление $W^0(\rho, h)$ предполагает аналогичное (18)–(20) решение параболических уравнений вида

$$\frac{\partial}{\partial y} W_1^0 = \frac{i}{2\beta_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} W_1^0; \quad \frac{\partial}{\partial y} W_2^0 = i \sqrt{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta_0^2} W_2^0, \quad (21)$$

для начального условия

$$W^0(\rho_0, h) = F_1^{-1} [\tilde{f}(\xi) (-i\xi + \kappa') \exp(-i\xi z_A)]. \quad (22)$$

Логарифм отношения $W_p(\rho, h) = 20 \lg(|W(\rho, h)|/|W^0(\rho, h)|)$ задает искомое значение W_p .

3. АЛГОРИТМ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА СВЯЗИ С БПЛА

Для выделения вычислительных особенностей определения $\rho_{\text{ош}}^*$ по разработанной математической модели составим алгоритм оценки качества связи с БПЛА. Предварительно уточним, что в формируемой алгоритмической реализации с учетом определения Ξ соответствующие преобразования F_1 и F_1^{-1} в (17)–(19) будем выполнять по N дискретным отсчетам при реализации дискретного прямого (Discrete Fourier Transform) DFT и обратного (Inverse Discrete Fourier Transform) IDFT преобразований Фурье по z :

$$\begin{aligned} \text{DFT}(W)(\xi_k) &= \tilde{W}(\rho, \xi_k) = \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} W(\rho, z_n) \exp[-2\pi i k n / N]; \\ \text{IDFT}(\tilde{W})(z_n) &= W(\rho, z_n) = \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \tilde{W}(\rho, \xi_k) \exp[2\pi i k n / N], \end{aligned} \quad (23)$$

где $z_n = -z_{\max} + 2nz_{\max}/N$ и $\xi_k = -\xi_{\max} + 2k\xi_{\max}/N$ при $n, k \in \{0, N-1\}$ и выборе $\xi_{\max} = N\pi/(2z_{\max})^{-1}$, с учетом теоремы Котельникова [27].

Для сокращения вычислительных затрат будем выбирать N равной 2^{N_0} при реализации соответствующих процедур (23) алгоритмами быстрого прямого (Fast Fourier Transform) FFT и обратного (Inverse Fast Fourier Transform) IFFT преобразований Фурье.

Входными данными алгоритма являются параметры, приведенные на этапе формулировки содержательной постановки задачи оценки качества связи с БПЛА, при дополнительно заданном числе отсчетов $N = 2^{N_0}$ дискретизации по $z \in [-z_{\max}, z_{\max}]$ и выбранном шаге $\Delta\rho = y_{\max}/(M-1)$, в соответствии с которым по координате ρ составляется сетка $\rho_m = \Delta\rho m$, где M — число узлов координатной сетки по ρ . Уточним основные шаги алгоритма.

Шаг 1. Положить $m = 0$ и по правилу (17) вычислить дискретные значения начального распределения

$$\bar{W}_m = (W_n^m)_N,$$

($W_n^m \equiv W(\rho_m, z_n)$) с использованием выражения

$$\bar{W}_m = \text{IFFT}[\bar{W}_m], \text{ при}$$

$$\begin{aligned} W_n^m &= \tilde{f}(\xi_n)(-i\xi_n + \kappa) \exp[-i\xi_n(z_{\max} + z_A)] - \\ &- \tilde{f}^*(-\xi_n)(i\xi_n + \kappa) \exp[i\xi_n(z_{\max} + z_A)]. \end{aligned} \quad (24)$$

Шаг 2. Определить значения коэффициентов $w_n \equiv w(z_n)$ оконной функции Хэмминга по правилу (16).

Шаг 3. В цикле по $n = 0, 1, \dots, N-1$ для вычисления $\int_{\rho_0}^{\rho_0 + \Delta\rho} Q_B d\rho$ в (18), (19) рассчитать

$$\begin{aligned} \varphi_n^1 &= i\beta_0 \frac{\Delta\rho}{4} \left[\left(\frac{n_\beta^2(x_1, z_n)}{2} - h_1 T''(x_1) \right) + \right. \\ &\left. + \left(\frac{n_\beta^2(x_2, z_n)}{2} - h_2 T''(x_2) \right) \right]; \end{aligned} \quad (25)$$

$$\varphi_n^2 = i\beta_0 \frac{\Delta\rho}{4} \times$$

$$\times [(n_\beta(x_1, z_n) - h_1 T'''(x_1)) + (n_\beta(x_2, z_n) - h_2 T'''(x_2))],$$

где $x_{1,2} = \rho_m + \Delta\rho a_{1,2}$.

Шаг 4. В цикле по $n = 0, 1, \dots, N-1$ для (18), (19) рассчитать

$$W_n^{(1)} = w_n W_n^m \exp(\varphi_n^1); \quad W_n^{(2)} = w_n W_n^m \exp(\varphi_n^2). \quad (26)$$

Шаг 5. Выполнить прямые преобразования

$$\bar{W}^{(1)} = \text{FFT}[\bar{W}^{(1)}]; \quad \bar{W}^{(2)} = \text{FFT}[\bar{W}^{(2)}],$$

где $\bar{W}^{(1)} = (W_n^{(1)})_N$; $\bar{W}^{(2)} = (W_n^{(2)})_N$.

Шаг 6. В цикле по $n = 0, 1, \dots, N-1$ для (18), (19) рассчитать

$$W_n^{(1)} = W_n^{(1)} \exp\left(-i\Delta\rho \frac{\xi_n^2}{2\beta_0}\right); \quad (27)$$

$$W_n^{(2)} = W_n^{(2)} \exp\left(i\beta_0 \Delta\rho \left[\sqrt{1 - \xi_n^2/\beta_0^2} - 1\right]\right).$$

Шаг 7. Выполнить обратные преобразования

$$\bar{W}^{(1)} = \text{IFFT}[\bar{W}^{(1)}]; \quad \bar{W}^{(2)} = \text{IFFT}[\bar{W}^{(2)}].$$

Шаг 8. С учетом (20) в цикле по $n = 0, 1, \dots, N-1$ для (18), (19) рассчитать

$$W_n^{m+1} = \begin{cases} w_n W_n^{(1)} \exp(-\varphi_n^1), & |\theta_{n,m+1}| < 15^\circ; \\ w_n W_n^{(2)} \exp(-\varphi_n^2), & |\theta_{n,m+1}| \geq 15^\circ, \end{cases} \quad (28)$$

где $\theta_{n,m+1} = 180^\circ \arctg[(|z_n| - z_A)/\rho_{m+1}]/\pi$.

Шаг 9. Увеличить $m = m + 1$ и проверить условия:

а) если $m < M - 1$, то перейти к шагу 3;

б) если $m = M - 1$, то перейти к следующему шагу.

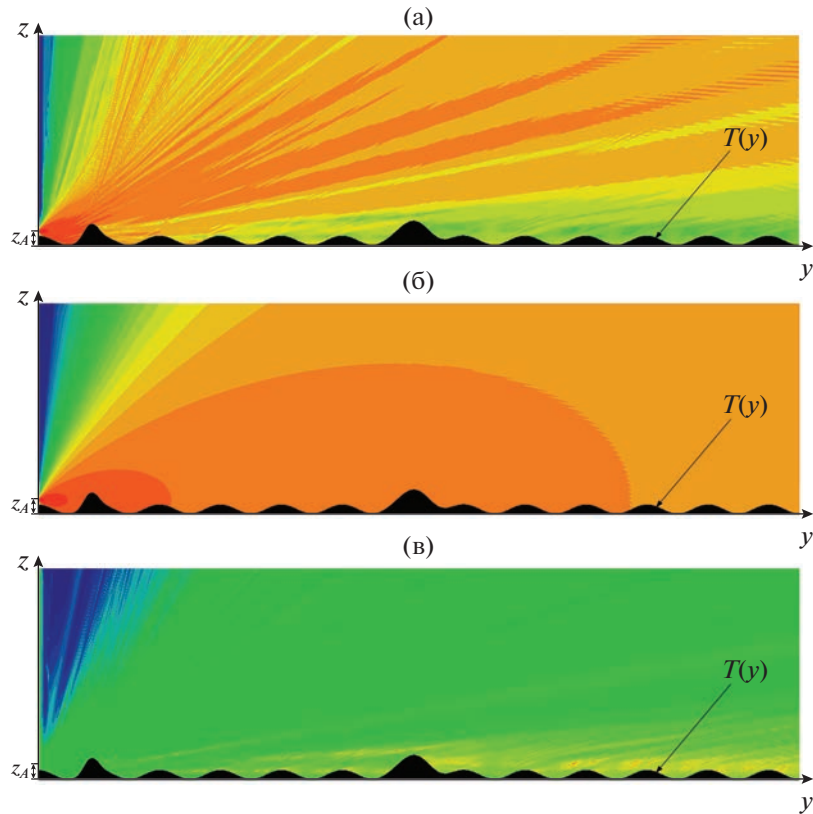


Рис. 2. Результаты расчета для горизонтальной поляризации: а – $20 \lg [W(p_m, z_n)]$; б – $20 \lg [W^0(p_m, z_n)]$; в – $W_p(p_m, z_n)$.

Шаг 10. Выполняя аналогичные шагам 1–9 алгоритма вычисления для заданной сетки, определить распределения $\vec{W}_n^0 = (W_n^{0,m})_N$ ($W_n^{0,m} \equiv W^0(p_m, z_n)$).

Шаг 11. Применяя правила аппроксимации кубическими сплайнами [30], из дискретных значений W_n^m и $W_n^{0,m}$ по n сформировать соответствующие гладкие функции $\hat{W}(y_B, z)$ и $\hat{W}^0(y_B, z)$.

Шаг 12. Определить

$$W_p = 20 \lg (\hat{W}^0(y_B, z_B) / \hat{W}(y_B, z_B))$$

и из первого уравнения передачи по правилам, приведенным в [8], вычислить значение ОСШ h_0^2 для линии НПС–БПЛА.

Шаг 13. По правилу (1) оценить $p_{\text{ош}}^*$ и завершить работу алгоритма при выводе результата – $p_{\text{ош}}^*$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проверки работоспособности алгоритма выполним расчет $p_{\text{ош}}^*$ для следующих исходных данных: ЭИИМ_{НПС} = 10 дБВт; $Q_{\text{БПЛА}} = -5$ дБ/К;

$P_{\text{рч}}^{\text{БПЛА}} = -90$ дБВт; $f = 1$ ГГц; когерентный прием и модуляция BPSK ($E(p) = 1 - \text{erf}(p\sqrt{2})$ [9]);

$$T(y) = H_1 \exp \left[-\frac{(y - \vartheta_1)^2}{2\theta_1} \right] + H_2 \exp \left[-\frac{(y - \vartheta_2)^2}{2\theta_2} \right] + H_3 \cos^2(\pi y / 80),$$

где $H_1 = 5$ м, $H_2 = 7$ м, $H_3 = 3,5$ м, $\vartheta_1 = 70$ м, $\vartheta_2 = 500$ м, $\theta_1 = 70$ м², $\theta_2 = 340$ м²; $z_{\text{max}} = 80$ м; $y_{\text{max}} = 1000$ м; электромагнитные параметры среды распространения: $\epsilon_1(h) = \epsilon_0 + 0.001h$, $\mu_1 = \mu_0$, $\sigma_2 = 10^{-15}$ См/м ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м, $\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$ – электрическая и магнитная постоянные); электромагнитные параметры рельефа: $\epsilon_2 = 20\epsilon_0$, $\mu_2 = \mu_0$, $\sigma_2 = 10^{-4}$ См/м; $h_A = 2$ м; $\Delta\rho = 0.1\lambda$; $N = 1024$; $\tilde{f}(\xi) = \exp(-\xi^2 \psi^2 / 4)$, где $\psi = \sqrt{2 \ln 2} / (\beta_0 \sin \frac{\theta_0}{2})$ при $\theta_0 = 15^\circ$ – ширина ДН по половинной мощности [29].

На рис. 2 приведены линии уровня, отражающие результаты расчета $20 \lg [W(p_m, z_n)]$,

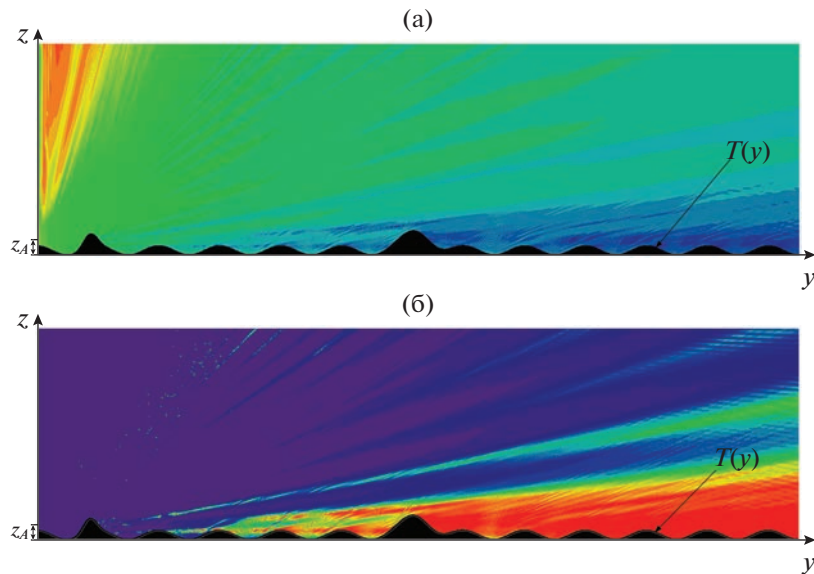


Рис. 3. Результаты расчета для горизонтальной поляризации: а – $h_0^2(\rho_m, z_n)$; б – $\rho_{\text{ош}}^*(\rho_m, z_n)$.

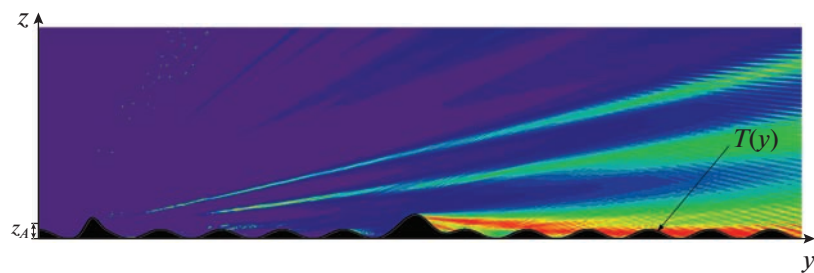


Рис. 4. Результаты расчета $\rho_{\text{ош}}^*(\rho_m, z_n)$ для вертикальной поляризации.

$20 \lg[W^0(\rho_m, z_n)]$, $W_p(\rho_m, z_n)$ для горизонтальной поляризации.

На рис. 3 отражены результаты расчета $h_0^2(\rho_m, z_n)$ и $\rho_{\text{ош}}^*(\rho_m, z_n)$ при предположении о размещении БПЛА в точке ρ_m, z_n для горизонтальной поляризации.

На рис. 4 представлен расчет $\rho_{\text{ош}}^*(\rho_m, z_n)$ при предположении о размещении БПЛА в точке ρ_m, z_n для вертикальной поляризации.

На рис. 5 представлены зависимости $\rho_{\text{ош}}^*$ от высоты БПЛА над рельефом для горизонтальной и вертикальной поляризации при $N = 4096$ и $y_B = \rho_{M-1}$, вычисленные при решении параболического уравнения, соответствующего модели узко- (кривая 1) и широкоугольного (кривая 2) приближения, а также при совместном исследовании узко- и широкоугольного параболических уравнений (кривая 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты апостериорных исследований подтверждают работоспособность составленного алгоритмического решения при наглядной демонстрации выходных итоговых и промежуточных результатов расчета. Применение процедур быстрого прямого и обратного преобразований Фурье в разработанном алгоритме позволяют на типовой ЭВМ при реализации процедур распараллеливания вычислительных процессов получать соответствующие графические зависимости за время, не превосходящее одной секунды или измеряемое единицами секунд. Точность алгоритма в отношении расчета $W(\rho, h)$ может быть увеличена при учете отраженной от рельефа волны (множитель $\partial/\partial y + i\beta_0(1+Q)$ в уравнении (7)) при применении двухпроходного пошагового решения аналогичного исследованиям (12), (13) параболических уравнений [31]. Также результат вычислений для импедансных граничных условий может быть

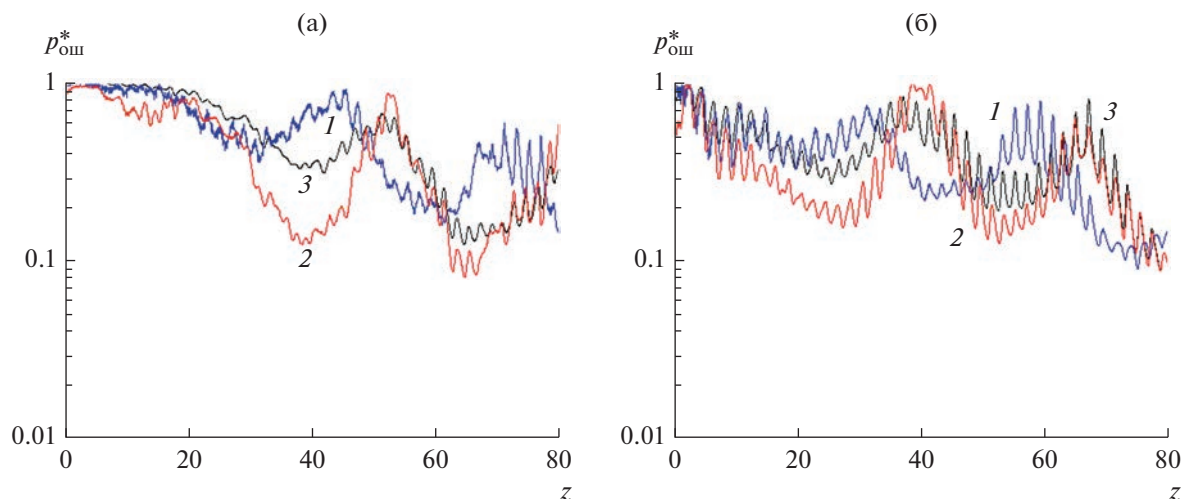


Рис. 5. Зависимость $p_{\text{ош}}^*$ от высоты БПЛА над рельефом при $u_B = \rho_{M-1}$ для горизонтальной (а) и вертикальной (б) поляризаций моделей узко- (кривая 1) и широкоугольного (кривая 2) приближения, а также при совместном исследовании узко- и широкоугольного параболических уравнений (кривая 3).

уточнен применением метода смешанного дискретного синусного и косинусного преобразований Фурье в (18), (19) — mixed Fourier slit-step method [23].

Разработанные алгоритмические решения являются универсальным и адекватным инструментом оценки зон гарантированного приема на линии связи НПС—БПЛА и с учетом выделенных алгоритмических особенностей рекомендуются к программной реализации в автоматизированных системах формирования полетных планов с применением геоинформационных систем.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Концепция интеграции беспилотных воздушных судов в единое воздушное пространство Российской Федерации: распоряжение Правительства Российской Федерации от 5 октября 2021 г. № 2806-р.
2. Гетьман М.А., Аралбаев Т.З. // Вестн. Уфим. гос. авиацион. технич. ун-та. 2020. Т. 24. № 4. С. 94.
3. Васильченко А.С., Иванов М.С., Колмыков Г.Н. // Системы управления, связи и безопасности. 2019. № 4. С. 403.
4. Верба В.С. // РЭ. 2022. Т. 67. № 1. С. 68.
5. Куликов Г.В., Тамбовский С.С. // Вестн. МГТУ МИРЭА. 2015. № 1. С. 205.
6. Фокин Г.А. // Труды учеб. заведений связи. 2018. Т. 4. № 4. С. 85.
7. Bing L. // Procedia Computer Sci. 2017. V. 107. P. 550.
8. Khuwaja A.A., Chen Y., Zhao N. et al. // IEEE Commun. Surveys & Tutorials. 2018. V. 20, № 4. P. 2804.
9. Архипов Н.С., Полянский И.С., Яковлев Ю.Н. и др. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2021. Т. 24. № 3. С. 70.
10. Прокис Дж. Цифровая связь. М.: Радио и связь, 2000.
11. Полянский И.С., Сомов А.М., Ключев Д.С. и др. Теория электромагнитного поля и распространение радиоволн. М.: Горячая линия-Телеком, 2023.
12. Попов В.И. // Евразийский союз ученых. 2015. № 11-3(20). С. 107.
13. Тихомиров А.В., Омелянчук Е.В., Семенова А.Ю. и др. // Инженерный вестн. Дона. 2018. № 4. С. 53.
14. Архипов Н.С., Архипов С.Н., Полянский И.С. и др. Методы анализа волноводных линий передачи. М.: Горячая линия-Телеком, 2017.
15. Russer P., Balanis C.F. Electromagnetics, Microwave Circuit and Antenna Design for Communications Engineering. N.Y.: Morgan and Claypool, 2006.
16. Сестрорецкий Б.В. // Вopr. радиоэлектроники. Сер. Общетеchnическая. 1976. № 2. С. 113.
17. Иванов С.А., Сестрорецкий Б.В., Боголюбов А.Н. // Вычислительные методы и программирование. 2008. Т. 9. № 3. С. 274.
18. Gaul L., Kogl M., Wagner M. Boundary Element Methods for Engineers and Scientists. Berlin: Springer, 2012.
19. Ильинский А.С., Полянский И.С., Степанов Д.Е. // Вест. Удмурт. ун-та. Математика. Механика. Компьютерные науки. 2021. Т. 31. № 1. С. 3.
20. Полянский И.С. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2018. Т. 21. № 3. С. 36.

21. Десятченко Д.В., Коцулевский С.В., Сотников В.О. и др. // Радиотехника. 2020. Т. 84. № 8(15). С. 37.
22. Кирпичникова Н.Я., Попов М.М. // Зап. науч. семинара ПОМИ. 2012. Т. 409. С. 55.
23. Apaydin G., Sevgi L. Radio Wave Propagation and Parabolic Equation Modeling. N.Y.: Wiley-IEEE Press, 2018.
24. Xiao-Wei G., Li-Xin G., Ya-Jiao W. et al. // Intern. J. Antennas and Propagation, 2018.
25. Donohue D.J., Kuttler J.R. // IEEE Trans. 2000. V. AP-48. № 2. P. 260.
26. Ахияров В.В. // Радиотехника. 2020. № 5. С. 47.
27. Emerging Problems in the Homogenization of Partial Differential Equations / Eds. by P. Donato, M. Luna-Laynez. Berlin: Springer, 2021.
28. Ахияров В.В. // Журн. радиоэлектроники. 2012. № 1. jre.cplire.ru/jre/jan12/16/text.pdf.
29. Barrios A.E. // IEEE Trans. 1994. V. AP-42. № 1. P. 90.
30. Pitolli F., Sorgentone C., Pellegrino E. // Algorithms. 2022. V. 15. № 2. P. 69.
31. Apaydin G., Ozgun O., Kuzuoglu M. et al. // IEEE Trans. 2011. V. GRS-49. № 8. P. 2887.

К 100-ЛЕТИЮ
Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО

УДК 621.396.6

БОРТОВАЯ ФАЗИРОВАННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

© 2023 г. Л. И. Пономарёв^а, *, А. А. Васин^а, В. М. Крехтунов^б, О. В. Терёхин^а, Е. В. Комиссарова^б

^а Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
Волоколамское шос., 4, Москва, 125993 Российская Федерация

^б Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет),
2-я Бауманская ул., 5, Москва, 105005 Российская Федерация

*E-mail: mai4062@mail.ru

Поступила в редакцию 20.02.2023 г.

После доработки 14.03.2023 г.

Принята к публикации 25.03.2023 г.

Определены требования, предъявляемые к характеристикам фазированных антенных решеток радиолокационных систем, предназначенных для зондирования земной поверхности с борта летательного аппарата. Рассмотрены особенности конструкции бортовой проходной фазированной антенной решетки с моноимпульсным облучателем. Приведены результаты расчета характеристик направленности и величины потерь коэффициента усиления фазированной антенной решетки.

DOI: 10.31857/S0033849423080107, EDN: YRVQWN

ВВЕДЕНИЕ

Современные бортовые радиолокационные системы (БРЛС) должны обладать возможностью функционировать в различных режимах работы, например, в режиме обзора земной или морской поверхности лучом антенны и с помощью синтеза апертуры. Для повышения точности картографирования в режиме обзора или селекции целей на фоне наблюдаемой поверхности используются фазированные антенные решетки (ФАР) миллиметрового диапазона волн. Они обеспечивают возможность управления режимами работы БРЛС (управления лучом) и ее характеристиками, которые наилучшим образом отвечают требованиям конкретной ситуации.

Для бортовых антенн, используемых в составе вертолетных и самолетных РЛС, одним из ограничений являются габаритные размеры [1]. Поэтому в настоящее время среди известных схем возбуждения многоэлементных малогабаритных антенных решеток (АР) предпочтение отдается системам с пространственным возбуждением в силу простоты их реализации по сравнению, например, с волноводными схемами возбуждения АР, а также дешевизны и удобства при реализации моноимпульсных систем. При создании ФАР с пространственным возбуждением возможно использование как проходной, так и отражательной схемы.

Цель данной работы – проанализировать характеристики и возможные схемные решения моноимпульсной бортовой ФАР миллиметрового диапазона волн, построенной по проходной схеме и обеспечивающей широкоугольное электрическое сканирование луча.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В отражательной ФАР система управления лучом (СУЛ) достаточно просто размещается на тыльной стороне АР (рис. 1а), что позволяет применять элементы ФАР с поперечными размерами, необходимыми для обеспечения широкоугольного электрического сканирования луча (например, в секторе до $\pm 45^\circ$ по двум координатам). Также сравнительно просто реализуется возможность замены выходящих из строя элементов в раскрыве АР. Однако в отражательной ФАР имеет место затенение части ее раскрыва облучателем и элементами его крепления, что, кроме уменьшения коэффициента усиления (КУ) и увеличения уровня боковых лепестков (УБЛ), приводит также к возникновению дополнительных ошибок пеленгации целей при сканировании луча. Известно, что суммарные потери КУ отражательной ФАР по суммарному каналу в неотклоненном положении луча могут достигать 8.2 дБ [2].

От указанных недостатков свободны проходные ФАР с пространственным возбуждением

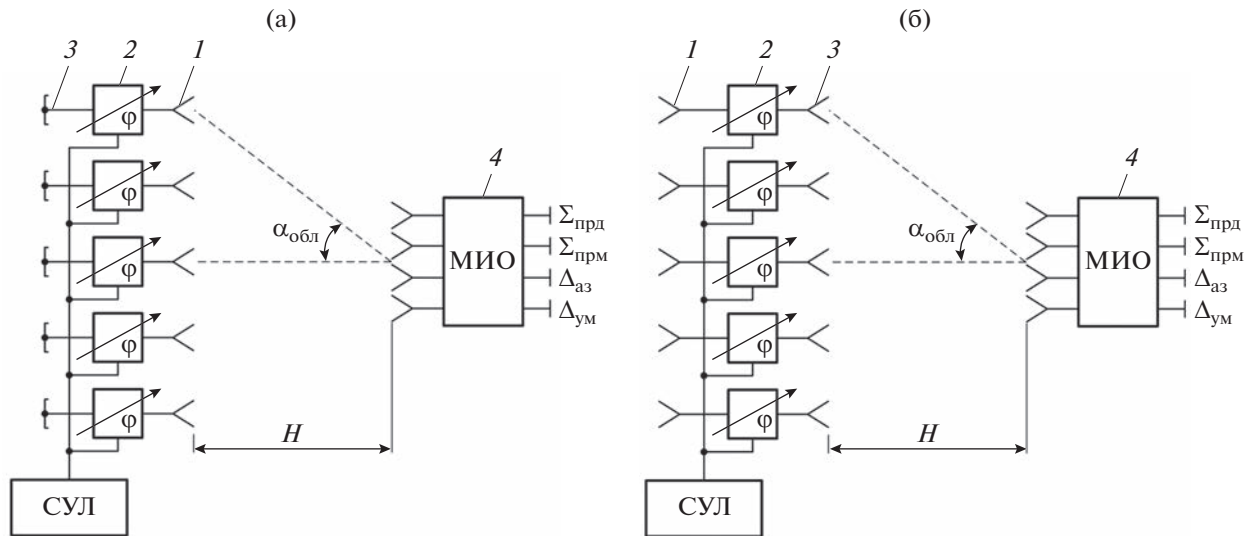


Рис. 1. Схемы отражательной (а) и проходной ФАР (б) с пространственным возбуждением; а: 1 – излучатель; 2 – фазовращатель; 3 – короткозамыкатель; 4 – моноимпульсный облучатель; б: 1 – апертурный излучатель; 2 – фазовращатель; 3 – приемный излучатель; 4 – моноимпульсный облучатель ($\Sigma_{\text{прд}}$ – вход для формирования суммарной ДН в режиме передачи; $\Sigma_{\text{прм}}$ – выход для формирования суммарной ДН в режиме приема; $\Delta_{\text{аз}}$, $\Delta_{\text{ум}}$ – выходы для формирования разностных ДН в режиме приема).

(рис. 1б), имеющие по сравнению с отражательными ФАР более высокий КУ, меньшие вносимые потери и УБЛ. Кроме того, применение проходной схемы дает возможность независимой оптимизации излучателей приемной и апертурной АР, выполняющих разные функции.

При построении ФАР в миллиметровом диапазоне волн возникают проблемы с плотным размещением элементов в раскрыве проходной АР (их невозможно располагать вплотную друг к другу) из-за сложности расположения ячеек управления фазовращателями и вывода проводов системы управления лучом на боковую поверхность ФАР. Эта задача решается либо применением неэквидистантного расположения излучателей в раскрыве ФАР, либо разработкой для проходной ФАР элементов с меньшими поперечными размерами по сравнению с элементами отражательной ФАР.

Классическая схема проходной ФАР, возбуждаемой моноимпульсным облучателем (МИО), приведена на рис. 1б. Она включает в себя АР, содержащую N интегрированных элементов, МИО и СУЛ. Апертурные излучатели 1 формируют диаграмму направленности (ДН) ФАР. Приемные излучатели 3 участвуют в формировании амплитудного распределения поля в раскрыве антенны. МИО 4 в режиме передачи обеспечивает формирование суммарной ДН (вход $\Sigma_{\text{прд}}$), а в режиме приема – суммарной и двух разностных ДН (выходы $\Sigma_{\text{прм}}$, $\Delta_{\text{аз}}$, $\Delta_{\text{ум}}$). В проходной ФАР, в отличие от отражательной, имеется возможность независимой оптимизации каждой из решеток излучателей 1

и 3, за счет чего при пространственной схеме возбуждения раскрыва ФАР можно добиться более высоких значений КУ ФАР и улучшения других характеристик.

В табл. 1 приведены типичные требования к характеристикам ФАР бортовой РЛС [1, 3], предназначенной для зондирования земной поверхности.

В качестве интегрированного элемента полотна проходной ФАР можно использовать устройство [4], содержащее приемный и апертурный диэлектрические излучатели, волноводный ферритовый фарадеевский фазовращатель (ФВ) и корпус в виде тонкостенной гильзы (рис. 2). Выбор данного конструктивного решения элемента ФАР обусловлен его габаритными размерами и электрическими характеристиками; в рассматриваемом диапазоне волн его вес равен 2 г, а диаметр не превышает $0.55\lambda_0$, что позволяет использовать его в ФАР с широкоугольным сканированием луча с отклонением от нормали к раскрыву до $\pm 60^\circ$.

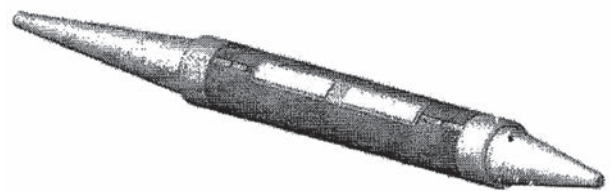


Рис. 2. Интегрированный элемент проходной ФАР [4].

Таблица 1. Типичные требования к характеристикам бортовой ФАР миллиметрового диапазона волн с МИО

Параметр	Значение
Диапазон частот	Ка
Требуемая полоса частот, %	2
Поляризация	Горизонтальная
Ширина ДН по уровню 0.707 по полю (по нормали), град:	
в горизонтальной плоскости	1.1
в вертикальной плоскости	5...6
Сектор сканирования луча относительно нормали к раскрыву, град:	
в горизонтальной плоскости	± 60
в вертикальной плоскости	± 45
КУ антенны по нормали, дБ	29...31
Допустимый УБЛ по нормали, дБ:	
в горизонтальной плоскости	-20...-22
в вертикальной плоскости	-22...-24

Данный интегрированный элемент ФАР приведен в каталоге изделий (http://www.magneton.ru/cat.php?id=105#main_top). Этот элемент ФАР является взаимным при работе на кругополяризованных волнах. Однако в соответствии с требованиями к характеристикам, приведенным в табл. 1, ФАР должна излучать и принимать линейно поляризованные волны. В связи с этим проведена модернизация интегрированного элемента [6–8], в котором между ФВ и апертурным излучателем установлен невзаимный магнитный квадрупольный поляризатор. Эскиз модернизированного элемента ФАР приведен на рис. 3.

Рассматриваемый элемент ФАР содержит последовательно соединенные приемный излучатель, принимающий от облучателя волну с круговой поляризацией поля, волноводный ферритовый фарадеевский ФВ с магнитной памятью, невзаимный магнитный квадрупольный преобразователь поляризации с магнитным экраном и элементами настройки выполнен в виде четырех постоянных магнитов вместе с ФВ на едином ферритовом стержне квадратного сечения с токопроводящим покрытием боковой поверхности и апертурный излучатель с поляризационной развязкой, излу-

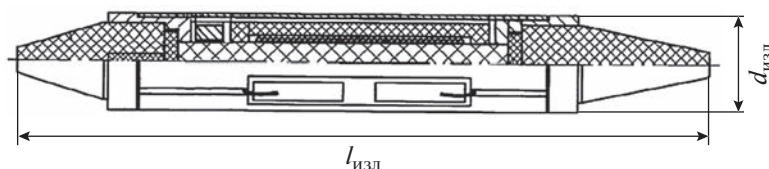
чающий и принимающий волну с линейной поляризацией.

Возбуждение антенного полотна ФАР осуществляется волноводным МИО, излучающим и принимающим волны с круговой поляризацией, который в режиме передачи формирует суммарную ДН, а в режиме приема – суммарную и две разностные ДН (в азимутальной и угломестной плоскостях).

2. РАСЧЕТ ГЕОМЕТРИИ РАСКРЫВА ФАР

С учетом предъявляемых требований к характеристикам направленности ФАР раскрыв полотна АР выбран в виде эллипса (рис. 4) с размерами осей $L_x \approx 61.5\lambda_0$ и $L_y \approx 12\lambda_0$ (λ_0 – средняя длина волны рабочего диапазона частот) в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно.

Для уменьшения числа элементов ФАР при сохранении широкого сектора сканирования луча выбрана “гексагональная” сетка расположения излучателей в раскрыве антенны (см. рис. 4). В АР с представленной геометрией шаг решетки выбирается с учетом возможности сборки полотна АР в виде системы линейных модулей [10] и

**Рис. 3.** Модернизированный интегрированный элемент проходной ФАР [6].

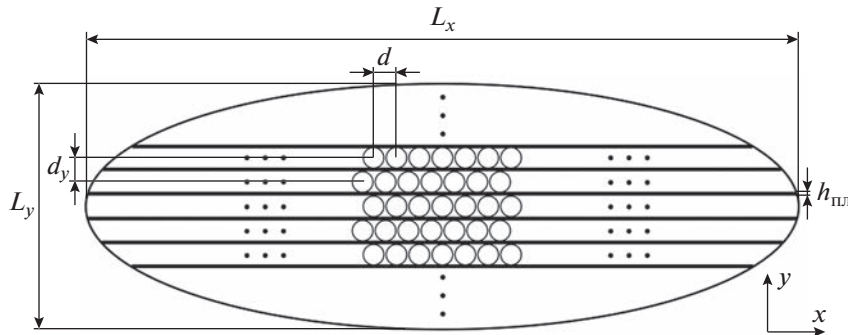


Рис. 4. Геометрия раскрытия полотна ФАР и схема размещения излучателей.

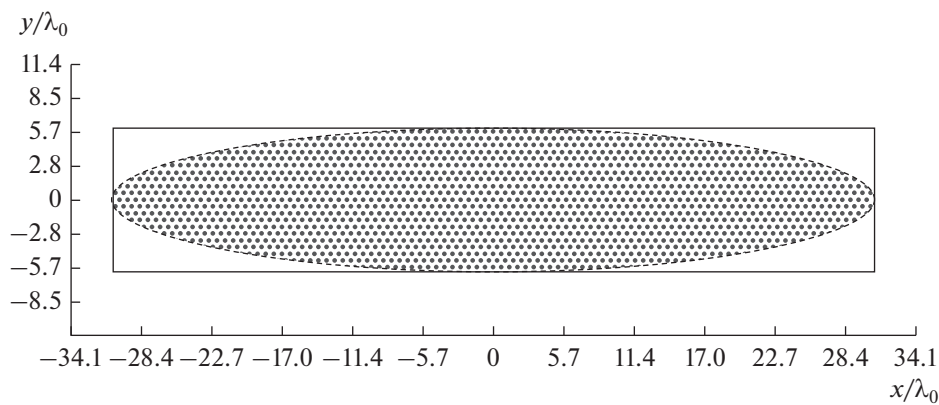


Рис. 5. Рассчитанная геометрия полотна ФАР.

расположения элементов ФАР на металлической ленте с многопроводной печатной платой толщиной $h_{пл}$. При этом расстояние между излучателями определяется следующими соотношениями для плоскостей XOZ и YOZ соответственно:

$$\frac{d_{изл}}{2} \leq \frac{\lambda_{мин}}{1 + \sin(\theta_{отк}^x)};$$

$$d_{изл} + h_{пл} \leq \frac{\lambda_{мин}}{1 + \sin(\theta_{отк}^y)},$$

где $\theta_{отк}^x$, $\theta_{отк}^y$ — максимальные углы отклонения луча в горизонтальной и вертикальной плоскостях; $\lambda_{мин}$ — минимальная рабочая длина волны.

Наиболее “опасной” плоскостью появления побочных главных лепестков в множителе АР является плоскость YOZ , поэтому допустимый диаметр элемента ФАР находится из условия отсутствия побочных главных лепестков в множителе АР именно в этой плоскости во всем секторе сканирования луча и составляет $0.56\lambda_0$ при толщине ленты линейного модуля $h_{пл} = 0.2$ мм.

В соответствии с приведенными выше соотношениями диаметр элемента ФАР выбран равным

4.8 мм (размер серийно выпускаемого элемента ФАР по патенту [4]). При этом значения шагов расположения излучателей в узлах косоугольной сетки (см. рис. 4) в вертикальной и горизонтальной плоскостях полотна АР были выбраны следующими: $d_y = 0.56\lambda_0$, $d = 0.65\lambda_0$.

На рис. 5 представлен эскиз раскрытия полотна ФАР, состоящего из 21 линейного модуля. Число элементов в каждой линейке (при нумерации линеек сверху вниз) составляет: 31, 50, 61, 70, 77, 82, 87, 90, 93, 94, 93, 94, 93, 90, 87, 82, 77, 70, 61, 50, 31. Общее число элементов АР равно 1563.

3. СИСТЕМА ВОЗБУЖДЕНИЯ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ПРИЕМНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Амплитудное распределение поля в раскрытии антенной решетки приемных излучателей создается полем излучения моноимпульсного облучателя с диаграммой направленности $F_{обл}(\theta, \varphi)$. МИО представляет собой 16-элементную АР (2×8) квадратных волноводов, излучающих волны с круговой поляризацией поля и возбуждаемых в режиме передачи синфазно и равноамплитудно.

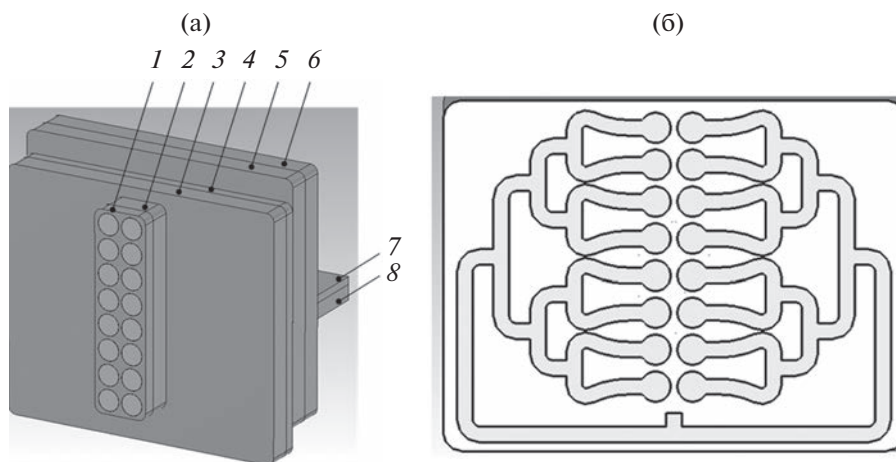


Рис. 6. Конструкция 16-элементного МИО: а — общий вид; б — детализация схемы МИО в поперечном сечении одной из плит; 1 — плата с излучателями в виде открытых концов волноводов; 2 — плата с поляризаторами; 3, 4 — полукорпуса плиты, в которой располагается делитель мощности в суммарном передающем канале; 5, 6 — полукорпуса плиты, в которой располагается сумматор мощностей приемных каналов (суммарном и разностном азимутальном); 7, 8 — полукорпуса плиты, в которой располагается делитель мощности в приемном разностном угломестном канале.

Конструкция МИО должна обеспечивать не только получение высоких электрических характеристик, но и иметь малые габаритные размеры и массу, быть технологичной, простой в сборке и настройке.

В рассматриваемом примере волноводы облучателя излучают электромагнитные волны с круговой поляризацией поля. В связи с этим в нем должны содержаться $\pi/2$ -поляризаторы, преобразующие в режиме передачи линейно поляризованные волны в волны с круговой поляризацией поля и осуществляющие обратное преобразование в режиме приема, а также селекторы поляризации, обеспечивающие разделение линейных ортогонально поляризованных волн.

Раскрыв МИО содержит 16 открытых концов квадратных волноводов, объединенных в блок излучателей. Шестнадцать волноводных поляризаторов, объединенных в блок поляризаторов, обеспечивают работу на волнах с круговой поляризацией электромагнитного поля. Разделение передающего и приемного волноводных трактов выполняется с помощью 16 селекторов поляризации, образующих блок селекторов поляризации. Приемный тракт облучателя обеспечивает формирование суммарного и двух разностных сигналов в азимутальной и угломестной плоскостях.

Отдельные узлы и блоки МИО изготавливаются по технологии получения волноводных узлов методом фрезерования цельно-монокристаллических плит [8]. Такое исполнение облучателя имеет ряд преимуществ: изготовление волноводных каналов на современном оборудовании позволяет обеспечить высокую точность и симметрию каналов облучателя, а также хорошую повторяемость характеристик при серийном производстве; за счет ма-

лого числа деталей упрощается процесс сборки и настройки облучателя.

На рис. 6а представлен общий вид МИО, на рис. 6б — вариант практической реализации плиты МИО, в которой располагается делитель мощности в суммарном передающем канале.

4. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Амплитудное распределение поля в раскрыве ФАР определяется следующим выражением:

$$E_{\text{апер } m,n} = \frac{\exp(-ikr_{m,n})}{r_{m,n}} F_{\text{лобл}}(\theta_{m,n}, \varphi_{m,n}) \times \\ \times F_{\Sigma \text{обл}}(\theta_{m,n}, \varphi_{m,n}) F_{\text{лФАР}}^{\text{прм}}(\theta_{m,n}, \varphi_{m,n}),$$

где $m = 1, \dots, M$, $n = 1, \dots, N_m$ — порядковый номер линейки в полотне ФАР и элемента в линейке соответственно; M — число линеек в полотне ФАР; N_m — число элементов в m -й линейке; $F_{\text{лобл}}(\theta_{m,n}, \varphi_{m,n})$ — значение ДН излучателя АР МИО в виде открытого конца квадратного волновода в направлении, характеризуемом углами $\theta_{m,n}, \varphi_{m,n}$; $F_{\text{лФАР}}^{\text{прм}}(\theta_{m,n}, \varphi_{m,n})$ — значение ДН элемента ФАР (записанной в системе координат, начало которой расположено в фазовом центре АР МИО) в режиме приема в направлении, характеризуемом углами $\theta_{m,n}, \varphi_{m,n}$; $\theta_{m,n}, \varphi_{m,n}$ — углы, определяющие положение линии, соединяющей фазовые центры облучателя (x_0, y_0, z_0) и элемента полотна ФАР с координатами $(x_{m,n}, y_{m,n}, z_{m,n})$; $F_{\Sigma \text{обл}}(\theta_{m,n}, \varphi_{m,n})$ — значение множителя решетки МИО в направлении, характеризуемом углами $\theta_{m,n}, \varphi_{m,n}$, который для суммарного канала (суммарный, разностный по азимуту, разностный по углу места) имеет вид

$$F_{\Sigma \text{ обл}}(\theta_{m,n}, \varphi_{m,n}) = \sum_{p=1}^2 \sum_{l=1}^8 \exp\{ik[x_{l,p} \sin(\theta_{m,n}) \cos(\varphi_{m,n}) + y_{l,p} \sin(\theta_{m,n}) \sin(\varphi_{m,n})]\},$$

где p, l – порядковый номер элемента АР облучателя в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно; $x_{l,p}, y_{l,p}$ – координаты элемента АР облучателя с номером l, p в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно.

При оценке направленных свойств ФАР предполагается, что ДН элемента ФАР в составе решетки как в режиме приема, так и в режиме передачи имеет “оптимальный” вид:

$$F_{1\text{ФАР}}^{\text{прд}}(\theta, \varphi) = F_{1\text{ФАР}}^{\text{прм}}(\theta, \varphi) = \sqrt{\cos \theta}.$$

Очевидно, что амплитудное распределение поля в раскрыве ФАР зависит от расстояния H от фазового центра облучателя до плоскости раскрыва АР приемных излучателей.

На рис. 7 представлено нормированное амплитудное распределение $A_{n,m}$ по средней линейке ФАР, рассчитанное по соотношению для $E_{\text{апер } m,n}$ для 16-элементного облучателя, на расстояниях $H \approx 45\lambda_0, 40\lambda_0, 35\lambda_0$.

Коэффициент использования площади раскрыва решетки апертурных излучателей определяется выражением

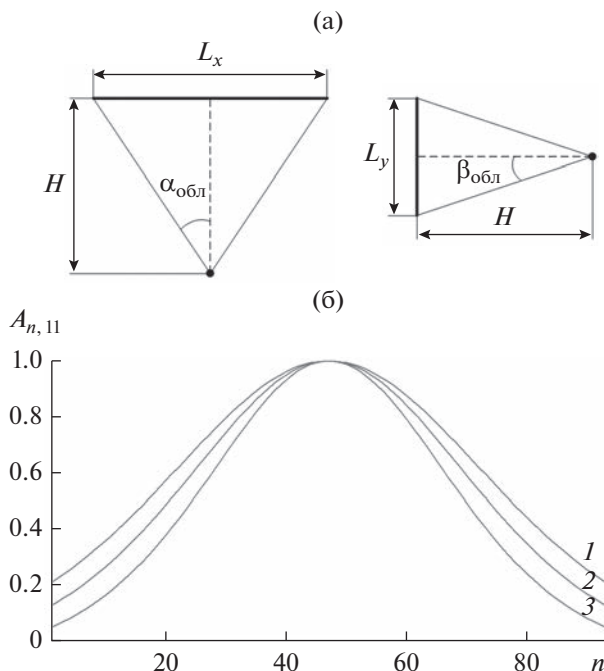


Рис. 7. Взаимное расположение раскрыва ФАР и фазового центра АР МИО (а) и графическое представление (б) амплитудного распределения вдоль средней линейки ($m = 11$) полотна ФАР, создаваемого МИО при расположении от ФАР на различных расстояниях: $H = 45\lambda_0$ (1), $40\lambda_0$ (2), $35\lambda_0$ (3).

$$v_{\text{ФАР}} = \frac{|F_{\text{ФАР}}(\theta_0, \varphi_0)|^2 \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^{N_m} |E_{\text{апер } 0m,n}|^2}{|F_{\text{ФАР0}}(\theta_0, \varphi_0)|^2 \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^{N_m} |E_{\text{апер } m,n}|^2},$$

где $E_{\text{апер } 0m,n}$, $F_{\text{ФАР0}}(\theta_0, \varphi_0)$ – соответственно равномерное амплитудное распределение по излучателям ФАР и ДН ФАР при таком амплитудном распределении.

При заданных параметрах облучателя и его характеристике направленности произведение КИП антенного полотна ФАР на коэффициент полезного действия (КПД) облучателя $\eta_{\text{обл}}$, учитывающего потери излучения МИО мимо полотна АР, зависит только от расстояния H/λ_0 (рис. 8).

В табл. 2 приведены основные расчетные данные по влиянию взаимного расположения полотна ФАР и МИО на характеристики направленности антенной системы в целом. В этой же таблице приведены результаты расчета уровня первых боковых лепестков в горизонтальной (q_x) и вертикальной (q_y) плоскостях, а также значения уровня ДН облучателя в направлениях, характеризующихся углами $\alpha_{\text{обл}}$ и $\beta_{\text{обл}}$, для случаев вертикальной и горизонтальной поляризации облучателя.

Оценим, как влияют различия ДН облучателя для горизонтальной и вертикальной поляризаций на коэффициент эллиптичности электромагнитной волны, падающей на раскрыв решетки приемных излучателей. Коэффициент эллиптичности γ в данном случае вводится соотношением

$$\gamma = \frac{|F_{H \text{ обл}}(\theta, \varphi)|}{|F_{E \text{ обл}}(\theta, \varphi)|},$$

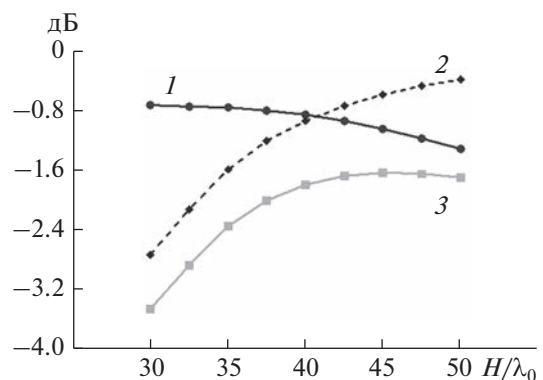


Рис. 8. Зависимости КПД облучателя $\eta_{\text{обл}}$ (1), КИП антенного полотна ФАР (2) и их произведения (3) от относительного расстояния H/λ_0 .

Таблица 2. Расчетные данные по влиянию взаимного расположения полотна ФАР и МИО на характеристики направленности антенной системы в целом в случаях вертикальной и горизонтальной поляризации поля облучателя

H	$\alpha_{\text{обл}}, \text{град}$	$\beta_{\text{обл}}, \text{град}$	$A_x (A_x, \text{дБ})$	$A_y (A_y, \text{дБ})$	$q_x, \text{дБ}$	$q_y, \text{дБ}$	$v_{\text{ФАР}} (v_{\text{ФАР}}, \text{дБ})$
Вертикальная поляризация							
$35\lambda_0$	42	10	0.065 (–23.8)	0.021 (–33.5)	–35.5	–25.3	0.693 (–1.6)
$40\lambda_0$	37.7	8.6	0.166 (–15.6)	0.18 (–15)	–34.4	–23.2	0.805 (–0.94)
$45\lambda_0$	34.1	7.5	0.26 (–11.7)	0.32 (–9.95)	–30.2	–21.6	0.874 (–0.59)
Горизонтальная поляризация							
$35\lambda_0$	42	10	0.056 (–25)	0.022 (–33.3)	–35.3	–26.1	0.693 (–1.6)
$40\lambda_0$	37.7	8.6	0.146 (–16.7)	0.191 (–14.4)	–34.9	–23.1	0.805 (–0.94)
$45\lambda_0$	34.1	7.5	0.24 (–12.4)	0.316 (–10)	–31.2	–21.4	0.874 (–0.59)

Примечание. Двойные параметры, например запись $A_x (A_x, \text{дБ})$, означают: первое значение параметра в разгах (в линейном масштабе), второе значение в децибелах (в логарифмическом масштабе).

где $F_{H\text{обл}}(\theta, \varphi)$, $F_{E\text{обл}}(\theta, \varphi)$ — соответственно ДН облучателя в одной и той же плоскости по составляющим магнитного и электрического излучаемых полей.

На рис. 9 представлена зависимость коэффициента эллиптичности γ от направления излучения в вертикальной плоскости. Снижение коэффициента эллиптичности приводит, в общем случае, к некоторому падению КУ ФАР.

С учетом амплитуд A_{mn} и фаз возбуждения приемных излучателей МИО и соответствующего фазирования апертурных излучателей АР в направлении (θ_0, φ_0) ДН ФАР определяется выражением

$$F(\theta, \varphi) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^{N_m} A_{m,n} F_{1\text{ФАР}}^{\text{прд}}(\theta, \varphi) \times \\ \times \exp[-ik \sin \theta_{\text{отк}} (x_{m,n} \cos \varphi_{\text{отк}} + y_{m,n} \sin \varphi_{\text{отк}})] \times \\ \times \exp[ik \sin \theta (x_{m,n} \cos \varphi + y_{m,n} \sin \varphi)],$$

где m, n — порядковый номер линейки в полотне ФАР и элемента в линейке соответственно; $x_{m,n}$, $y_{m,n}$ — координаты элемента ФАР с номером m, n в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно; M — число линеек в полотне ФАР; N_m — число элементов в m -й линейке; $A_{m,n}$ — амплитуда возбуждения n -го приемного элемента в

m -й линейке полотна ФАР; $F_{1\text{ФАР}}^{\text{прд}}(\theta, \varphi)$ — ДН элемента ФАР в режиме передачи (апертурного излучателя); $\theta_{\text{отк}}$, $\varphi_{\text{отк}}$ — углы, характеризующие направление отклонения луча ДН ФАР в угломестной и азимутальной плоскостях соответственно.

Диаграмма направленности ФАР при заданном амплитудном распределении поля в двух ортогональных плоскостях для случаев формирования луча по нормали к раскрытию ФАР и отклонения его от нормали на край сектора сканирования при $H = 45\lambda_0$ приведены на рис. 10.

Как видно из приведенных суммарных ДН, в случае отклонения луча на край сектора сканирования УБЛ увеличивается в вертикальной плоскости до –21 дБ, а в горизонтальной до –28.3 дБ.

На рис. 11 представлены разностные ДН ФАР в двух ортогональных плоскостях для случаев неотклоненного положения луча и при его отклонении от нормали на край сектора сканирования.

При известной ДН облучателя решетка приемных и апертурных излучателей дает возможность рассчитать другие параметры ФАР: коэффициент направленного действия (КНД), КИП, поляризационные характеристики, а также оценить влияние некоторых источников СВЧ-потерь.

Основным параметром, определяющим качество антенной системы в целом, является ее КУ, рассчитываемый по формуле

$$G(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda) = D_0(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda) \mu_{\text{эф}}(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda),$$

где $D_0(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda) = (2\pi R/\lambda)^2$ — КНД круглого раскрытия, эквивалентного эллиптическому раскрытию ФАР, с синфазным и равноамплитудным возбуждением; $\mu_{\text{эф}}(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda) = v(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda) \times \eta(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda)$ — коэффициент эффективности ФАР, часто называемый в литературе “обобщенный” КИП; $v(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda) = S_{\text{эф}}(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda)/S_0$ —

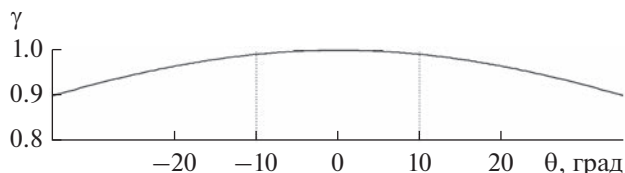


Рис. 9. График угловой зависимости коэффициента эллиптичности; вертикальными пунктирными линиями обозначены угловые секторы, в которых важно изменение величины коэффициента эллиптичности.

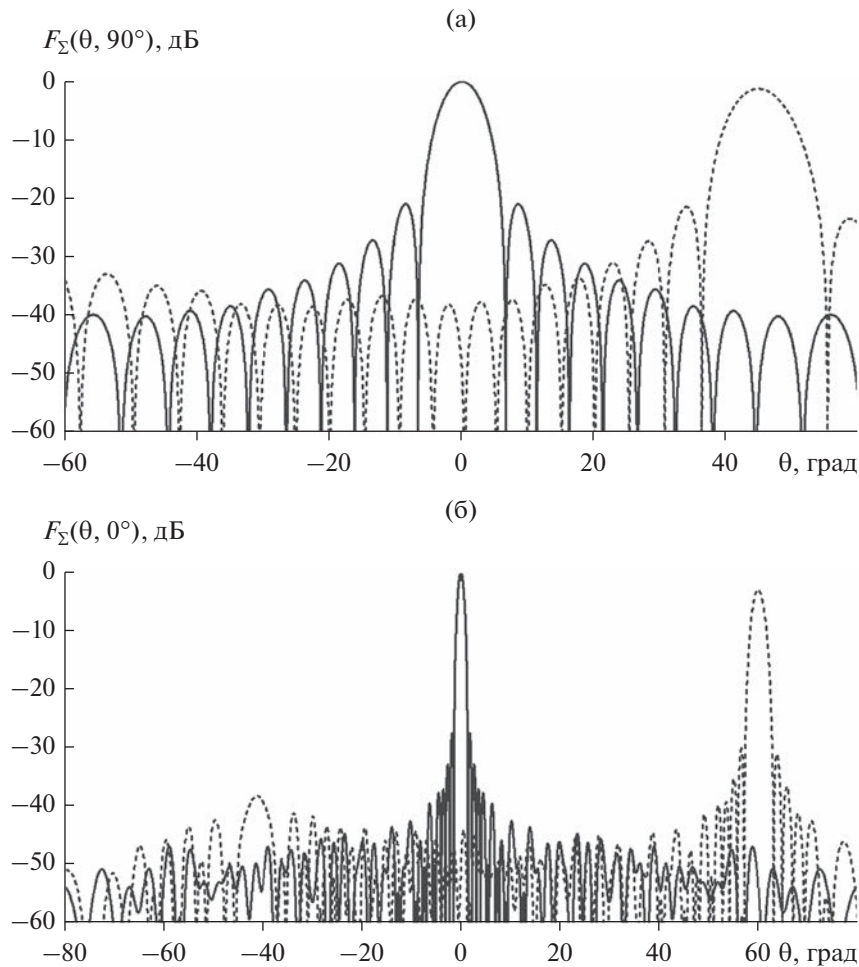


Рис. 10. Суммарные ДН ФАР в вертикальной (а) и горизонтальной (б) плоскости: сплошные кривые — $\theta_{\text{отк}} = 0^\circ$, штриховые — $\theta_{\text{отк}} = 45^\circ$ (а) и $\theta_{\text{отк}} = 60^\circ$ (б).

коэффициент использования площади раскрыва; $S_{\text{эф}}(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda)$ — эффективная площадь раскрыва АР; S_0 — геометрическая площадь раскрыва; $\theta_{\text{отк}}$ и $\varphi_{\text{отк}}$ — углы, определяющие направление отклоненного луча ФАР; $\eta(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda) = \prod_{k=1}^K \eta_k$ — коэффициент полезного действия, учитывающий все виды потерь СВЧ-энергии в ФАР; K — число источников наиболее значимых СВЧ-потерь; $\eta_1 = \eta_{\text{обл}}$ — КПД облучателя, связанный с потерями излучения мимо полотна АР; $\eta_2 = \eta_{\text{изл}}$ — КПД интегрированного элемента ФАР; $\eta_3 = \eta_{\text{ф}}$ — КПД, связанный с потерями из-за фазовых ошибок в раскрыве апертуры; $\eta_4 = \eta_{\text{лп}}$ — КПД, связанный с ошибками преобразования круговой поляризации в линейную; $\eta_5 = \eta_{\text{пр}}$ — КПД, связанный с прочими потерями, обусловленными отражениями от входов облучателя и отдельных излучателей ФАР, а также зависимостью коэффициента эллиптичности поля облучателя, падающего на приемные излучатели под разными углами.

При выбранной ДН отдельного излучателя в виде $\sqrt{\cos \theta}$ максимально возможное значение КНД ФАР при отклонении луча в произвольном направлении, характеризующимся углом $(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}})$, определяется соотношением

$$D(\theta_{\text{отк}}, \varphi_{\text{отк}}, \lambda) = \frac{\pi^2}{\lambda^2} L_x L_y v_{\text{ФАР}} \cos \theta_{\text{отк}}.$$

Для $H \approx 45\lambda_0$ и заданных размеров излучающей апертуры максимальное значение КНД раскрыва апертурных излучателей при $\theta_{\text{отк}} = 0^\circ$ составляет 38 дБ.

Оценим первую составляющую потерь $\eta_{\text{обл}}$, величину которой можно рассчитать по формуле

$$\eta_{\text{обл}} = \frac{\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} F_{\text{обл}}^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} F_{\text{обл}}^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi},$$

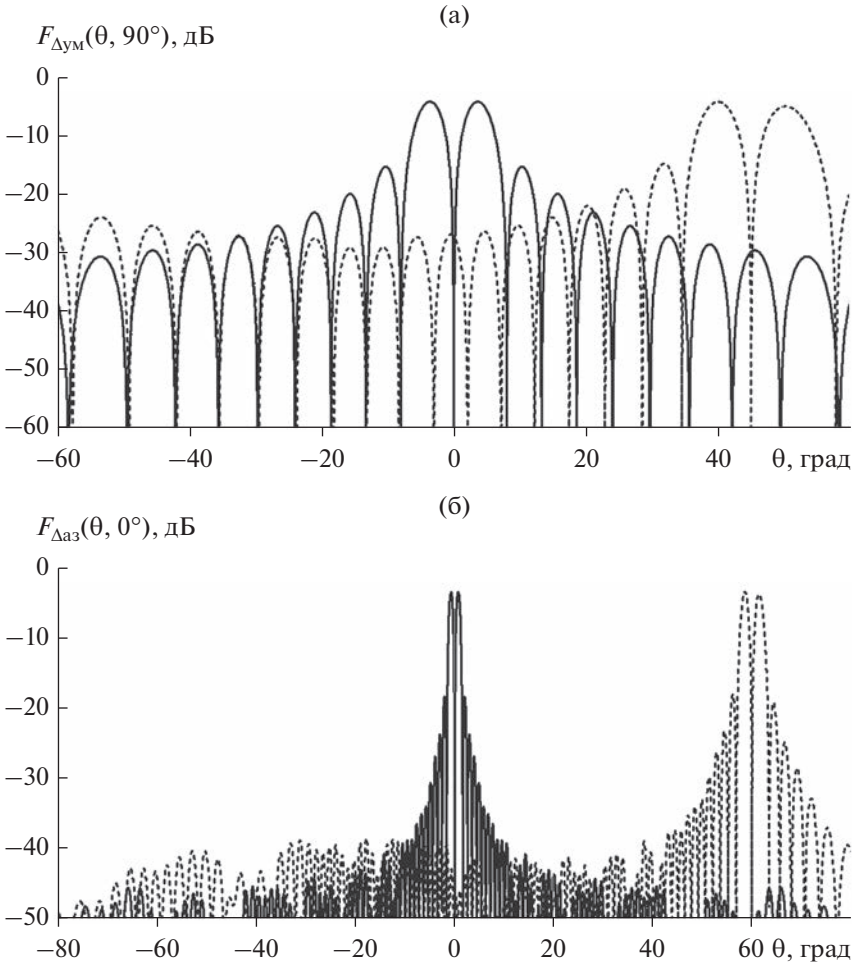


Рис. 11. Разностная ДН ФАР в вертикальной (а) и горизонтальной (б) плоскости: сплошные кривые – $\theta_{\text{отк}} = 0^\circ$, штриховые – $\theta_{\text{отк}} = 45^\circ$ (а) и $\theta_{\text{отк}} = 60^\circ$ (б).

где $F_{\text{обл}}(\theta, \varphi)$ – ДН облучателя; $\beta(\varphi)$ – телесный угол, характеризующий направление на край раскрыва приемных излучателей в плоскости $\varphi = \text{const}$, рассчитываемый по формуле

$$\beta(\varphi) = \frac{1}{2H} \frac{L_x L_y \sqrt{1 + \tan^2 \varphi}}{\sqrt{L_y^2 + L_x^2 \tan^2 \varphi}}.$$

График зависимости параметра $\eta_{\text{обл}}$, учитывающего потерю энергии облучателя за счет ее “переливания” за края раскрыва полотна ФАР, от относительного расстояния H/λ_0 показан на рис. 12.

Ожидаемые величины других сомножителей η , рассчитанные или задаваемые из литературных источников [2], представлены в табл. 3.

Таблица 3. Потери КУ ФАР в суммарном канале при неотклоненном луче для $H = 45\lambda_0$

Составляющая потеря КУ	Величина потерь, дБ
Перелив энергии облучателя за края раскрыва ФАР	1.05
Рассогласование поля волны облучателя с ДН решетки приемных излучателей	0.92
Потери в фазовращателях и излучателях ФАР на поглощение и отражение	1.5
Потери в тракте МИО	1.0
Случайные фазовые ошибки в раскрыве ФАР	0.24
Дискретность фазирования	0.22
Отражение энергии при КСВН на входе ФАР, равном 1,3	0.07
Суммарные потери, дБ	5

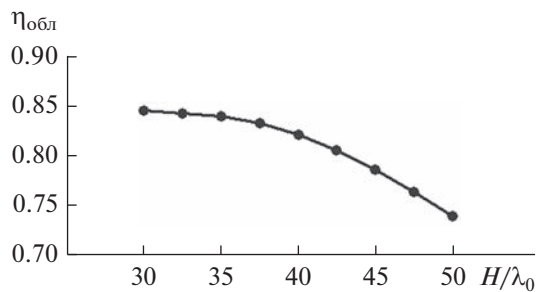


Рис. 12. Зависимость $\eta_{обл}$ от H/λ_0 .

С учетом данных табл. 3, а также величины КНД ФАР с раскрытием эллиптической формы с размерами $(61.5\lambda_0 \times 12\lambda_0)$, равной 38 дБ (при апертурном КИП = 0.87), КУ ФАР в неотклоненном положении луча составляет $G \approx 33$ дБ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы возможности реализации малогабаритной бортовой ФАР проходного типа с МИО для РЛС Ка-диапазона частот, предназначенной для зондирования земной поверхности.

Рассмотрен вариант конструкции 16-канального волноводного МИО, обеспечивающего оптимальное возбуждение излучающего полотна ФАР эллиптической формы.

Показана возможность создания ФАР с предельно высокими характеристиками направленности в широком секторе углов сканирования луча в двух плоскостях (до $\pm 60^\circ$ в одной плоскости и до $\pm 45^\circ$ в ортогональной плоскости). При этом уменьшение КУ лежит в интервале от 5 дБ при формировании луча по нормали до 8 дБ при отклонении луча на границы сектора сканирования ($\pm 60^\circ$).

Наличие современной элементной базы ФАР Ка-диапазона частот (серийно выпускаемые интегрированные элементы ФАР [4, 6], высокотехнологичные моноимпульсные облучатели [9], способ сборки многоэлементных ФАР в виде си-

стемы линейных модулей [10]) позволяет надеяться на реализацию бортовой ФАР миллиметрового диапазона волн, удовлетворяющей сформулированным требованиям.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Канащенков А.И. // Фазотрон. Информационно-аналитический журн. корпорации "Фазотрон-НИИР". 2007. Т. 10. № 1–2. С. 3.
2. Денисенко В.В., Дубров Ю.Б., Корчемкин Ю.Б. и др. // Антенны. 2005. № 1. С. 7.
3. Антипов В.Н., Меркулов В.И., Самарин О.Ф., Чернов В.С. // Успехи современ. радиоэлектроники. 2009. № 10. С. 7.
4. Рошаль Л.Б., Фирсенков А.И., Крехтунов В.М., Шевцов О.Ю. Элемент фазированной антенной решетки. Патент РФ № 2325711. Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 15 от 27.05.2008.
5. Голубцов М.Е., Русов Ю.С., Крехтунов В.М. и др. Элемент проходной фазированной антенной решетки // Патент РФ № 2461991. Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 26 от 20.09.2012.
6. Фирсенков А.И., Гуськов А.Б., Комиссарова Е.В. и др. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2019. Т. 1. С. 4. <https://mwelectronics.etu.ru/assets/files/2019/p01.pdf>.
7. Васин А.А., Канащенков А.И., Крехтунов В.М. и др. Проходной элемент фазированной антенной решетки. Патент РФ на полезную модель № 187274. Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 7 от 28.02.2019.
8. Гуськов А.Б., Комиссарова Е.В., Крехтунов В.М. и др. // СВЧ-электроника. 2020. № 3. С. 29.
9. Образумов В.И., Крехтунов В.М., Шевцов О.Ю. и др. Моноимпульсная антенна. Патент РФ № 2370863. Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 29 от 20.10.2009.
10. Русов Ю.С., Голубцов М.Е., Крехтунов В.М., Нефедов С.И. Модуль проходной фазированной антенной. Патент РФ № 2461930. Оpubл. офиц. бюл. "Изобретения. Полезные модели" № 26 от 20.09.2012.

**К 100-ЛЕТИЮ
Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО**

УДК 621.396

АЛГОРИТМ ОЦЕНКИ СПЕКТРАЛЬНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВУМЕРНОГО БЫСТРОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ

© 2023 г. Т. Я. Шевгунов*

^a *Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
Волоколамское шос., 4, Москва, 125993 Российская Федерация*

*E-mail: shevgunov@gmail.com

Поступила в редакцию 20.02.2023 г.

После доработки 20.02.2023 г.

Принята к публикации 25.02.2023 г.

Предложен алгоритм оценивания спектральной корреляционной функции (СКФ) циклостационарных случайных процессов (ЦССП) по их реализациям конечной длительности. Описаны основные шаги алгоритма и формализованы основные операции, выполняемые на каждом из них. Представленные результаты оценивания СКФ при наличии коррелированного стационарного шума, перекрывающего анализируемый ЦССП в частотной области, подтверждают эффективность работы алгоритма в условиях низкого отношения сигнал-шум. Проведена оценка количества требуемых вычислительных операций и необходимого объема памяти ЭВМ для хранения промежуточных результатов.

DOI: 10.31857/S0033849423080119, EDN: ZJMCDR

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Одной из характеристик, количественно описывающей нестационарные свойства широкого

класса случайных процессов (СП), является его циклическая ковариационная функция (ЦКвФ) [1], симметричная форма которой имеет вид

$$\mathcal{H}_x^{(\alpha)}(\tau) = \lim_{B \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{B} \int_{-B/2}^{+B/2} \mathbb{M}[x^*(t - \tau/2)x(t + \tau/2)] \exp(-j2\pi\alpha t) dt \right\}, \quad (1)$$

где $\mathbb{M}$ — математическое ожидание, τ — временной сдвиг, α — циклическая частота, являющаяся специфичным параметром преобразования (1). В том случае, если $\exists \alpha \neq 0, \exists \tau : \mathcal{H}_x^{(\alpha)}(\tau) \neq 0$, то процесс $x(t)$ является циклостационарным в широком смысле случайным процессом (ЦССП) [2, 3]. Научный интерес со стороны исследователей и инженеров к анализу ЦССП неуклонно растет в последние десятилетия [4, 5], хотя базовые понятия циклостационарности все еще остаются малоизвестными для широкого круга профессионалов, работающих в области цифровой обработки сигналов или анализа временных рядов. Можно выделить два ключевых преимущества циклостационарного подхода. Во-первых, большинство сигналов, с которыми приходится иметь дело в радиотехнике, могут быть описаны как реализации ЦССП, модели которых обладают большей информативностью по сравнению с моделями,

используемыми в стационарном подходе [6, 7]. Во-вторых, циклостационарный подход предлагает последовательное и непротиворечивое расширение классической теории стационарных процессов, что позволяет выполнить систематическое обобщение большинства известных методов [8].

При анализе ЦССП часто более удобной оказывается спектральная корреляционная функция (СКФ), характеризующая меру устойчивой корреляции спектральных компонент и связанная с ЦКвФ преобразованием Фурье:

$$S_x^{(\alpha)}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{H}_x^{(\alpha)}(\tau) \exp(-j2\pi f \tau) d\tau. \quad (2)$$

Существующие алгоритмы оценивания СКФ на основе обработки конечных реализаций обладают некоторыми недостатками. Так, алгоритмы прямого вычисления спектральной корреляции

[9, 10] при высокой точности обладает низким быстродействием при оценивании СКФ в широкой полосе частот; широко известный алгоритм накопления быстрого преобразования Фурье (БПФ) [11, 12] не обеспечивает плотного замощения биспектральной плоскости элементами разрешения, что может приводить к потере значимых компонент СКФ; алгоритмы [13, 14], основанные на циклических периодограммах, чувствительны к выбору взвешивающих оконных функций.

В данной статье предложен алгоритм формирования оценок СКФ в широкой полосе частот на основе двумерного БПФ, являющийся развитием более ранних работ автора [15, 16].

2. АЛГОРИТМ ОЦЕНИВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ

Ключевая идея, лежащая в основе предложенного алгоритма, состоит в том, что на основе реализации ЦССП $x(t)$ конечной длительности T_x оценка его СКФ может быть сформирована в форме

$$\hat{S}_x(f_1, f_2) = \int_0^{T_x} \int_0^{T_x} w(t_1, t_2) \hat{K}_x(t_1, t_2) \exp[-j2\pi(f_1 t_1 - f_2 t_2)] dt_1 dt_2, \quad (3)$$

где в преобразование Фурье дополнительно введена двумерная оконная функция $w(t_1, t_2)$, формально представляющая собой функцию двух переменных. Оконная функция $w(t_1, t_2)$ выбирается нефакторизуемой, т.е. не существуют функции $w_1(t_1)$ и $w_2(t_2)$ такие, что $w(t_1, t_2) = w_1(t_1)w_2(t_2)$ для всех значений t_1, t_2 . В противном случае двойной интеграл в (3) можно было бы представить в виде произведения двух однократных интегралов преобразования Фурье с весовыми функциями-сомножителями по каждой переменной интегрирования.

Для построения метода оценивания достаточно рассмотреть в (3) оконные функции, допускающие представление

$$w(t_1, t_2) = w(t_1 - t_2), \quad (4)$$

где $w(\tau)$ описывает некоторую одномерную оконную функцию, удовлетворяющую условиям вещественности, четности, единичного значения в нуле: $w(0) = 1$, компактности носителя или убывания по закону не медленнее обратной первой степени аргумента, конечности энергии. В качестве оконных функций может быть использовано большинство известных и хорошо описанных оконных функций [17, 18], включая окна прямоугольной, треугольной и гауссовой формы, а также окно в форме функции sinc [19].

Алгоритм оценивания СКФ на основе двойного БПФ может быть представлен последователь-

ностью из семи операций (см. далее подразделы 2.1–2.7 соответственно).

Операции 1–4 являются обязательными для формирования оценки СКФ, операция 5 необходима для нормировки, а операции 6 и 7 обеспечивают возможность удобной для последующего анализа визуализации оценки СКФ в виде функции пары частот (α, f) , при выборе симметричной формы двумерной ковариационной функции [20]. В записи шагов алгоритма индекс x , указывающий на то, что оценки и матрицы относятся к обрабатываемому сигналу $x(t)$, не приводится.

2.1. Формирование длинной реализации цифрового сигнала

Результат этой операции $x[n]$ может быть получен посредством аналого-цифрового преобразования $x[n] = x(nT_s)$. Максимально возможное количество отсчетов N в сформированной выборке $x[n]$, длительность которой соответствует $T_x = NT_s$, определяется исходя из возможностей эффективного сохранения в рабочей памяти ЭВМ как минимум четырех квадратных матриц размером $N \times N$, а также из компромисса между требованиями по точности оценки по циклической частоте α и требованиями быстродействия, если таковые предъявляются.

2.2. Составление оценки ковариационной функции в матричной форме

В результате выполнения данной операция будет составлена матрица оценки ковариационной функции $\mathbf{K}$, элементы которой вычисляются как отсчеты двумерной дискретной функции:

$$[\mathbf{K}]_{m,n} = K[n_1 - 1, n_2 - 1] = x[n_1]x^*[n_2], \quad (5)$$

где $K[n_1, n_2]$ описывает функция двух номеров отсчетов n_1 и n_2 , сопоставляемых соответственно моментам времени t_1 и t_2 : $t_1 = n_1 T_s$, $t_2 = n_2 T_s$. В общем случае все элементы матрицы $\mathbf{K}$ отличны от нуля; структура представлена на рис. 1.

2.3. Применение двумерной оконной функции к матрице оценки

Выполнение этой операции состоит в применении к матрице $\mathbf{K}$ поэлементного умножения:

$$\mathbf{K}w = \mathbf{K} \circ \mathbf{W}, \quad (6)$$

где элементы взвешивающей матрицы вычисляются с использованием выбранной оконной функции $w[n] = w(nT_s)$:

$$[\mathbf{W}]_{n_1, n_2} = w[n_1 - n_2], \quad (7)$$

Структура матрицы $\mathbf{K}w$ представлена на рис. 2, где в результате применения прямоугольного окна

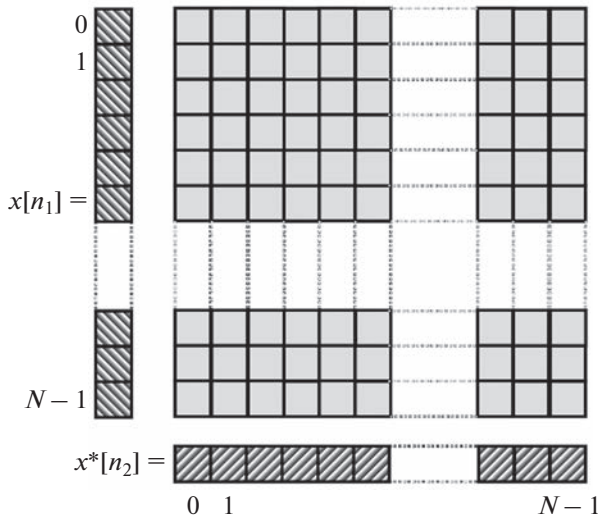


Рис. 1. Матрица двумерной ковариационной функции.

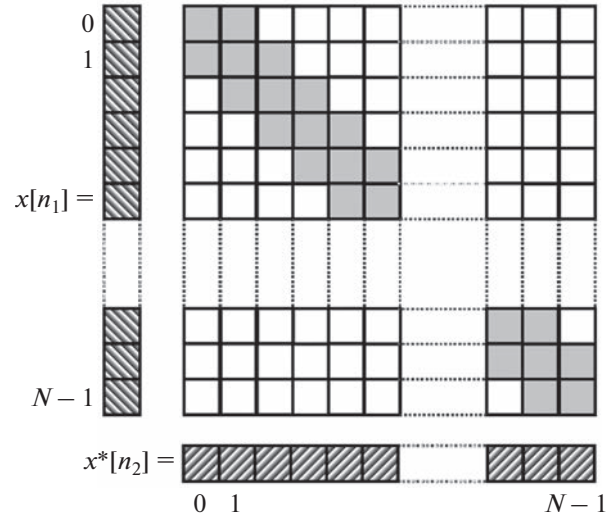


Рис. 2. Матрица ДКФ после применения двумерной оконной функции.

становятся нулевыми все элементы за пределами симметричной полосы вдоль главной диагонали матрицы $\mathbf{K}$, узкой по сравнению с размером матрицы.

2.4. Вычисление двумерного БПФ

Вычисление двумерного БПФ выполняется над данными, записанными в матричной форме, с использованием быстрых алгоритмов, реализованных в программном пакете или на программно-аппаратной платформе. В соответствии с формулой (3) вычисление двумерного БПФ будет иметь существенную особенность, отличающую выполняемое здесь двумерное БПФ от преобразования, традиционно используемого в задачах частотного анализа изображений [21]. Так, по индексу n_1 , вдоль каждой строки над элементами в столбцах матрицы $\mathbf{Kw}$, должно проводиться прямое БПФ, а по индексу n_2 , вдоль каждого столбца над элементами в строках матрицы $\mathbf{Kw}$, — обратное БПФ. Порядок применения операций из этой пары операций может быть любым, поскольку такая пара операций коммутативна. Использование типичных для большинства математических пакетов имен функций *FFT* и *IFFT* соответственно для прямого и обратного БПФ позволяет формально записать матрицу $\mathbf{S}$ биспектральных оценок в виде

$$\mathbf{S} = \text{IFFT}(\text{FFT}(\mathbf{Kw}, 1), 2), \quad (8)$$

где вторыми аргументами указаны номера размерностей, вдоль которых проводится БПФ.

Независимо от того, какой множитель мог быть введен в функции прямого и обратного БПФ, применение такой пары преобразований компенсирует

его, приводя к формальному выражению двойной суммы:

$$S[m_1, m_2] = \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} Kw[n_1, n_2] \exp\left(-j \frac{2\pi}{N} m_1 n_1\right) \exp\left(j \frac{2\pi}{N} m_2 n_2\right), \quad (9)$$

где m_1 и m_2 — индексы отсчетов осей частот $f_1 = m_1/T_x$ и $f_2 = m_2/T_x$.

2.5. Приведение к единицам измерения спектральной корреляционной функции

Цель выполнения данной операции состоит в задании физического смысла вычисленным элементам матрицы $\mathbf{S}$. Это позволяет выполнять корректное сравнение результатов работы рассматриваемого метода, во-первых, с характеристиками СКФ аналитической модели ЦССП и, во-вторых, с оценками, полученными при других параметрах (длительности реализации, оконной функции) или при использовании альтернативных методов оценивания СКФ. Элементы матрицы оценок $\mathbf{S}$ можно интерпретировать как значения оценки двухчастотной спектральной корреляционной плотности (СКП) [22], вычисленные в узлах прямоугольной сетки:

$$\hat{S}(f_1, f_2) \Big|_{f_1=\frac{m_1}{T_x}, f_2=\frac{m_2}{T_x}} = T_s^2 S[m_1, m_2] = T_s^2 [\mathbf{S}]_{m_1+1, m_2+1}, \quad (10)$$

где умножение элементов матрицы $\mathbf{S}$ на квадрат T_s соответствует замене в (3) двойного интегрирования на сумму.

Оценка СКП как функция частоты f и циклической частоты α может быть получена с использованием связи вероятностных характеристик:

$$\hat{\mathcal{G}}(\alpha, f) = S(f + \alpha/2, f - \alpha/2). \quad (11)$$

Для перехода к оценке СКФ, получаемой по конечной реализации, оценку СКП следует разделить на длительность реализации T_x :

$$\hat{\mathcal{G}}^{(\omega)}(f) \approx \frac{1}{T_x} \hat{\mathcal{G}}(\alpha, f), \quad (12)$$

что аналогично связи оценок коэффициентов ряда Фурье с использованием значений спектральной плотности конечного по длительности сигнала.

2.6. Трансляция матрицы оценки

Данная операция состоит в переносе начала координат $(0, 0)$ двухчастотной плоскости (α, f) в центр матрицы $\mathbf{S}$. Формально это означает сопоставление началу координат элемента матрицы с индексами $(N/2, N/2)$, если N – четное, и с индексами $((N+1)/2, (N+1)/2)$, если N – нечетное. Фактически для выполнения такой операции во многих математических пакетах предусмотрена специальная функция *FFTSHIFT*, выполняющая перестановку двух половин вектора при его расчленении пополам по центральному элементу. Требуемого результата можно добиться двойным применением функции *FFTSHIFT* к матрице $\mathbf{S}$, по строкам и по столбцам:

$$\mathbf{S}_0 = \text{FFTSHIFT}(\text{FFTSHIFT}(\mathbf{S}, 2), 1). \quad (13)$$

2.7. Визуализация с помощью ромбовидной диаграммы

В качестве заключительной операции элементы матрицы $\mathbf{S}_0$ могут быть расположены на двухчастотной плоскости, заполняя область главного носителя Rh_0 , имеющего форму ромба. На рис. 3 рассмотрено построение ромбовидной диаграммы для случая, когда размер матрицы N четный; для примера выбрано $N = 10$. При этом угловые элементы матрицы СКФ размещаются асимметрично, со смещением влево и вниз на один элемент. Так, в этом случае элемент $[\mathbf{S}_0]_{1,1}$ будет соответствовать узлу сетки $(0, -F_s/2)$, а зеркальный узел сетки с координатами $(0, F_s/2)$ будут относиться уже к соседней копии СКФ [23].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНИВАНИЯ

Для демонстрации работы алгоритма, построенного на основе двумерного преобразования Фурье, рассмотрим задачу анализа характеристик аддитивной смеси $z(t) = x(t) + y(t)$. Полезный сиг-

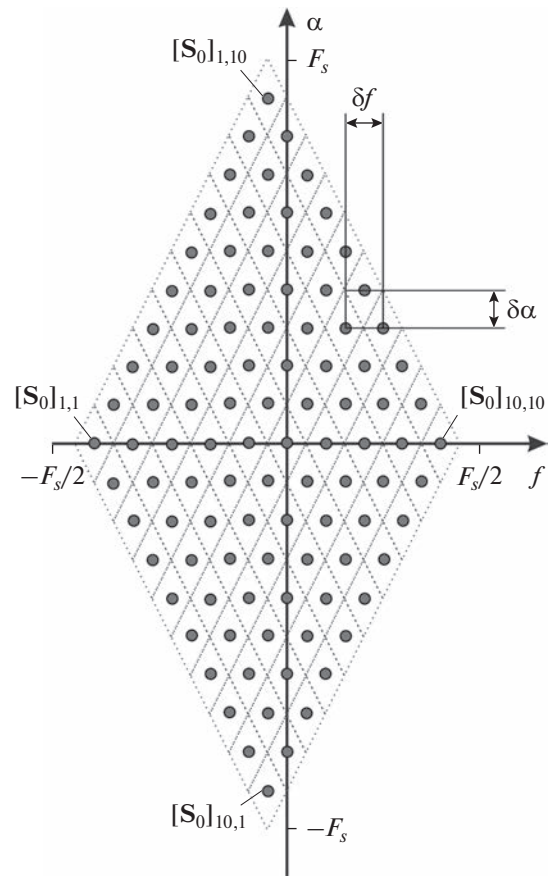


Рис. 3. Сетка узлов главного носителя СКФ при четных N .

нал $x(t)$ – реализация ЦССП, заданного в соответствии с моделью

$$x(t) = A \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \text{rect}\left(\frac{t - nT}{\Delta}\right), \quad (14)$$

где A обозначает амплитуду, T – период повторения импульсов, Δ – длительность каждого импульса, M – количество импульсов, $\{C_n\}$ – случайный цифровой сигнал, моделируемый как последовательность независимых случайных величин с распределением Радемахера [24]. Шум $y(t)$ описывает реализацию стационарного в широком смысле гауссовского процесса, с некоторой спектральной плотностью мощности (СПМ) $S_y(f)$.

Выберем следующие параметры ЦССП: $A = 1$ В, $T = 10$ мкс, $\Delta = T/2 = 5$ мкс. СПМ $S_y(f)$ выберем намеренно такой, чтобы она перекрывала СПМ ЦССП $x(t)$. Для этого пропустим белый гауссовский шум через формирующий фильтр нижних частот Баттерворта 4-го порядка с частотой среза $F_c = 3/\Delta$. Длительность обрабатываемой реализации цифрового сигнала $z[n] = z(nT_s)$ составляет $N = 2^{12} = 4096$, период дискретизации $T_s = \Delta/16$, что обеспечивает полную длительность $T_z = NT_s$.

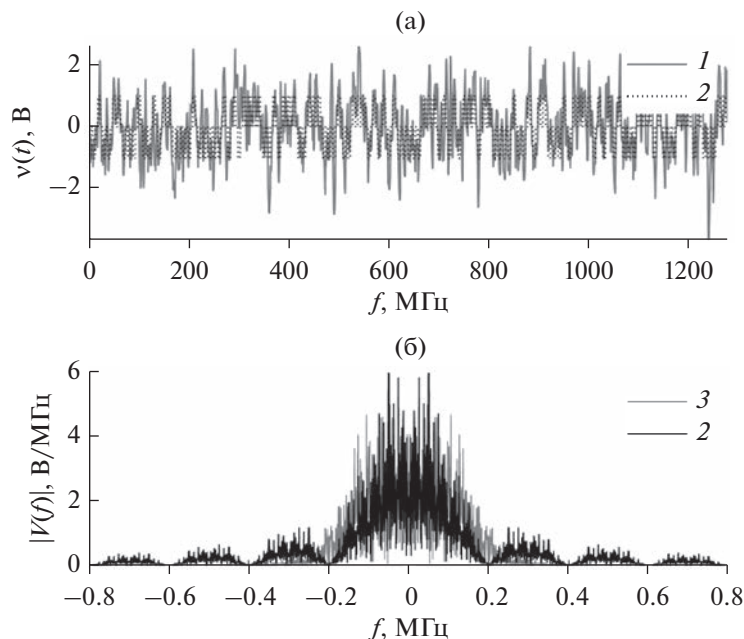


Рис. 4. Типичная реализация аддитивной смеси ЦССП и стационарного шума (а) и его амплитудный спектр (б): 1 – смесь ЦССП и шума, 2 – ЦССП, 3 – шум.

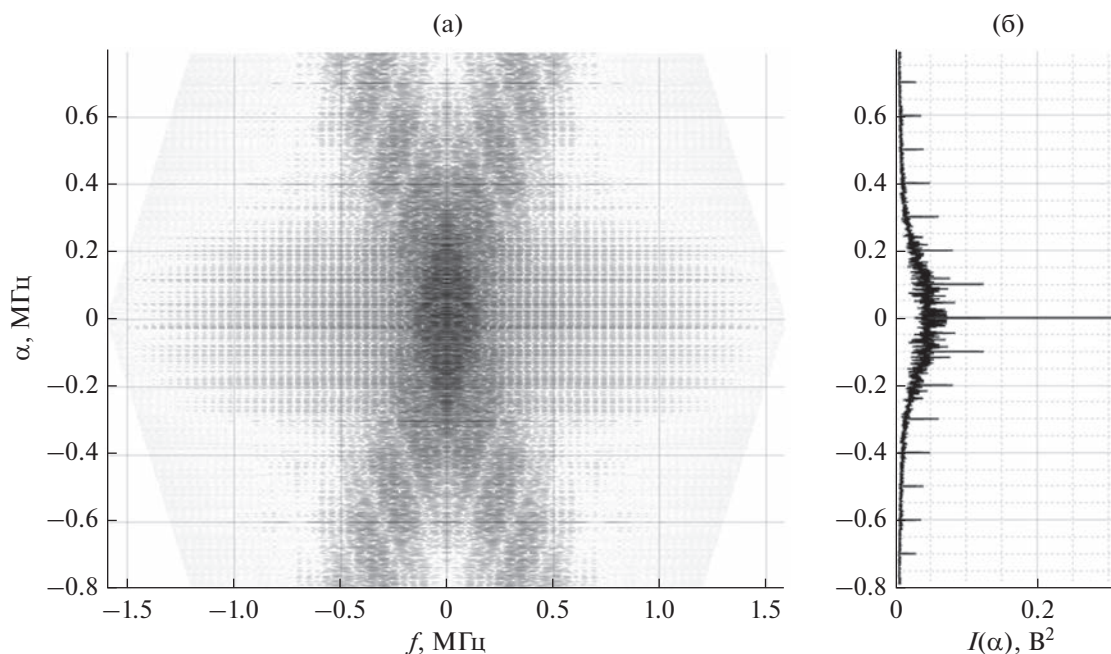


Рис. 5. Диаграмма модуля СКФ на двухчастотной плоскости (а) и ее интегральная характеристика (б).

На рис. 4 представлены графики типичной реализации смеси СП $z(t)$ при отношении сигнал/шум ОСШ = 0 дБ и реализации исследуемого ЦССП $x(t)$ без шума. Визуальный анализ не позволяет выявить процесс $x(t)$ на фоне шума.

В качестве оконной функции, формирующей матрицу (7), используется прямоугольный импульс $w[n, m] = \text{rect}((n - m)T_s / \Delta w)$, с шириной окна $\Delta w = 5\tau$.

На рис. 5 представлена диаграмма оценки модуля СКФ на плоскости “частота–циклическая частота” совместно с интегральной характеристикой псевдомощности [25], позволяющей идентифицировать характерные циклические частоты, на которых сформированы пики, визуально возвышающиеся над некоторой окрестностью интегральной кривой. Как и ожидалось, циклические частоты, на которых расположены

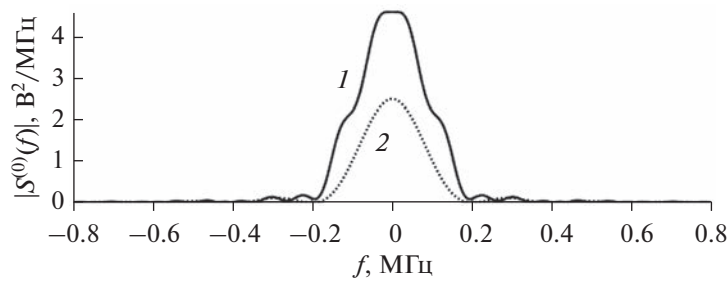


Рис. 6. Оценка СПМ, или компоненты СКФ на нулевой циклической частоте: 1 – оценка, 2 – модель.

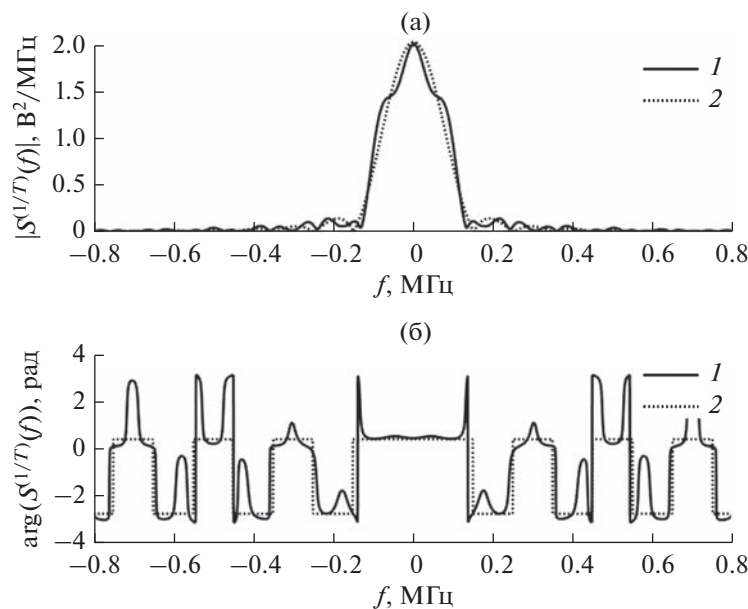


Рис. 7. Оценка модуля (а) и аргумента (б) компоненты СКФ на циклической частоте $1/T$: 1 – оценка, 2 – модель.

наблюдаемые пики, кратны частоте $1/T = 0.1$ МГц.

На рис. 6 представлена оценка СПМ ЦССП, или компоненты его СКФ на нулевой циклической частоте, полученная по его реализации, в сравнении с моделью СПМ ЦССП. Поскольку СПМ является неотрицательной вещественной функцией, то для ее визуализации достаточно единственного графика. На графике видно, что оценка СПМ ЦССП по его реализации существенно отличается от ее вероятностной модели, что объясняется значительным уровнем шума (ОСШ = 0 дБ), который полностью перекрывает в частотной области полезный ЦССП $x(t)$.

На рис. 7 представлена оценка компоненты СКФ ЦССП на циклической частоте $1/T$ в сравнении с характеристикой, построенной по аналитической формуле, известной для используемой модели ЦССП [26]. СПМ в отличие от СКФ на ненулевой частоте представляет комплекснозначную функцию, поэтому для ее изображения

требуется пара графиков, представляющих её модуль и аргумент. Аналогично на рис. 8 и 9 представлены оценки компоненты СКФ ЦССП на циклических частотах, равных соответственно $2/T$ и $3/T$, и для сравнения – их вероятностные модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты работы предложенного алгоритма показывают высокую степень достоверности оценок СКФ компонент, соответствующих характерным циклическим частотам ЦССП. Абсолютные значения кривых оценок близки к модельным, а различия в фазовых характеристиках объясняются сглаживанием скачков фазы и особенностью расчета аргумента комплексного числа, приводящим его значение в диапазон $(-\pi, \pi]$. Различие между модельными и оценочными характеристиками объясняется конечностью обрабатываемых выборок наблюдаемого случайного

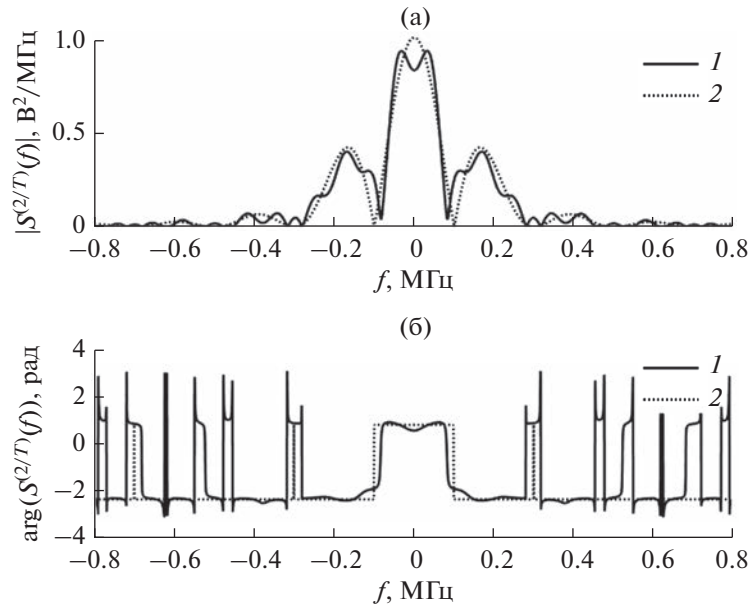


Рис. 8. Оценка модуля (а) и аргумента (б) компоненты СКФ на циклической частоте $2/T$: 1 – оценка, 2 – модель.

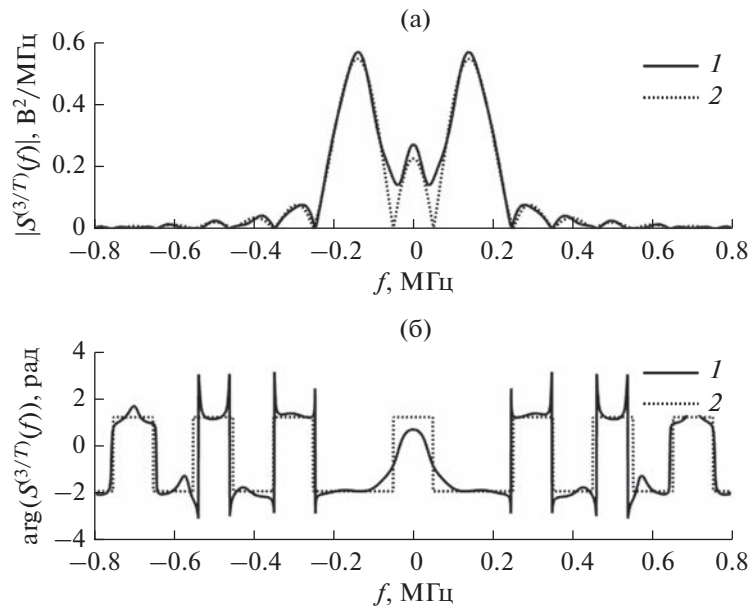


Рис. 9. Оценка модуля (а) и аргумента (б) компоненты СКФ на циклической частоте $3/T$: 1 – оценка, 2 – модель.

процесса, а также присутствием шума, мощность которого сопоставима с мощностью исследуемого ЦССП. В отличие от СПМ характеристики, соответствующие ненулевым циклическим частотам, подвержены существенно меньшим искажениям,

Общее число операций вещественного умножения $C_{\text{умн}}$ и сложения $C_{\text{сл}}$ требуемых для выполнения алгоритма на основе метода двойного БПФ, можно приблизительно оценить по формулам

$$C_{\text{умн}} \approx N^2 \left(\frac{1}{8} + 8 \log_2 N \right), \quad (15)$$

$$C_{\text{сл}} \approx 8N^2 \log_2 N. \quad (16)$$

Для сохранения результирующей матрицы $\mathbf{S}$ необходимо задействовать $2N^2$ ячеек памяти. Так, при обработке реализации сигнала длиной 8192 ($=2^{13}$) отсчетов, записанных в формате с плавающей запятой одинарной точности (4 байта на одно действительное значение), для хранения только одной матрицы $\mathbf{SM}$, накапливающей оценки комплексной двумерной спектральной характеристики, потребуется 512 Мбайт машинной памяти.

Автор считает важным отметить, что впервые возможность использования подобного подхода к оцениванию биспектральных характеристик ЦССП была затронута в работе [27], в результате обобщения результатов, полученных ранее [28] для стационарных СП. Однако, развивая математическую теорию асимптотической нормальности ошибок оценивания, позднее, в работе [29], было получено заключение, что для конечной реализации, состоящей из N отсчетов, в самом общем случае, при отсутствии каких-либо априорных знаний о модели исследуемого процесса, необходимо выбирать эффективную длительность окна порядка $N^{1/5}$. Такое жесткое ограничение в теории должно существенно сузить область применения предложенного алгоритма оценки, поскольку ширина элемента разрешения Δf по частоте f обратно пропорциональна эффективной длительности оконной функции (4). Однако на практике длительность оконной функции может быть выбрана заметно больше, вплоть до величин порядка $N^{1/2}$, что позволяет достигать приемлемого разрешения по частоте, хотя и приводит к незначительному увеличению дисперсии оценки, или некоторому снижению ее эффективности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSFF-2023-0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gardner W.A. Statistical Spectral Analysis: A Non-probabilistic Theory. Englewood Cliffs: Prentice Hall, 1988.
2. Gardner W.A. Cyclostationarity in Communications and Signal Processing. N.Y.: IEEE Press, 1994.
3. Napolitano A. Cyclostationary Processes and Time Series: Theory, Applications, and Generalizations. L.: Acad. Press., 2019.
<https://doi.org/10.1016/C2017-0-04240-4>
4. Gardner W.A., Napolitano A., Paura L. // Signal Processing. 2006. V. 86. P. 639.
<https://doi.org/10.1016/j.sigpro.2005.06.016>
5. Napolitano A. // Signal Processing. 2016. V. 120. P. 385.
<https://doi.org/10.1016/j.sigpro.2015.09.011>
6. Efimov E. // Systems of Signals Generating and Processing in the Field of on Board Communications. Moscow. 15–17 Mar. 2022. N.Y.: IEEE, 2022. Article No. 9744308
<https://doi.org/10.1109/IEEECONF53456.2022.9744308>
7. Shevgunov T. // Systems of Signals Generating and Processing in the Field of on Board Communications. Moscow. 15–17 Mar. 2022. N.Y.: IEEE, 2022. Article No. 9744365.
<https://doi.org/10.1109/IEEECONF53456.2022.9744365>
8. Guschina O. // Systems of Signals Generating and Processing in the Field of on Board Communications. Moscow. 15–17 Mar. 2022. N.Y.: IEEE, 2022. Article No. 9744264
<https://doi.org/10.1109/IEEECONF53456.2022.9744264>
9. Ефимов Е.Н., Шевгунов Т.Я., Кузнецов Ю.В. // Труды МАИ № 97. М.: МАИ, 2017. С. 14. <http://trudy-mai.ru/published.php?ID=87294>.
10. Shevgunov T., Efimov E., Zhukov D. // Moscow Workshop on Electronic and Networking Technologies (MWENT). 2018. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/MWENT.2018.8337271>
11. Roberts R.S., Brown W.A., Loomis H.H. // IEEE Signal Processing Magazine. 1991. V. 8. P. 38.
<https://doi.org/10.1109/79.81008>
12. Brown W.A., Loomis H.H. // IEEE Trans. 1993. V. SP-41. № 2. P. 703.
<https://doi.org/10.1109/78.193211>
13. Antoni J. // Mechanical Systems and Signal Processing. 2007. V. 21. № 2. P. 597.
<https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2006.08.007>
14. Antoni J., Xin G., Hamzaoui N. // Mechanical Systems and Signal Processing. 2017. V. 92. P. 248.
<https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2017.01.011>
15. Shevgunov T., Efimov E. // Signal Processing Symp. (SPSymposium). Krakow. 2019. P. 216.
<https://doi.org/10.1109/SPS.2019.8881963>
16. Шевгунов Т.Я., Гущина О.А. // Т-Comm: Телекоммуникации и транспорт. 2021. Т. 15. № 11. С. 54.
<https://doi.org/10.36724/2072-8735-2021-15-11-54-60>
17. Harris F.J. // Proc. IEEE. 1978. V. 66. P. 51.
<https://doi.org/10.1109/PROC.1978.10837>
18. Geckinli N., Yavuz D. // IEEE Trans. 1978. V. ASSP-26. № 6. P. 501.
<https://doi.org/10.1109/TASSP.1978.1163153>
19. Mahyari A.G. // Intern. J. Electronics. 2010. V. 97. P. 1311.
<https://doi.org/10.1080/00207217.2010.488908>
20. Шевгунов Т.Я. // Радиотехника. 2019. № 3. С. 33.
<https://doi.org/10.18127/j00338486-201903-05>
21. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. М.: Техносфера, 2012.
22. Ефимов Е.Н., Шевгунов Т.Я. // Электросвязь. 2016. № 11. С. 65.
23. Shevgunov T., Efimov E., Guschina O. // Sensors. 2023. V. 23. № 1. P. 215.
<https://doi.org/10.3390/s23010215>
24. Hitzenko P., Kwapien S. // Probability in Banach Spaces, 9. Progress in Probability. 1994. V. 35. P. 31.
https://doi.org/10.1007/978-1-4612-0253-0_2
25. Shevgunov T., Efimov E., Kiryashkin V., Kravchenko T. // Adv. Signal Processing, Intelligent Systems Reference Library. 2020. V. 184. P. 75.
https://doi.org/10.1007/978-3-030-40312-6_6
26. Shevgunov T. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1163. P. 012037.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1163/1/012037>
27. Lenart L. // Probability and Mathematical Statistics. 2008. V. 28. № 2. P. 305.
28. Priestley M.B. Spectral Analysis and Time Series. V. 1. Univariate ser. L.: Acad. Press, 1981.
29. Lenart L. // Bernoulli. 2011. V. 17. № 1. P. 290.
<https://doi.org/10.3150/10-BEJ269>

К 100-ЛЕТИЮ
Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО

УДК 621.372.542.4

ЧАСТОТНО-РАЗДЕЛИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА
ДЛЯ СИСТЕМ ВТОРИЧНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

© 2023 г. А. В. Сучков*

Научно-производственное объединение “Алмаз”,
Дмитровское шос., 110, Москва, 127411 Российская Федерация

*E-mail: avsu@bk.ru

Поступила в редакцию 04.02.2023 г.

После доработки 23.05.2023 г.

Принята к публикации 30.05.2023 г.

Разработано частотно-разделительное устройство (ЧРУ) с малыми вносимыми потерями, обеспечивающее электрическую прочность при высокой входной мощности и сочетающее в себе функции нескольких типовых элементов фидерного тракта вторичного радиолокатора (ВРЛ): переключателя прием/передача, фильтра гармоник, приемного полосового фильтра. Рассмотрены вопросы синтеза, анализа и оптимизации фильтров приемного и передающего каналов ЧРУ. Предложены два варианта реализации ЧРУ с вносимыми потерями в полосах пропускания каналов в пределах 0.7 дБ, уровнем подавления гармоник более 40 дБ, изоляцией каналов и затуханием при отстройке на ± 60 МГц от центральных частот полос пропускания не менее 50 дБ, устройства работают на частотах RBS и седьмого диапазонов систем ВРЛ при входной импульсной мощности до 12 кВт. Приведены основные размеры конструкции ЧРУ, результаты численного моделирования и данные экспериментальной проверки характеристик. Дан сравнительный анализ теоретических и экспериментальных результатов.

DOI: 10.31857/S0033849423080120, EDN: ZKBIAL

ВВЕДЕНИЕ

Развитие систем вторичной радиолокации, встраиваемых в многофункциональные мобильные РЛС, в настоящее время идет по пути увеличения мощности излучения запросных сигналов, что обеспечивается твердотельным исполнением приемопередатчиков на современной элементной базе (<https://lemz.ru/wp-content/uploads/2019/11/ВРЛ-РУС.pdf>). Такой подход позволяет улучшить массогабаритные характеристики встраиваемой антенной системы (за счет возможности уменьшения ее коэффициента усиления и, соответственно, площади раскрытия) и сохранить при этом дальность действия вторичного радиолокатора (ВРЛ). Для встраивания ВРЛ требуется повышение плотности компоновки приемопередающей аппаратуры, что приводит в результате к увеличению вносимых потерь в фидерных трактах основного и компенсационного каналов. Это обусловлено либо необходимостью миниатюризации устройств, образующих тракт (циркуляторов, фильтров, направленных ответвителей, коаксиальных фидеров), либо взаимодействием магнитных систем ферритовых циркуляторов, которые выполняют роль переключателей прием/передача и размещены, как правило, в ограниченном объеме аппаратного шкафа. Поскольку рабочие частоты

сигналов запроса и ответа, формируемых при работе ВРЛ, различны, то решение данной задачи возможно путем замены циркуляторов на двухканальные частотно-разделительные устройства (ЧРУ), также известные в литературе как диплексеры [1].

Среди возможных вариантов реализации ЧРУ наиболее распространенными являются два полосовых фильтра с общим входом, обеспечивающие низкие вносимые потери и достаточно высокую изоляцию каналов. В докладах [2, 3] представлены малогабаритные диплексеры на диэлектрических резонаторах, которые выполнены в виде двух фильтров, соединенных через тройник. Диплексеры с повышенной электрической прочностью на стержневых фильтрах с согласующими элементами на входах и частичным заполнением диэлектриком с малыми потерями, рассмотрены в работах [4, 5]. Однако допустимый уровень входной импульсной мощности в данных устройствах составляет 0.1...1.8 кВт, что исключает возможность их применения в составе встраиваемых ВРЛ. Повышение допустимой входной мощности возможно, например, при построении ЧРУ на базе волноводных фильтров с учетом новых тенденций в методах и технологиях, применяемых для проектирования [6]. Оригинальные варианты ис-

полнения волноводного диплексера и режекторно-го фильтра большой мощности были предложены Б.В. Сестрорецким [1, 7]. Однако реализация волноводной конструкции в рабочем диапазоне частот систем вторичной радиолокации приведет к существенному увеличению массы и габаритов ЧРУ.

Целью данной работы является разработка ЧРУ с малыми вносимыми потерями, обеспечивающего электрическую прочность при высокой входной мощности и сочетающего в себе функции нескольких типовых элементов фидерного тракта ВРЛ: переключателя прием/передача, фильтра гармоник, приемного полосового фильтра. В соответствии с поставленной целью в работе решены задачи проектирования и практической реализации ЧРУ на частотах RBS (<https://lemz.ru/wp-content/uploads/2019/11/ВРЛ-РУС.pdf>) и седьмого (VII_д) диапазонов [8] систем вторичной радиолокации.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

По результатам анализа технических характеристик штатных ферритовых циркуляторов, фильтров гармоник и приемных полосовых фильтров, применяемых в фидерных трактах ВРЛ, с учетом компоновки встраиваемой аппаратуры выработаны следующие требования для проектируемых ЧРУ:

- вносимые потери в полосах пропускания каналов не более 1 дБ;
- максимальная входная импульсная мощность 12 кВт;
- коэффициент стоячей волны по напряжению входа/выходов не более 1.5;
- уровень подавления второй/третьей гармоники не менее 30 дБ/20 дБ;
- изоляция каналов в рабочей полосе частот не менее 50 дБ;
- затухание при отстройке на ± 60 МГц от центральной частоты полосы пропускания приемного канала не менее 50 дБ;
- тип входа/выходов – стандартный коаксиальный разъем, 50 Ом;
- частоты сигналов запроса/ответа диапазона RBS: 1030 ± 5 МГц/ 1090 ± 5 МГц;
- частоты сигналов запроса/ответа диапазона VII_д: $F_4 \pm 5$ МГц/ $F_2 \pm 5$ МГц, $F_3 \pm 5$ МГц.

2. СИНТЕЗ ПОЛОСОВЫХ ФИЛЬТРОВ

Проектирование ЧРУ разделено на несколько этапов. На первом выполнен синтез фильтров приемного и передающего каналов. Исходя из компромисса между допустимыми размерами конструкции и требуемыми характеристиками, наиболее приемлемым вариантом представляется использование в ЧРУ полосовых фильтров на

встречных стержнях. Основы синтеза данных фильтров сформулированы в [9], где рассмотрены два метода синтеза – метод неопределенных коэффициентов и классический метод. Конструктивный расчет фильтров предполагает использование известных зависимостей геометрических размеров стержней от величин погонных емкостей, определяемых на этапе синтеза. Для узкополосных фильтров величины проводимостей конечных линий в большинстве случаев оказываются физически нереализуемыми. Улучшение конструктивной реализуемости возможно с помощью перехода к новой структуре, которая содержит две дополнительные линии, выполняющие роль трансформаторов. Синтез фильтров производился в соответствии с предложенным в [9] алгоритмом. В процессе синтеза рассчитывается необходимое количество резонаторов и выбираются основные размеры конструкции, определяющие характеристики фильтров.

Количество резонансных стержней определяется из следующего неравенства:

$$n \geq \frac{\operatorname{arch}\left(\sqrt{\frac{10^{(L_r/10)} - 1}{10^{(L_p/10)} - 1}}\right) - \operatorname{arch}\left(\frac{\operatorname{tg} \theta_p}{\operatorname{tg} \theta_r}\right)}{\operatorname{arch}\left(\frac{\cos \theta_r}{\cos \theta_p}\right) - \operatorname{arch}\left(\frac{\cos \theta_r}{\cos \theta_p}\right)} + 1, \quad (1)$$

где $\theta_p = \pi/(1 + f_{p2}/f_{p1})$, $\theta_r = \pi/(1 + f_{r2}/f_{r1})$ – электрические длины стержней в полосах пропускания и заграждения, f_{p1} , f_{p2} – нижняя и верхняя граничные частоты полосы пропускания соответственно, f_{r1} , f_{r2} – нижняя и верхняя граничные частоты полосы заграждения, L_p – неравномерность затухания в полосе пропускания, в дБ, L_r – уровень заграждения, в дБ. По заданным требованиям определяем, что для фильтров диапазонов RBS и VII_д $n = 4$ и $n = 5$ соответственно.

Функция рабочего затухания фильтра может быть представлена в виде

$$L(f) = 10 \lg \left| 1 + \left(10^{(L_p/10)} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times \operatorname{ch}^2 \left[\operatorname{arch} \left(\frac{\cos \theta(f)}{\cos \theta_p} \right) (n-1) + \operatorname{arch} \left(\frac{\operatorname{tg} \theta_p}{\operatorname{tg} \theta(f)} \right) \right] \right|, \quad (2)$$

где $\theta(f) = 2\pi l/\lambda(f)$, $\lambda(f)$ – длина волны на частоте f , $l \approx \lambda_0/4$ – длина стержней, λ_0 – длина волны на центральной частоте полосы пропускания.

Далее по системе таблиц, приведенных в [9], для случая $m = 1$ и найденных значений n , L_p , f_{p2}/f_{p1} были выбраны независимые параметры α_1 , α_2 , α_3 . Поскольку уровень проводимости конечных стержней высок, то необходимо применить согласующие стержни, которые выполняют роль трансформаторов волнового сопротивления. При этом необходимо выполнить пересчет

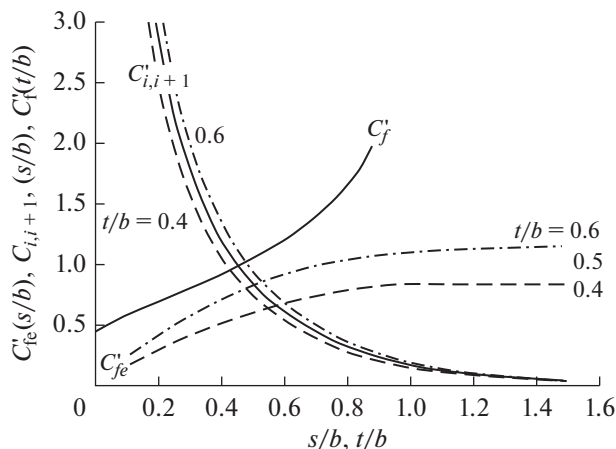


Рис. 1. Емкость связи $C_{i,i+1}'$ и краевые емкости C_{fe}', C_f' стержней прямоугольной формы.

значений независимых параметров для структуры с согласующими оконечными стержнями по соотношениям

$$A_0 = 1, \quad A_1 = 1 + \alpha_1, \quad A_2 = \alpha_2 \left(1 + \frac{1}{\alpha_1} \right), \quad (3)$$

$$A_3 = \alpha_3.$$

Частичные погонные емкости связи, однозначно определяющие зазоры $S_{i,i+1}$ между соседними стержнями при выбранных размерах стержней t и корпуса b согласно рис. 1, были рассчитаны по выражению

$$C_{i,i+1} = \frac{120\pi}{\sqrt{A_{i+1}} \omega_i \omega_{i+1}}, \quad (4)$$

где ω_i – волновые сопротивления стержней (выбираются из условий физической реализуемости стержней с учетом заданных требований), $i \in 0...2$.

Частичные погонные емкости стержней на заземленный экран –

$$C_{00} = \frac{120\pi}{\omega_0} - C_{01}, \quad C_{10} = \frac{120\pi}{\omega_1} - C_{01} - C_{12},$$

$$C_{20} = \frac{120\pi}{\omega_2} - C_{12} - C_{23},$$

$$C_{30} = \frac{120\pi}{\omega_3} - C_{23} - C_{23},$$

Соответственно, ширины стержней фильтров рассчитаны по выражениям

$$W_0 = (b - t) \left(C_{00} - 2C_f' - 2C_{fe01}' \right) / 4,$$

$$W_1 = (b - t) \left(C_{10} - 2C_{fe01}' - 2C_{fe12}' \right) / 4,$$

$$W_2 = (b - t) \left(C_{20} - 2C_{fe12}' - 2C_{fe23}' \right) / 4.$$

Для фильтров пятого порядка (диапазон VII_д) также были рассчитаны значения $C_{30} = \frac{120\pi}{\omega_3} - 2C_{23}$,

$W_3 = (b - t) \left(C_{30} - 4C_{fe23}' \right) / 4$. Краевые емкости

$C_{fe,i,i+1}'$ и C_f' определены по соответствующим графикам рис. 1 с учетом нормированных значений $S_{i,i+1}/b$ и t/b . Основные размеры конструкции, выбранные на этапе синтеза, показаны на рис. 2а.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ

3.1. Анализ и оптимизация фильтров

Анализ и оптимизация полосовых фильтров были проведены на втором этапе с помощью специализированной программы трехмерного моделирования электромагнитного поля методом конечных элементов (МКЭ) в частотной области [10]. В процессе создания компьютерной модели фильтра заданы электрофизические параметры применяемых материалов, входной и выходные порты, определены граничные условия. Также задан частотный диапазон для анализа и определены условия сходимости решения. Конфигурация компьютерной модели фильтра диапазона VII_д показана на рис. 2б.

На всех плоскостях модели фильтра заданы граничные условия, соответствующие электропроводности серебра с шероховатостью поверхности 0.8 мкм. Волновые порты фильтра выполнены в виде коаксиальной линии 14.1×4.2 мм с фторопластовым изолятором.

3.2. Моделирование и оптимизация ЧРУ

На заключительном этапе выполнены моделирование и оптимизация двух исполнений ЧРУ. Фильтры ЧРУ связаны с общим стержнем, соединенным с входным разъемом, оконечные стержни фильтров соединены с выходными разъемами. Каждый из резонаторов имеет возможность подстройки с помощью регулировочного винта. Для подбора оптимальных размеров конструкции использован генетический алгоритм глобальной оптимизации [10]. В пространство оптимизации входят следующие параметры: расстояния между резонаторами $S_{i,i+1}$, длины L_0 и ширины резонаторов W_j ($i \in 0...2$, $j \in 0...2$ для фильтров диапазона RBS, $j \in 0...3$ для фильтров VII_д), расстояние между резонаторами и корпусом S (см. рис. 1). В качестве критерия построения целевой функции (оптимизационного функционала) использована разность между заданными и моделируемыми значениями амплитудно-частотной характеристики, определяемой на элементах параметрического пространства. В табл. 1 приведены скоррек-

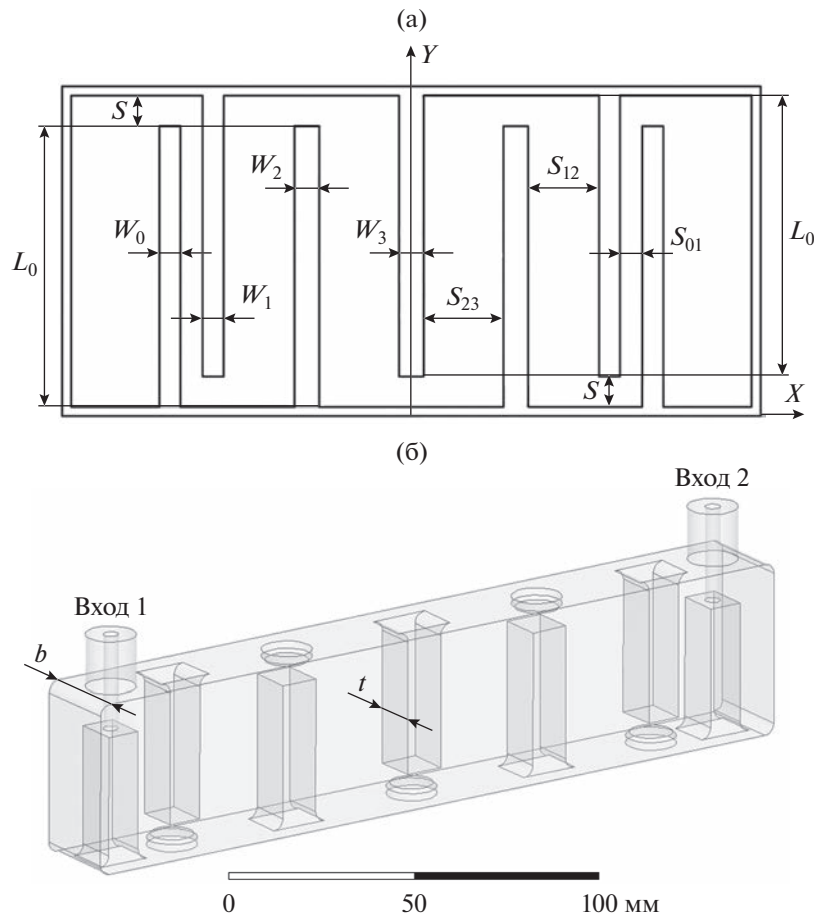


Рис. 2. Основные размеры конструкции полосового фильтра пятого порядка (а) и компьютерная модель фильтра передающего канала ЧРУ диапазона VII_д (б).

тированные размеры конструкции фильтров передающего (TX) и приемного (RX) каналов ЧРУ, полученные по результатам оптимизации целевой функции (единицы измерения F_2, F_3, F_4 в ГГц).

Компьютерные модели ЧРУ показаны на рис. 3 и 4, общий вход ANT, подключается к антенной системе. Расчетные амплитудно-частотные характеристики представлены на рис. 5 и 6, где L и f обозначены, соответственно, амплитуда и частота. Для S -параметров на рис. 5 и 6 приняты следующие обозначения: индекс 1 соответствует входу ANT, 2 – TX, 3 – RX, например, амплитуда коэффициента передачи на вход ANT от входа TX соответствует элементу $S(1,2)$ матрицы рассеяния, амплитуда коэффициента отражения входа TX – элементу $S(1,1)$ и т.д. Вносимые потери в полосах пропускания каналов ЧРУ на частотах, отмеченных на рис. 5 и 6 маркерами 1...6, приведены в табл. 2 и 3. Расчетные уровни подавления второй и третьей гармоник для ЧРУ диапазона RBS составляют не менее 93 и 45 дБ соответственно, для VII_д – не менее 114 и 82 дБ. Анализ напряженности моделируемого электрического поля

показал, что электрический пробой конструкции происходит при уровне входной импульсной мощности около 12.7 кВт.

Таблица 1. Размеры оптимизированной конструкции фильтров ЧРУ

Параметр	Размер, мм			
	Фильтр RBS		Фильтр VII _д	
	TX	RX	TX	RX
L_0	64.8	60.7	$\sim 75/F_4$	$\sim 150/(F_2 + F_3)$
W_0	9.8	9.8	9.7	9.7
W_1	10	10	9.8	9.8
W_2	10.9	10.9	10.8	10.8
W_3	–	–	10.9	10.9
S_{01}	11.4	11.4	10.6	10.6
S_{12}	29.5	29.5	27.6	27.6
S_{23}	32.3	32.3	30.6	30.6
S	8	8	$\sim 12/F_4$	$\sim 23/(F_2 + F_3)$
t	12.5	12.5	12.5	12.5
b	25	25	25	25

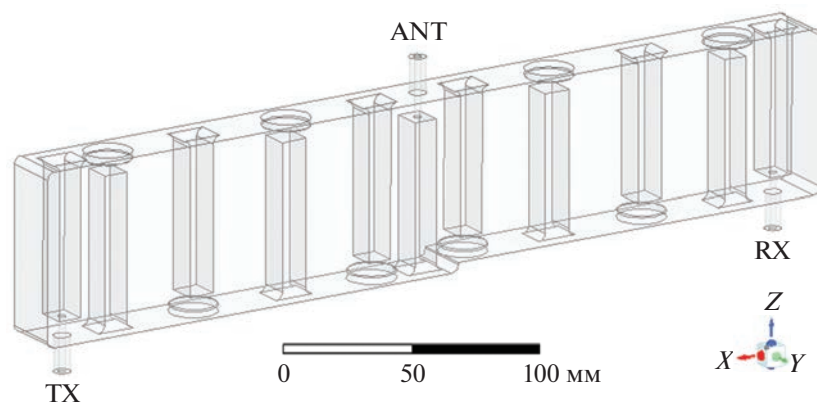


Рис. 3. Компьютерная модель ЧРУ диапазона RBS.

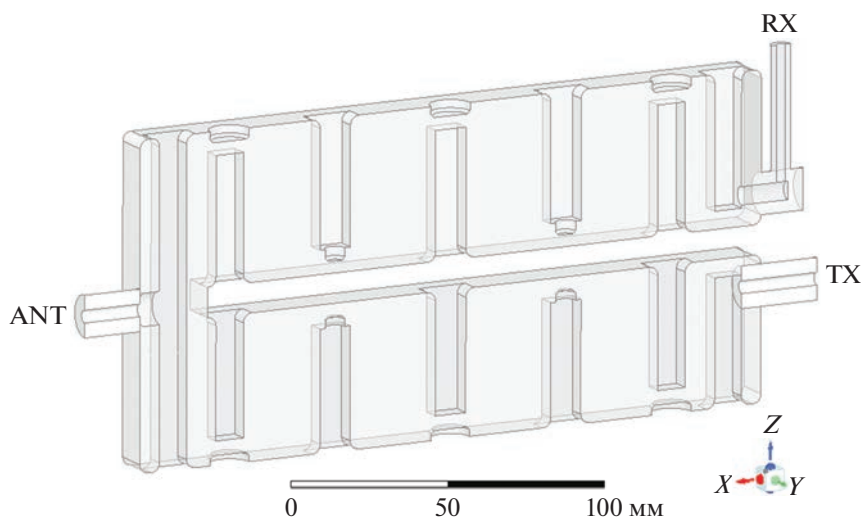


Рис. 4. Компьютерная модель ЧРУ диапазона VII_д (в разрезе плоскостью симметрии).

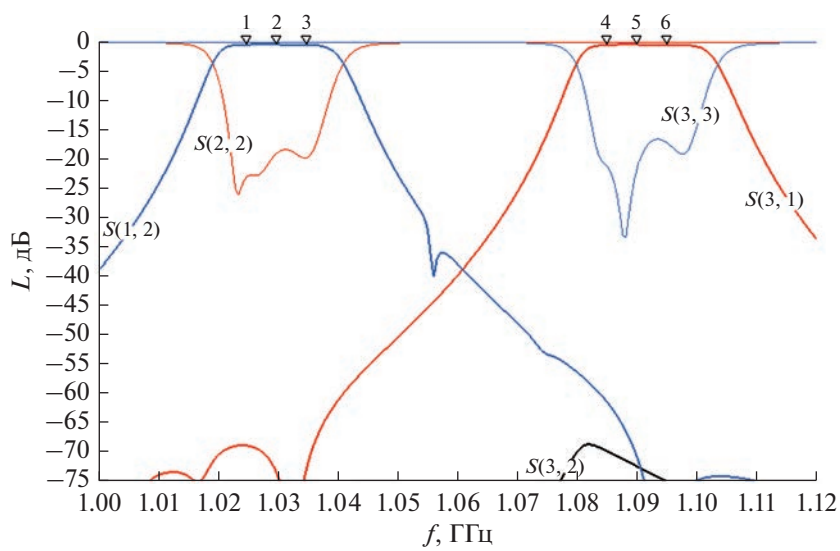


Рис. 5. Расчетные амплитудно-частотные характеристики ЧРУ диапазона RBS.

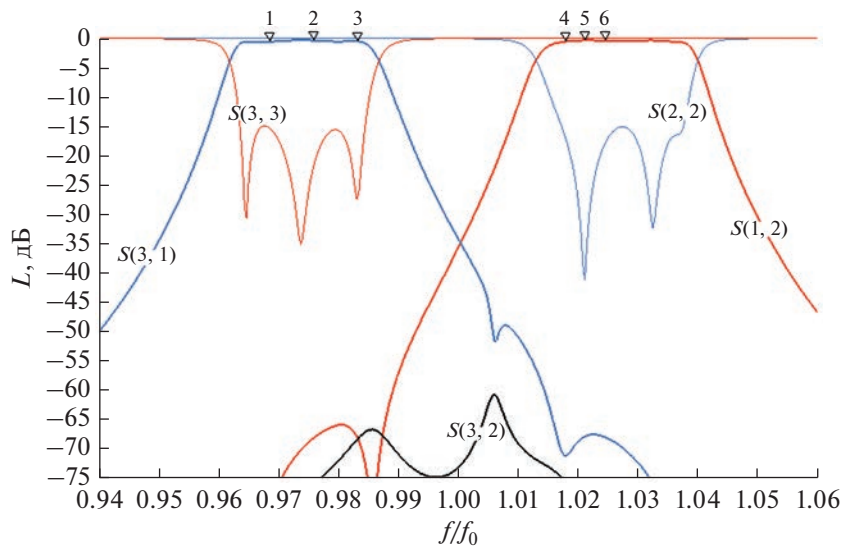


Рис. 6. Расчетные амплитудно-частотные характеристики ЧРУ диапазона VII_д.

4. КОНСТРУКЦИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Описание конструкции

Конструкция ЧРУ представляет собой два встречно-стержневых фильтра с общим входом, которые выполнены в едином корпусе, имеющем отверстия для установки разъемов, регулировочных винтов и их фиксаторов. По периметру корпуса организован контактный бурт, обеспечивающий надежный электрический контакт при винтовом соединении с внешними экранирующими крышками. При изготовлении корпуса использована технология фрезерной обработки металла на станках с числовым программным управлением. Корпус, крышки и регулировочные винты изготовлены на базе алюминиевых сплавов и покрыты серебром. Снижение шероховатости рабочих поверхностей обеспечивается крацеванием покрытия. Коаксиальные разъемы выполнены в виде стандартных герметичных розеток с волновым сопротивлением 50 Ом. После проведения настройки характеристик устройство герметизируется. Для обеспечения необходимого запаса по электрической прочности [11] внутренний объем конструкции заполняется элегазом (гексафторид серы SF₆). Предложенная конструкция ЧРУ защищена патентом [12]. Фотографии изготовленных опытных образцов ЧРУ показаны на рис. 7.

4.2. Экспериментальные результаты

На рис. 8 и 9 представлены амплитудно-частотные характеристики изготовленных образцов, измеренные на векторном анализаторе цепей PNA-L N5230C. Измеренные уровни подавления второй и третьей гармоник для фильтров

диапазона RBS составляют не менее 89 и 44 дБ соответственно, для фильтров VII_д — не менее 101 и 73 дБ. Проверка устройств на стенде высокого уровня мощности (ВУМ) показала, что электрическая прочность конструкции сохраняется при заданной максимальной входной импульсной мощности 12 кВт. Температура конструкции ЧРУ в установившемся тепловом режиме при рабочей скважности сигналов запроса, формируемых стендом ВУМ, не превышает 43°C.

Таблица 2. Вносимые потери в каналах ЧРУ диапазона RBS

Маркер	f , ГГц	L , дБ
1	1.025	–0.47
2	1.03	–0.45
3	1.035	–0.5
4	1.085	–0.52
5	1.09	–0.45
6	1.095	–0.53

Таблица 3. Вносимые потери в каналах ЧРУ диапазона VII_д

Маркер	f	L , дБ
1	$F_2 - 5$ МГц	–0.67
2	$(F_2 + F_3)/2$	–0.48
3	$F_3 + 5$ МГц	–0.63
4	$F_4 - 5$ МГц	–0.63
5	F_4	–0.44
6	$F_4 + 5$ МГц	–0.53

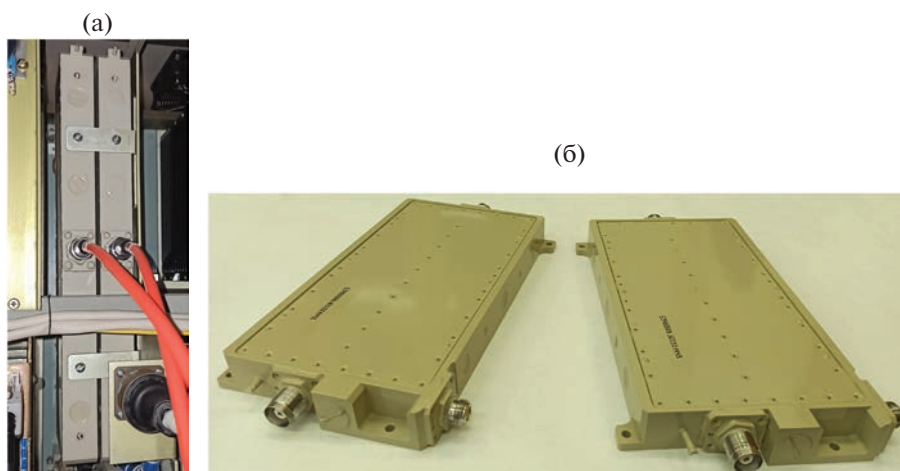


Рис. 7. Изготовленные опытные образцы: ЧРУ диапазона RBS, установленные в фидерный тракт приемопередатчика ВРЛ (а), ЧРУ диапазона VII_д (б).

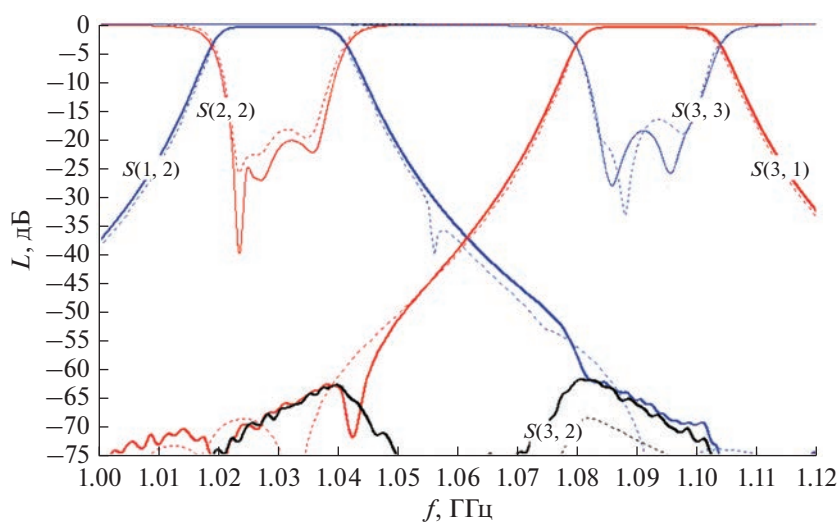


Рис. 8. Измеренные (сплошные линии) и расчетные (штриховые) амплитудно-частотные характеристики ЧРУ диапазона RBS.

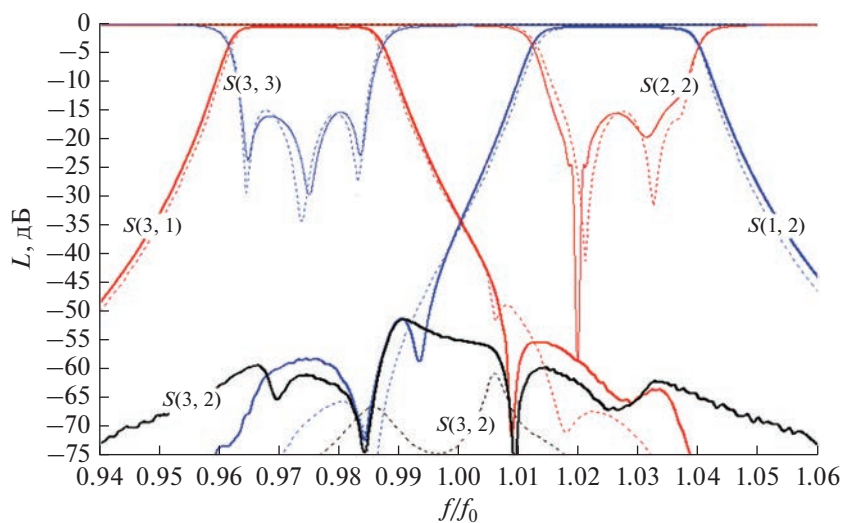


Рис. 9. Измеренные (сплошные линии) и расчетные (штриховые) амплитудно-частотные характеристики ЧРУ диапазона VII_д.

Реализованные характеристики в целом хорошо согласуются с результатами численного моделирования, что подтверждает корректность проведенных расчетов и заложенных технических решений. Сопоставление полученных результатов с характеристиками диплексера высокой мощности на объемных резонаторах (<https://mesamicro-wave.com/product/>) компании “Mesa Microwave”, разработанного для зарубежных систем вторичной радиолокации, показывает, что предложенный вариант ЧРУ RBS-диапазона имеет меньшие вносимые потери: 0.7 дБ против 1.5 дБ и обеспечивает электрическую прочность при большей входной мощности: 12 кВт против 5 кВт. По сравнению с общепринятыми вариантами построения фидерных трактов ВРЛ с применением циркуляторов, фильтров гармоник и приемных фильтров, соединенных с помощью кабельных сборок, предложенные решения позволяют снизить потери фидерных трактов основного и компенсационного каналов, обеспечить их электрическую прочность при большей входной мощности, упростить конструкцию и повысить плотность компоновки встраиваемой аппаратуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе решены задачи проектирования и практической реализации двух вариантов ЧРУ в диапазонах частот RBS и VII_д для систем вторичной радиолокации. Каждый из предложенных вариантов выполнен на основе двух встречно-стержневых фильтров, которые связаны с общим стержнем, соединенным с входным разъемом. Вносимые потери в полосах пропускания приемного и передающего каналов ЧРУ не превышают 0.7 дБ. Электрическая прочность устройств сохраняется при входной импульсной мощности до 12 кВт. Уровень подавления гармоник превышает 40 дБ. Изоляция каналов в рабочей полосе частот и затухание при отстройке на ± 60 МГц от центральных частот полос пропускания составляют не менее 50 дБ. Использование разработанных ЧРУ в фидерных трактах ВРЛ обеспечивает возможность замены нескольких типовых элементов — переключателя прием/пе-

редача, фильтра гармоник, приемного полосового фильтра и применяемых для их соединения кабельных сборок. Предложенные решения также могут быть реализованы как в более высоких, так и в более низких диапазонах частот и применяться в системах активной радиолокации с активным ответом, в которых сигналы запроса и ответа формируются на разнесенных частотах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Belostotskay K.K., Klimov C.N., Sestroretskiy B.V. et al.* // Proc. 5th Int. Conf. Antenna Theory and Techniques. Kyiv. 24–27 May 2005. N.Y.: IEEE, 2005. P. 457.
2. *Pelliccia L., Cacciamani F., Cazzorla A. et al.* // Proc. 49th Europ. Microwave Conf. (EuMC). Paris. Oct. 1–3. 2019. N.Y.: IEEE, 2019. P. 61.
3. *Vallerotonda P., Cacciamani F., Pelliccia L. et al.* // Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Filter Workshop (IMFW). Perugia. 17–19 Nov. 2021. N.Y.: IEEE, 2021. P. 11.
4. *Shamsaifar K., Rodriguez T., Haas J.* // IEEE Trans. 2013. V. MTT-61. № 5. P. 1850.
5. *Blair W.D., Harbor L., Bentivenga S.* Duplexing Filter. US Pat. № 5151670. Publ. 29 Sep. 1992.
6. *Snyder R.V., Macchiarella G., Bastioli S., Tomassoni C.* // IEEE J. Microwaves. 2021. V. 1. № 1. P. 317.
7. *Рученков В.А., Сестрорецкий Б.В., Белостоцкая К.К., Бакитько Р.В.* Режекторный волноводный многозвенный СВЧ-фильтр. Пат. РФ № 2399997. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 26 от 20.09.2010.
8. *Ермак С.Н., Касанин С.Н., Хожевец О.А.* Устройство и эксплуатация наземных средств системы государственного опознавания. Минск: БГУИР, 2017.
9. *Леонченко В.П., Фельдштейн А.Л., Шепелянский Л.А.* Расчет полосковых фильтров на встречных стержнях. Справочник. М.: Связь, 1975.
10. *Гринев А.Ю.* Численные методы решения прикладных задач электродинамики. М.: Радиотехника, 2012.
11. *Кухаркин Е.С., Сестрорецкий Б.В.* Электрическая прочность волноводных устройств. М.: Высш. школа, 1963.
12. *Сучков А.В.* Частотно-разделительное устройство. Пат. РФ № 2 775 338. Оpubл. офиц. бюл. “Изобретения. Полезные модели” № 19 от 29.06.2022.

К 100-ЛЕТИЮ
Б.В. СЕСТРОРЕЦКОГО

УДК 621.396

ПРИМЕНЕНИЕ 2D КОДА “Tamic”, ОСНОВАННОГО
НА МЕТОДЕ ИМПЕДАНСНОГО АНАЛОГА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
ПРОСТРАНСТВА СЕСТРОРЕЦКОГО, ДЛЯ ЗАДАЧ ДИАГНОСТИКИ
ПЛАЗМЫ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ ТОКАМАК

© 2023 г. В. А. Вершков^{a, b}, Д. А. Шелухин^{a, b}, М. Ю. Исаев^a, К. Н. Климов^{c, *}

^a Научно-исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Российская Федерация

^b Автономная некоммерческая организация Координационный центр “Управляемый термоядерный синтез –
международные проекты” (УТС-Центр),
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Российская Федерация

^c Национальный исследовательский университет “Московский авиационный институт”,
Волоколамское шос., 4, Москва, 125993 Российская Федерация

*E-mail: const0@mail.ru

Поступила в редакцию 29.03.2023 г.

После доработки 29.03.2023 г.

Принята к публикации 25.04.2023 г.

Рассмотрены применения двумерного полноволнового электромагнитного кода “Tamic Anylyser”, разработанного группой Б.В. Сестрорецкого для исследования предельных возможностей диагностики рефлектометрия в плазме токамака. Показано, что путем сравнения экспериментальных данных рефлектометрии с расчетами по этому коду оказывается возможным определить структуру флуктуаций плотности в токамаке, однако экспериментальные радиальные корреляционные длины могут оказаться значительно завышенными. Моделирование с помощью кода “Tamic Anylyser” позволило определить предельный уровень флуктуаций плотности, при котором возможно измерение профиля плотности плазмы и наблюдении альфвеновских флуктуаций в строящемся Международном экспериментальном термоядерном реакторе типа токамак (ИТЭР). Рассмотрены возможные способы увеличения быстродействия и счетного поля кода.

DOI: 10.31857/S0033849423080144, EDN: ZKNTOG

ВВЕДЕНИЕ

Установки токамак являются плазменными ловушками, в которых тороидальный шнур горячей плазмы удерживается с помощью магнитных полей. Они создаются комбинацией внешнего сильного тороидального магнитного поля и поля протекающего по плазме тока [1]. Концепция токамака была предложена и активно развивалась в СССР начиная с 50-х годов. В начале 70-х исследования на таких установках стали проводиться во многих странах мира и токамак стал основным кандидатом для построения термоядерного реактора. С этой целью в настоящее время во Франции сооружается Международный экспериментальный термоядерный реактор (ИТЭР) типа токамак [2]. Основной задачей для достижения реакторных параметров является улучшение термоизоляции плазмы. С этой целью в исследованиях параметров плазмы и их флуктуаций применяется множество диагностик. Важнейшее место среди них занимают методы диагностики плазмы с помощью зондиро-

вания сверхвысокочастотными (СВЧ) волнами. Однако для разработки диагностик и интерпретации их результатов необходимо решать полноволновую задачу распространения электромагнитной волны в неоднородной плазме с сильным магнитным полем сложной конфигурации. Такой код был создан на основе метода импедансного аналога электромагнитного пространства, предложенного Б.В. Сестрорецким в начале 70-х годов XX в. [3, 4]. В данном методе используются две эквивалентные модели уравнений Максвелла в виде электрических цепей с сосредоточенными и распределенными параметрами. Для анализа в частотной области большее использование получила модель в виде сосредоточенных элементов, а во временной области – в виде цепей с распределенными параметрами. Отметим, что объемные модели вместе с их эквивалентными схемами были предложены в работах Б.В. Сестрорецкого ранее других, в том числе зарубежных авторов [5]. Характерной чертой работы отечественной научной

школы под руководством Б.В. Сестрорецкого является не просто предложение метода, а и почти одновременная программная реализация в виде соответствующего кода [6–16].

Поскольку в токамаке ввиду наличия сильного тороидального магнитного поля характеристики плазмы однородны в тороидальном направлении, то для описания распространения СВЧ-волн достаточно ограничиться двумерным кодом. Использование двумерного кода определяется также ограничениями времени расчетов для волн миллиметрового диапазона в плазме с размерами до 2 м (в ИТЭР) с учетом необходимости многократных расчетов на меняющемся во времени поле плотности плазмы.

1. ПРОГРАММНЫЕ КОМПЛЕКСЫ “TAMIC RtH ANALYZER” И “TAMIC RtX ANALYZER”

Программный комплекс Tamic Rt-H v5.0p (Professional) реализует двухпараметрический алгоритм анализа рассеяния электромагнитных волн H -поляризации от неоднородных плазменных сред, построенный на основе метода импедансного аналога электромагнитного пространства Сестрорецкого [17–22].

Указанный программный комплекс состоит из пяти программ.

1. *Tamic Rt-H Analyzer (Professional)* — счетное ядро, осуществляет ввод данных из файла входного задания, расчет, вывод в файл геометрии устройства, распределения полей, сигналов на выходах устройства и формирует матрицу рассеяния; программа реализована для двух моделей точности: 1) Float одинарная (вещественное число занимает 4 байта) и 2) Double двойная (вещественное число — 8 байт). Использование модели Float позволяет уменьшить время вычислений на 40% и уменьшить используемую память в два раза по сравнению с Double, а использование двойной точности позволяет расширить динамический диапазон вычислений [17–22].

2. *Tamic RtH Output Field Viewer* — программа для просмотра геометрии устройства и распределения интенсивности электрического поля в нестационарном режиме; позволяет синхронизировать расчет и просмотр полей, просмотр амплитудного и фазового распределения электрического поля для стационарного режима.

3. *Tamic RtH Output Signal Viewer* — программа для просмотра сигналов, амплитуд и фаз падающих и отраженных волн на входах устройства.

4. *Tamic SH -matrix Output Characteristics Viewer* — программа просмотра файлов S -матриц устройства.

5. *Tamic Directional Pattern Viewer* — программа просмотра диаграмм направленности.

Разделение процессов вычисления и визуализации данных, а также предложенное решение взаимодействия через файлы данных программ

пакета позволяет таким образом распределять вычислительные ресурсы, чтобы программы выполнялись на различных компьютерах, объединенных в локальную сеть. Это важно для повышения эффективности и гибкости организации вычислительного процесса, поскольку, например, процедура прорисовки распределения полей требует приблизительно на порядок больше оперативной памяти и числа арифметических операций, чем, собственно, сам процесс вычисления значений полей и отраженных сигналов на входах устройства.

Входными данными является геометрия анализируемого устройства, которая описывается в файле задания (*.tpl). Файл задания дается программе Tamic Rt-H Analyzer, а она по результатам расчета выдает результаты анализа в виде файлов семи типов: файл анализируемой геометрии (*.tt), файл распределения интенсивности полей в текущий момент времени (*.tf), файл распределения амплитуды электрического поля для заданной частоты (*.AMP), файл распределения фазы электрического поля для заданной частоты (*.FAZ), файл сигналов на входах устройства (*.t), файл S -матрицы устройства (*.s), файл с диаграммой направленности исследуемой геометрии (*.dat). Для обработки результатов можно пользоваться предложенными в пакете программными приложениями-просмотрщиками (Viewer), либо другими внешними средствами. Подобное разделение позволяет повысить гибкость системы анализа заданной геометрии и минимизировать требования к ресурсам компьютера при проведении расчета.

Управление режимами работы счетного ядра возможны как из файла входного задания, так и с помощью систем меню и “горячих” клавиш.

Входной язык, реализованный в программе Tamic Rt-H Analyzer, позволяет описывать достаточно широкий класс планарных геометрий с произвольным законом распределения диэлектрической проницаемости и различными граничными условиями.

В программе Planar Rt-H Analyzer расход памяти составляет четыре вещественных числа на один узел сетки. Количество арифметических операций в один временной такт для одного узла сетки составляет четыре сложения, два умножения и одно вычитание вещественных чисел.

Теоретически данный алгоритм требует 25 процессорных тактов для одного узла сетки [17–22], однако реально получается почти в два раза больше, что связано с более низкими рабочими частотами шины данных и сверхоперативной (кэш) памяти. Например, если тактовая частота процессора составляет 433 МГц, то частота шины данных (по которой идет обмен данных между оперативной памятью и процессором) составляет 100 МГц, а

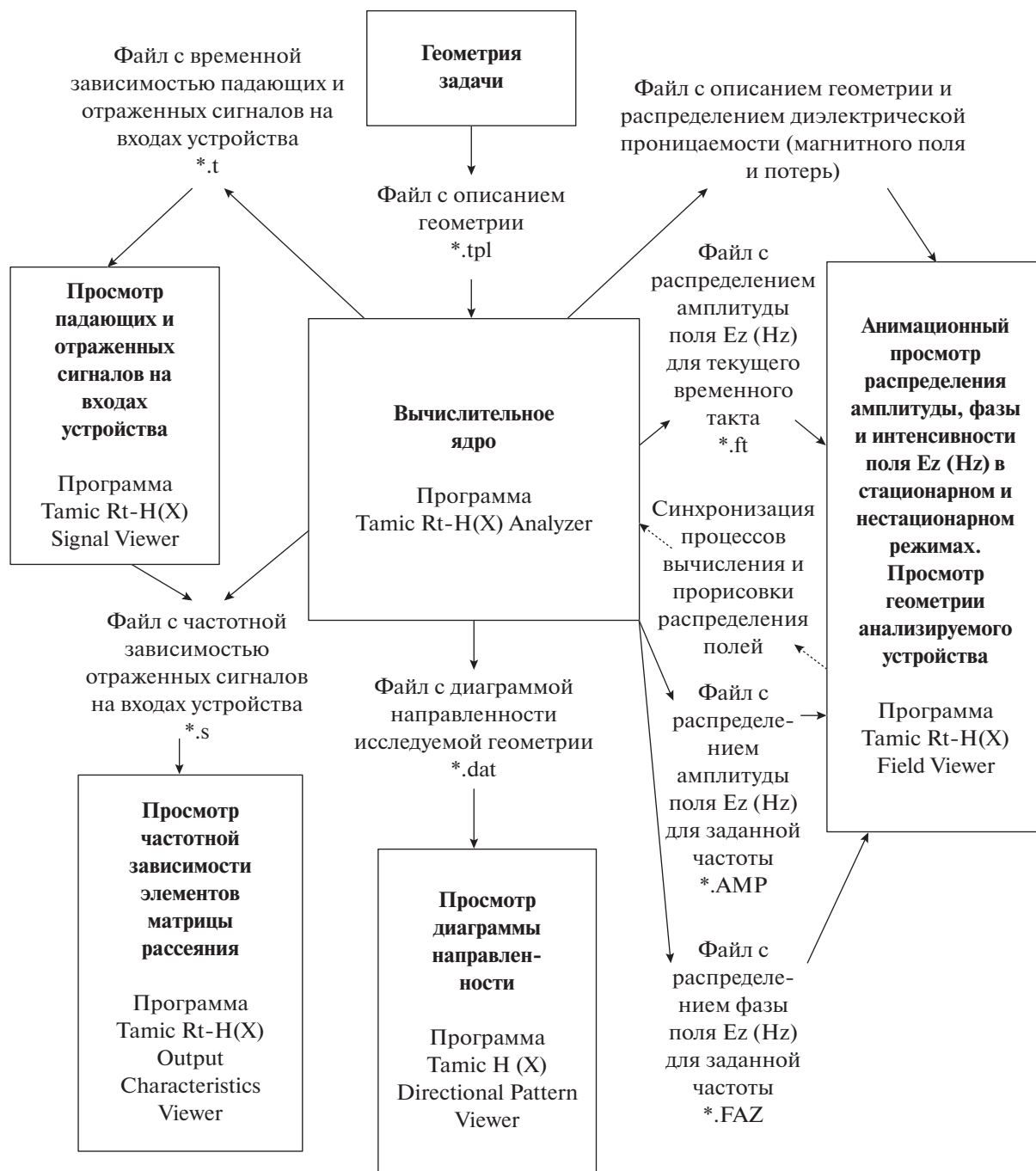


Рис. 1. Схема организации взаимодействия между программами в комплексах Tamic Rt-H и Tamic Rt-X.

частота работы кэш-памяти второго уровня (основной объем кэш-памяти) – 217 МГц.

Программа Planar Rt-H Analyzer реализована в двух моделях:

1) одинарная точность – вещественные числа занимают 4 байта (мантисса имеет 7 цифр, порядок от -38 до $+38$);

2) двойная точность – вещественные числа занимают 8 байт (мантисса имеет 15 цифр, порядок от -308 до $+308$).

Основные параметры счетного ядра программы следующие [15–20]: 16 байт памяти на один узел сетки, 48 тактов процессора на узел при одинарной точности; 32 байт на узел и 78 тактов процессора на узел при двойной точности анализа.

Как видно из табл. 1, программа Planar Rt-H Analyzer с одинарной точностью позволяет на персональном компьютере с оперативной памятью 2 Гб анализировать геометрию, состоящую из 100 млн узлов с неоднородным диэлектрическим

Таблица 1. Требования программ Planar Rt-H analyzer (float и double) и Planar Rt-X analyzer (float и double) к памяти и скорости вычислений для задач большого объема

Программа	Для одного элементарного объема требуется		100λ × 100λ Δ = λ/20 4 × 10 ⁶ узлов 2 × 10 ⁴ тактов	300λ × 300λ Δ = λ/20 3.6 × 10 ⁷ узлов 6 × 10 ⁴ тактов	500λ × 500λ Δ = λ/20 10 ⁸ узлов 10 ⁵ тактов
	байт	тактов процессора	память, Мб; время	память, Мб; время	память, Мб; время
Planar Rt-H Analyzer					
Planar Rt-H Analyzer (float)	16	48	61; 46 мин (Pent.IV-1.4)	549; 21 ч (Pent.IV-1.4)	1'526; 95 ч (Pent.IV-1.4)
Planar Rt-H Analyzer (double)	32	78	122; 1.2 ч (Pent.IV-1.4)	1'098; 34 ч (Pent.IV-1.4)	—
Planar Rt-X Analyzer					
Planar Rt-X Analyzer (float)	48	153	179; 64 мин (Pent.IV-3.2)	1'610; 29 ч (Pent.IV-3.2)	4'471; 132 ч (Pent.IV-3.2)
Planar Rt-X Analyzer (double)	96	252	358; 1.8 ч (Pent.IV-3.2)	3'219; 47 ч (Pent.IV-3.2)	—

Примечание. Для Planar Rt-H Analyzer (float и double) — процессор Pent.IV — с тактовой частотой 1.4 ГГц, для Planar Rt-X Analyzer (float и double) — процессор Pent.IV — с тактовой частотой 3.2 ГГц.

заполнением. Время выполнения задачи дано для компьютера с тактовой частотой 1.4 ГГц для семи проходов вдоль исследуемой геометрии плоской волной.

В отличие от программного комплекса *Tamic Rt-H*, программный комплекс *Tamic Rt-X v2.0p (Professional)* реализует четырехпараметрический алгоритм анализа рассеяния электромагнитных волн для *E*-поляризации от неоднородной подмагниченной плазмы [23–26].

В программном комплексе *Tamic Rt-X*, как и в пакете *Tamic Rt-H*, реализовано разделение процессов вычисления и визуализации данных.

Схемы организации взаимодействия между программами в комплексах *Tamic Rt-H* и *Tamic Rt-X* аналогичны и приведены на рис. 2.

В программе *Planar Rt-X Analyzer* расход памяти составляет 12 вещественных чисел на один узел сетки [23–26]. Количество арифметических операций в один временной такт для одного узла сетки составляет: двенадцать сложений, девять умножений и одно вычитание вещественных чисел. Теоретически данный алгоритм требует 75 процессорных тактов для одного узла сетки, однако реально получается (как и для *Planar Rt-H Analyzer*) почти в два раза больше [23–26].

Программа *Planar Rt-X Analyzer* также реализована в двух моделях — с одинарной и двойной точностями.

Основные параметры счётного ядра *Planar Rt-X* следующие: 48 байт памяти на один узел сетки, 153 тактов процессора на узел при одинарной точности; 96 байт на узел и 252 тактов процессора на узел при двойной точности анализа.

Как видно из табл. 1, программа *Planar Rt-X Analyzer* с одинарной точностью позволяет на персональном компьютере с оперативной памятью 2 Гб анализировать геометрию, состоящую из 36 млн узлов с неоднородным диэлектрическим заполнением (включая участки с потерями) и произвольным распределением магнитного поля [23–26]. Время выполнения задачи дано для компьютера с тактовой частотой 3.2 ГГц для семи проходов вдоль исследуемой геометрии плоской волной.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ В ТОКАМАКЕ T-10

Исследования на установках токамак показали, что полученные параметры термоизоляция значительно превышает значения, предсказанные на основе теории, учитывающей только столкнове-

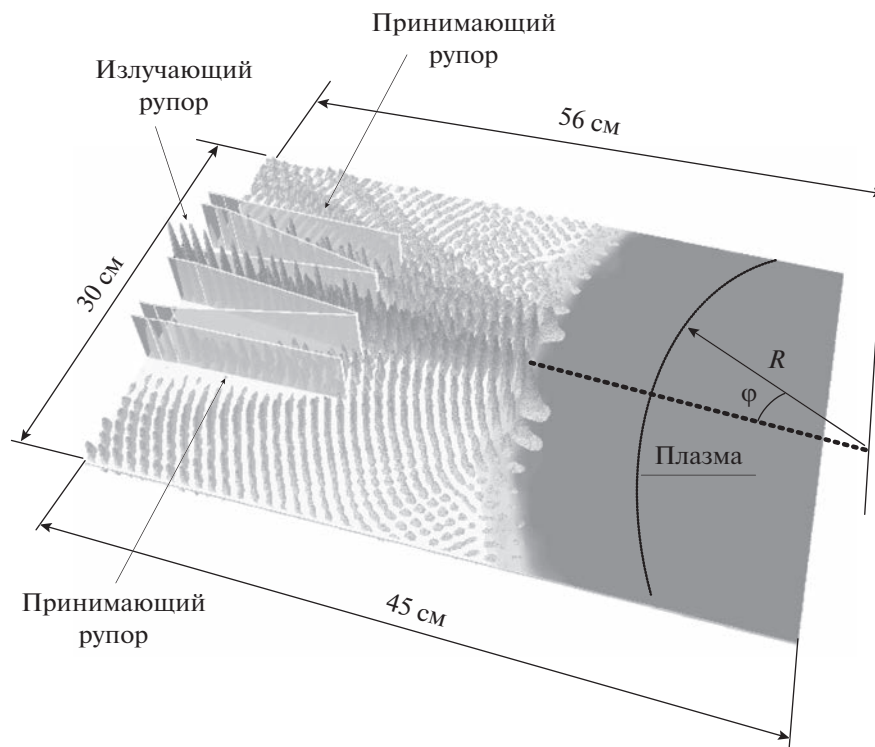


Рис. 2. Схема расчета отражения электромагнитной волны по коду "Tamic Rt-H analyzer".

ния частиц. Ухудшение термоизоляции возникает из-за развития неустойчивостей плазмы, проявляющихся в турбулентных флуктуациях плотности. В связи с этим изучение характеристик этих флуктуаций является важнейшей задачей исследований с целью улучшения термоизоляции плазмы.

Эксперименты показали, что отраженная от плазмы СВЧ-волна несет информацию о флуктуациях плотности. Однако флуктуации амплитуды и фазы отраженной волны связаны не только с локальными перемещениями критического отражающего слоя, но и с набегом фазы на флуктуациях по пути распространения волны. Кроме того, результирующие амплитуда и фаза отраженной волны определяются в результате интерференции отраженных волн от некоторого пятна, определяющегося диаграммой направленности антенн. Для реальных флуктуаций плотности размер флуктуаций или сравним, или меньше этой области. В этом случае флуктуации отраженного сигнала будут результатом интерференции отражений от нескольких возмущений.

Для правильной интерпретации эксперимента необходим учет эффекта многократного отражения от металлической стенки камеры токамака. Большой проблемой является также ограничение максимального уровня амплитуды флуктуаций плотности, при которых возможны эффективные рефлектометрические измерения. Дело в том, что по мере увеличения амплитуды флуктуаций плот-

ности плазмы растет уровень флуктуаций фазы отраженного сигнала. Однако, когда величина флуктуаций фазы достигает 2π , теряется однозначность ее интерпретации. При этом форма спектров отраженного сигнала значительно искажается. Все эти обстоятельства приводят к тому, что полученные в эксперименте характеристики флуктуаций амплитуды и фазы отраженной волны могут значительно отличаться от соответствующих свойств локальных флуктуаций плотности в точке отражения. Поэтому интерпретация рефлектометрических измерений может быть получена только после учета перечисленных эффектов. Реализовать это можно только с применением полноволновых кодов отражения электромагнитной волны от плазмы. Причем такие расчеты должны полностью воспроизводить геометрию эксперимента (положение и размер антенн, положение отражающей стенки токамака). Поскольку в токамаке имеется сильное магнитное тороидальное поле, то флуктуации плотности должны быть сильно вытянуты вдоль магнитно-силовых линий. Поэтому для моделирования отражения волны от плазмы возможно использовать двумерный код.

Расчеты по распространению обыкновенной электромагнитной волны проводили с помощью двухмерного кода "Tamic PTH Analyzer", описанный в первой части. Этот код позволяет динамически рассчитывать распространение электромагнитного излучения в среде с переменной диэлек-

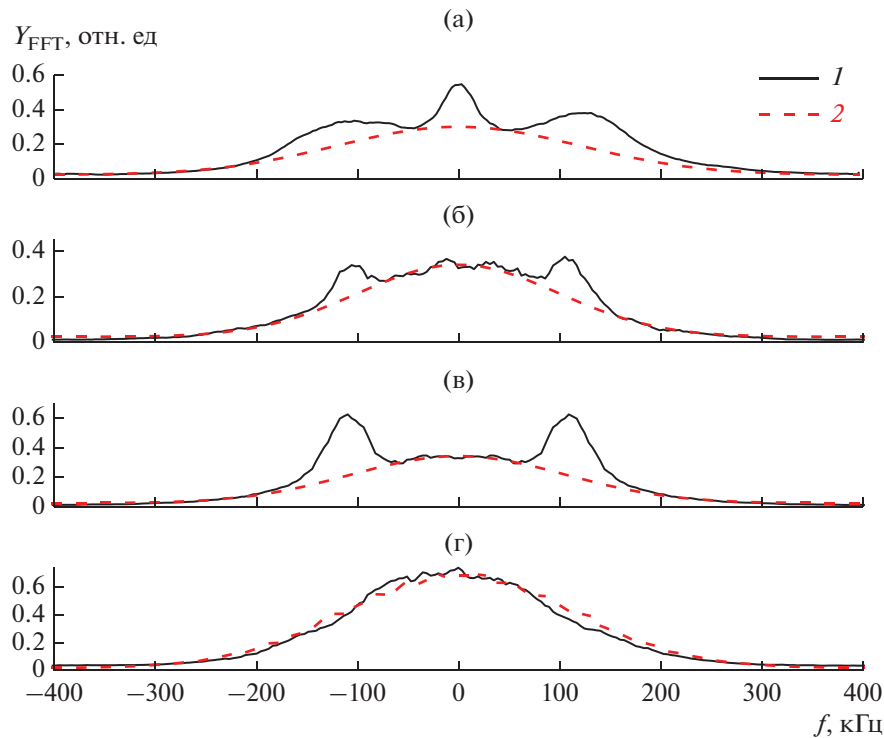


Рис. 3. Сравнение экспериментального (а) и модельного (б) спектров флуктуаций отраженной волны, измеряемых рефлектометрией; в — спектр локальных флуктуаций плотности в модели; г — экспериментальный и модельный спектры только для ВВ-флуктуаций; 1 — суммарный спектр, 2 — широкополосная компонента ВВ.

трической проницаемостью меньше единицы, какой и является плазма с любой заданной топологией. В этом коде полностью воспроизводится геометрия излучающих и приемных рупорных антенн и геометрия стенки токамака. Поскольку код рассчитывает динамическую картину распространения волны, то с его помощью можно однозначно разделить эффект первого и последующих отражений от стенки камеры. Необходимое для расчетов пространственное и временное распределение флуктуирующей части плотности были заданы специальной моделью. Причем необходимые параметры этой модели находили из наилучшего совпадения результатов расчета и эксперимента. Поскольку времена изменения флуктуаций (1...10 мкс) много больше времени распространения волны (1...10 нс), то каждый расчет проводили на фиксированном пространственном распределении плотности, соответствующему каждому дискретному моменту времени оцифрования. Для Т-10 частота оцифрования была 800 кГц. Для анализа спектрального состава турбулентности с достаточной статистикой расчеты проводились для 1024 или 4096 моментов времени. На рис. 2 приведена геометрия поля расчета и распределение амплитуды электрического поля волны в некоторый момент времени. Хорошо видно возмущение границы области отражения от поверхности критической плотности.

На рис. 3 дано сравнение экспериментального спектра и моделированного по коду Tamic PTH Analyzer, полученное в [27].

Экспериментальный спектр, показанный на рис. 3а, состоит из трех компонент: флуктуации с широким диапазоном частот (Broad Band); КвазиКогерентные (КК) максимумы на 120 кГц и низкочастотные колебания в области до 50 кГц. Было проведено два цикла моделирования. В первом модельный фон состоял из однополярных гауссовых возмущений плотности, имитирующих Broad Band. На рис. 3г видно практически полное совпадение модельного и экспериментального спектров. Во втором расчете в флуктуирующий фон были добавлены квазипериодические возмущения для моделирования КК-возмущений. На рис. 3б показан спектр флуктуаций отраженного сигнала в моделировании (сплошная линия). Видно, что модель и в этом случае, как и на рис. 3г, качественно описывает экспериментальный спектр. На рис. 3в также приведен спектр локальных значений флуктуаций плотности в точке отражения. Хорошо видно, что на спектре флуктуаций отраженного сигнала максимумы, соответствующие КК-флуктуациям имеют значительно меньший контраст по сравнению со спектром локальных флуктуаций. Это происходит из-за эффекта усреднения отраженного сигнала по области отражения.

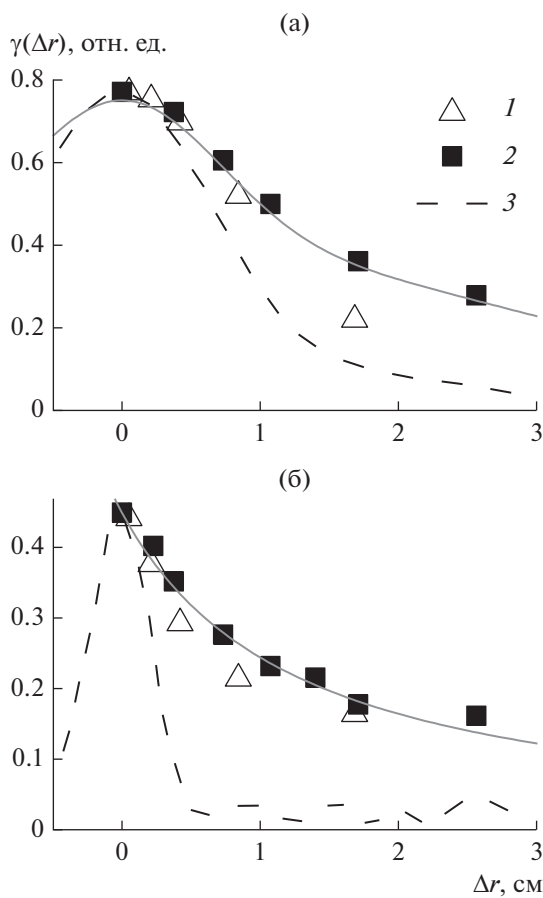


Рис. 4. Сравнение экспериментальных (1) и модельных (2) радиальных кросс-корреляционных функций для КК- (а) и ВВ-флуктуаций (б); 3 – локальные флуктуации плотности.

Таким образом, проведенное моделирование позволило оценить влияние диаграммы направленности антенн на эффективность регистрации различного вида флуктуаций плотности.

Моделирование также дает возможность оценить вклад от нелокального набора фазы отраженного сигнала вдоль пути распространения в полный набег фазы. Было проведено два цикла моделирования [27]. В первом на линейно растущий фон основной плотности плазмы накладывался флуктуирующий фон однополярных гауссовых возмущений с радиальной полушириной в 0.46 см. Расчет отраженной волны был проведен на нескольких частотах зондирующих обыкновенных СВЧ-волн (вектор E -волны параллелен магнитному полю), что позволяло моделировать флуктуации отраженной волны на разных радиусах плазмы.

На рис. 4б показаны кросс-корреляции сигналов флуктуаций отраженных волн для флуктуаций ВВ с широким спектром на различных расстояниях. Видно, что в эксперименте спад когерентности при увеличении расстояния происходит значительно

медленнее, чем спад когерентности локальных флуктуаций плотности. Это связано с большим вкладом в сигнал флуктуаций, расположенных перед отражающим слоем в случае однополярных возмущений, что подтверждается результатами моделирования (треугольники). Видно хорошее соответствие модели и эксперимента. Таким образом, рефлектометрические измерения радиальных корреляционных длин флуктуаций могут значительно завышать ее величину из-за неизбежного интегрирования набег фазы по пути распространения волны, и это необходимо учитывать в экспериментах.

На рис. 4а приведены результаты моделирования для случая КК-возмущений. Они имели по радиусу полуширину 1.4 см. Видно, что и в этом случае экспериментальный спад когерентности сигналов рефлектометра с расстоянием между отражающими поверхностями происходит медленней, чем для локальных возмущений. Однако различие не столь велико, как для широкополосных флуктуаций. Это может быть связано с тем, что полуширина КК флуктуации в три раза больше, чем у ВВ. Модель в этом случае также показывает уширение кросс-корреляционной функции, но несколько в меньшей степени, чем в эксперименте.

3. ОЦЕНКА ПРЕДЕЛЬНОГО УРОВНЯ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ В ИТЭР

Рефлектометрическая диагностика позволяет не только исследовать характеристики турбулентности, но и измерять профили плотности плазмы по малому радиусу тора токамака. Это возможно благодаря тому, что критические частоты отражения СВЧ-волн зависят от плотности плазмы. Поэтому, изменяя частоту излучаемого сигнала, можно зондировать различные плотности и, следовательно, разные радиусы плазмы. Однако наличие турбулентных флуктуаций плотности в плазме не только приводит к ухудшению термоизоляции плазмы, но и значительно ухудшает качество отраженного сигнала. Это происходит, когда вариация фазы отраженного сигнала от турбулентной плазмы становится больше 2π . В этом случае возникают проблемы с определением фазы отраженной волны. Поэтому при разработке рефлектометрической диагностики для определения профиля плотности в установке ИТЭР возникла задача оценки влияния флуктуаций плотности на характеристики отраженного сигнала. С помощью экстраполирования характеристик флуктуаций, полученных на действующих установках меньшего размера, удалось оценить возможные уровни и размеры флуктуаций плотности в токамаке ИТЭР. В этой связи возникла задача оценить, насколько предполагаемые уровни турбулентности повлияют на

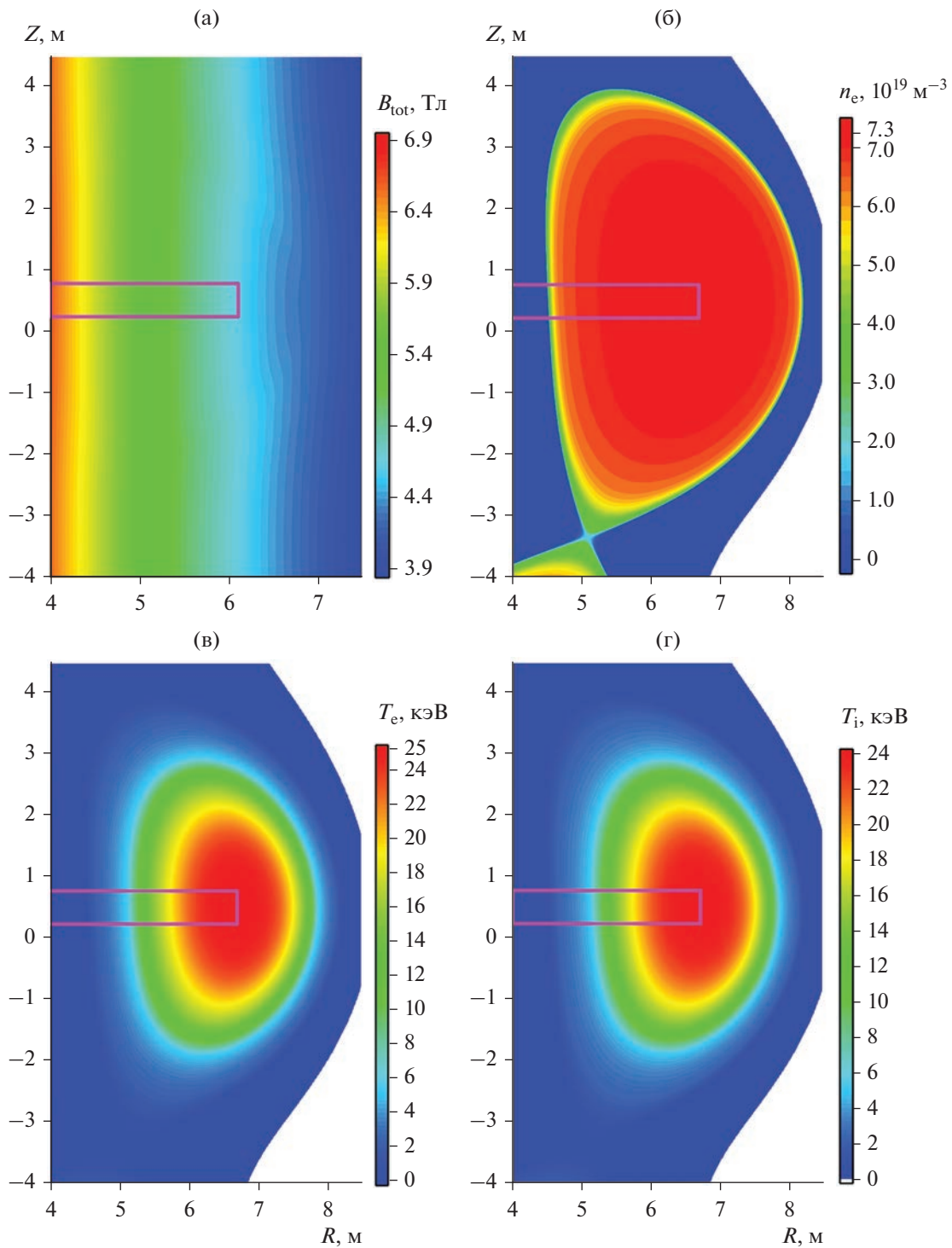


Рис. 5. Двумерное распределение полного магнитного поля (а), электронной плотности (б), электронной (в) и ионной (г) температур в сценарии разряда ИТЭР; прямоугольником обозначена область плазмы, использованная для расчетов.

возможность измерения профиля плотности в ИТЭР. Эта задача была решена с помощью моделирования с использованием кода “Tamic RtX Analyzer” для необыкновенной волны, на которой предполагается зондировать плазму с внут-

ренней стороны тора (со стороны сильного магнитного поля). На рис. 5 показаны расчетные распределения магнитного поля, плотности и температур ионов и электронов в тороидальном сечении плазменного шнура.

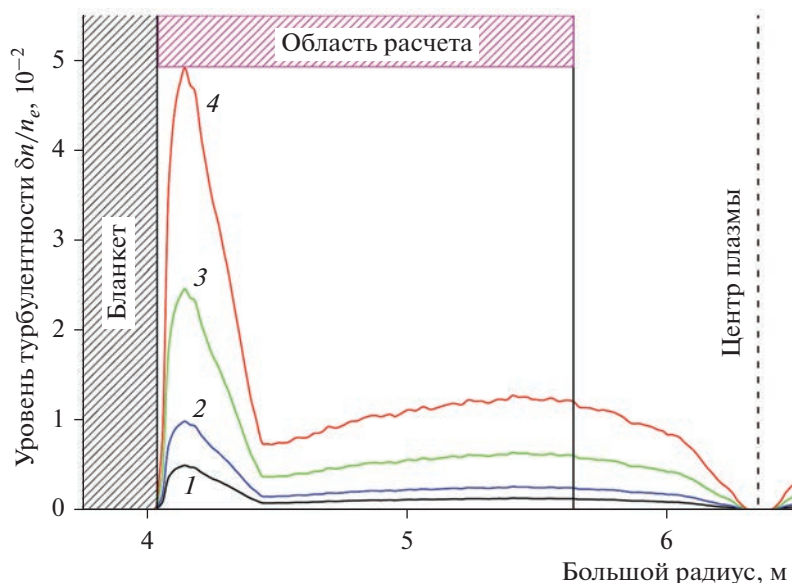


Рис. 6. Радиальное распределение уровня широкополосной турбулентности в ИТЭР, использованное при моделировании; средний относительный уровень турбулентности во внутренних областях плазмы соответствует 0.1% (1), 0.2% (2), 0.5% (3) и 1% (4).

Наиболее неблагоприятным режимом ИТЭР для диагностики является режим с плоским профилем плотности, поэтому расчеты были проведены именно для него. Расчет турбулентных полей проводили по методике, изложенной в разд. 2. Так как основной вклад во флуктуации электронной плотности вносит мелкомасштабная турбулентность, то при расчетах полей учитывались только широкополосные флуктуации. Моделирование было проведено для четырех уровней турбулентности. Распределения уровня турбулентности по радиусу ИТЭР приведены на рис. 6. Уровни относительных флуктуаций плотности в области радиусов $r/a < 0.85$ составляли 0.1, 0.2, 0.5 и 1%.

Полные размеры счетного поля составляли 1788×560 мм (4470×1400 узлов сетки) и требовали порядка 1.88 Гб оперативной памяти, что практически является предельным для существующей 32-битной версии кода TAMIC RtX Analyzer.

Так как основным методом измерения профиля предполагается анализ частоты биений принятого сигнала при быстром сканировании частоты излучающего генератора, то этот метод измерения был реализован и при моделировании. Поскольку код не допускает прямого изменения частоты, то оно достигалось использованием фазовой модуляции излучаемого сигнала, подобранной таким образом, чтобы обеспечить необходимое изменение частоты.

Было проведено моделирование отражения волн для диапазона частот Ku (10...18 ГГц), K (18...26 ГГц) и Ka (26...40 ГГц). Для уменьшения времени счета длительность скана частоты была

уменьшена в 5...10 раз по сравнению с используемой в существующих в настоящий момент рефлектометрах и составляла 1 мкс. Так как это время существенно превышает время распространения сигнала в системе от излучателя до отражающего слоя и обратно (около 50 нс), то результаты моделирования позволяют адекватно описать отражение сигнала в ИТЭР. Для приближения условий при моделировании к реальным измерениям при каждом уровне турбулентности были проведены расчеты на 10 статистически независимых турбулентных полях, а результаты измерений были усреднены. Для учета дифракционной расходимости волны в эксперименте по третьей координате (в тороидальном направлении) в каждой ячейке расчетной сетки было введено эквивалентное затухание. Расчет для одного уровня турбулентности требовал около 50 ч расчетного времени на рабочей станции с процессором Intel Pentium Xenon с тактовой частотой 2.4 ГГц.

На рис. 7 представлены усредненные по 10 сканам зависимости частоты биений от времени в ходе сканирования. Показаны результаты без турбулентности и с несколькими возрастающими ее уровнями. По результатам расчетов можно сделать два вывода.

Первый — при среднем уровне турбулентности в центральной части шнура менее 0.2% пик на частоте биений виден, что в принципе позволяет проводить измерения профиля плотности во всем шнуре. При уровне турбулентности в центре около 0.5% (2.5% на периферии) проведение измерений возможно только на краю плазменного шнура, в

области $r/a > 0.85$. При уровне турбулентности в центре 1% (5% на периферии) проведение измерений невозможно.

Второй — если проведение измерений возможно, то частота полученных биений близка к частоте биений, полученных в приближении одномерной геометрической оптики. Таким образом, если проведение измерений оказывается возможным, то амплитуда турбулентности не оказывает существенного влияния на результаты измерений, как это предсказывается рядом теоретических моделей.

4. РАСЧЕТЫ ОТКЛИКА РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД В ИТЭР

Исследование условий возникновения и влияния тороидальных альфвеновских собственных мод (Toroidal Alfvén Eigen Modes, TAE) [28] на параметры термоядерной плазмы является одним из важных аспектов экспериментальной программы сооружаемого термоядерного реактора ИТЭР. Возникновение TAE-мод может привести к увеличенным потерям быстрых частиц и существенно влиять на баланс энергии в термоядерной плазме [29]. Одним из инструментов для экспериментального исследования характеристик возмущений в центральной части является диагностика рефлектометрии со стороны сильного магнитного поля (High magnetic Field Side, HFS) [30]. Так как область наблюдения находится на стороне сильного магнитного поля, а диагностика чувствительна к возмущениям как электронной плотности, так и локального магнитного поля, то следует уделить особое внимание моделированию отклика диагностики на возмущения, связанные с TAE-модами в ИТЭР. Основная проблема, из-за которой было необходимо проведение двумерных полноволновых расчетов, состояла в определении пространственного разрешения по полоидальному углу при заданной геометрии антенн.

Для решения данной задачи были выполнены расчеты характеристик TAE-мод в базовых сценариях ИТЭР, включая временную и пространственную зависимости профилей возмущенной TAE-модой электронной плотности и магнитного поля. Расчеты пространственной структуры и временной эволюции характерных TAE-мод проведены с размерами пространственной сетки и временным шагом, позволяющим моделировать отражение СВЧ волны от плазмы со стороны сильного магнитного поля.

Результаты интерполяции электронной плотности, полученные с помощью кодов KINX/VENUS [32], возмущенной баллонной TAE модой с полоидальным индексом $m = 20$ в момент времени $t = 0$ приведены на рис. 8а. Максимальная ампли-

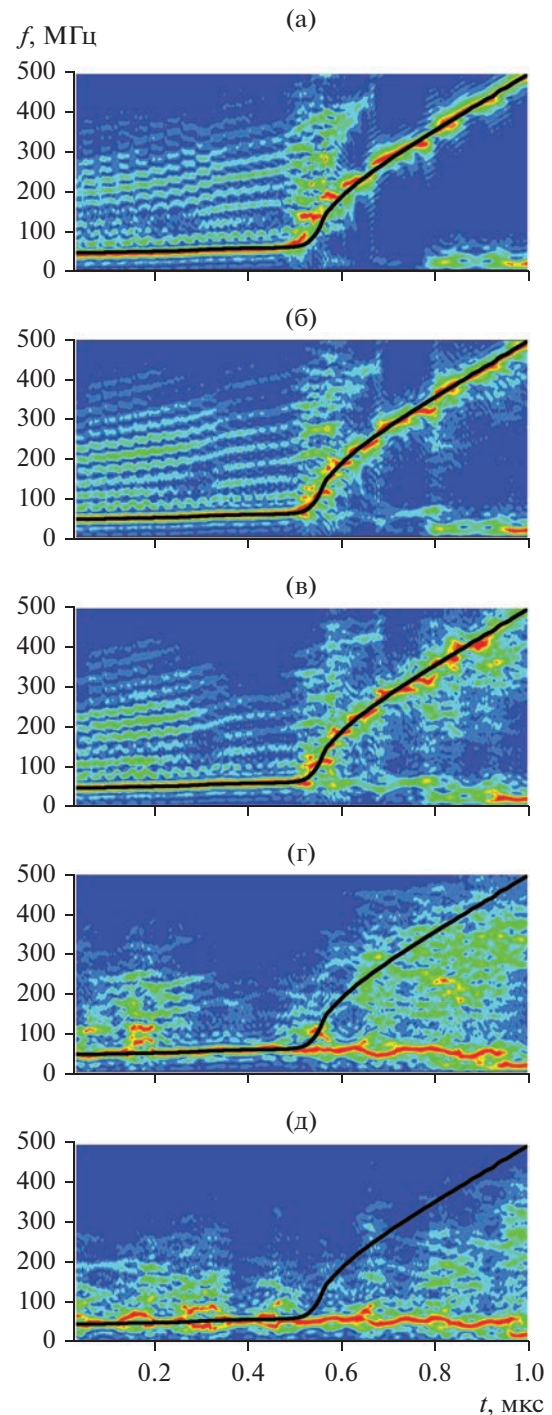


Рис. 7. Зависимости частоты биений от времени при $\delta n/n = 0$ (а), 0.1 (б), 0.2 (в), 0.5 (г) и 1% (д); сплошной кривой показан ход во времени частоты биений, полученной в рамках модели одномерной геометрической оптики.

туда возмущения нормированной плотности плазмы $\delta n/n \approx 8 \times 10^{-5}$.

Результаты интерполяции магнитного поля, возмущенного баллонной TAE-модой с полои-

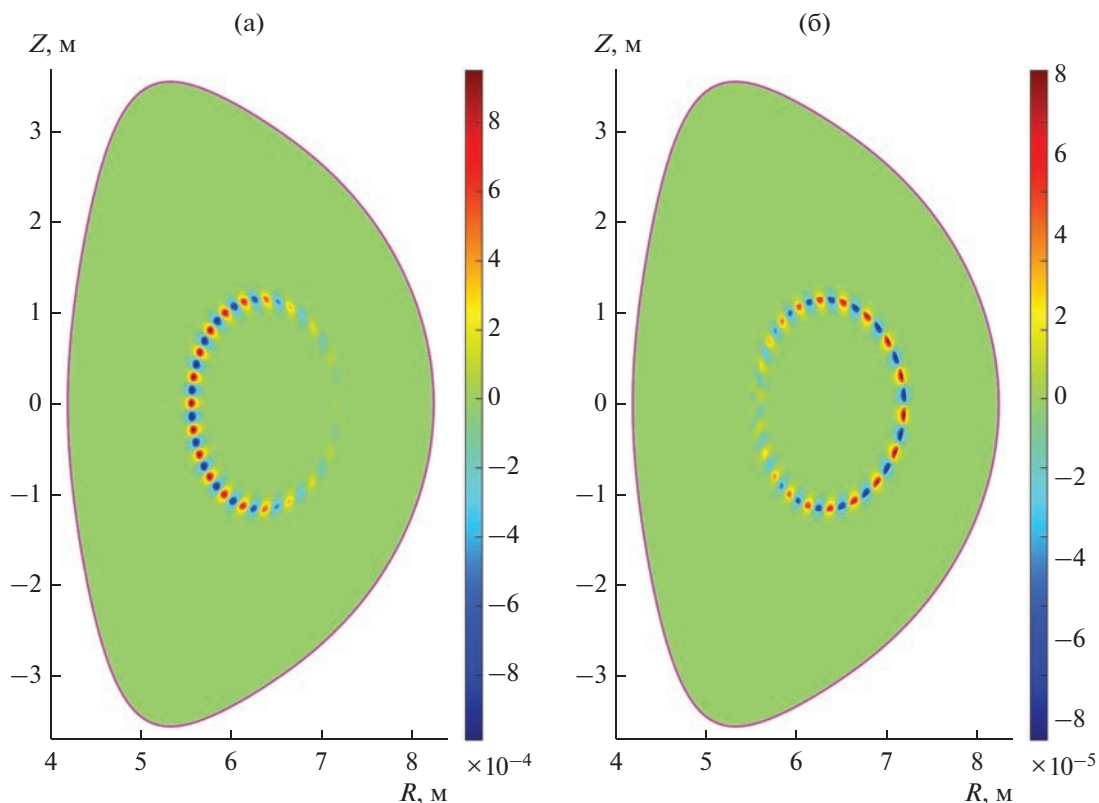


Рис. 8. Сечение плазмы ИТЭР с линиями уровня электронной плотности (а) и уровня магнитного поля (б), возмущенной баллонной ТАЕ-модой с полоидальным индексом $m = 20$.

дальным индексом $m = 20$ в момент времени $t = 0$, приведены на рис. 8б. Максимальная амплитуда возмущения магнитного поля равна $\delta B/B = 10^{-3}$.

Моделирование работы диагностики HFS рефлектометрии проводили путем расчета распространения электромагнитной волны на возмущенном поле электронной плотности и магнитного поля с использованием двумерного полноволнового кода TAMIC R_tX Analyzer. При генерации файлов задания для кода использовали невозмущенные распределения электронной плотности и магнитного поля, а также рассчитанные двумерные распределения возмущений.

На рис. 9 представлено распределение частоты нижней отсечки для необыкновенной волны для основного индуктивного сценария ИТЭР. Моделирование распространения электромагнитной волны было проведено в области от 4.0792 до 6.6112 м в радиальном направлении и от 0.2780 до 0.7780 м — в вертикальном направлении.

Поскольку возмущение вращается в полоидальном направлении и является периодическим, то для определения отклика отраженной волны достаточно создать двумерные поля возмущений для нескольких моментов в течение одного периода возмущения. Для всех рассчитанных полей

возмущений плотности n и магнитного поля B были подготовлены двумерные файлы диэлектрической проницаемости для кода TAMIC R_tX analyzer. Расчет показал, что задача требует около 1.7 Гб оперативной памяти при постановке задачи (1.1 Гб при проведении расчета). Время счета для достижения стационарного распределения поля в счетной области составляет около 6 ч для процессора Inter Core i7 860 с тактовой частотой 2.8 ГГц. На рис. 10а и 10б представлены результаты расчетов: на рис. 10б величина относительного возмущения отраженного сигнала в зависимости от радиуса отражения и на рис. 10а радиальное распределение локального возмущения диэлектрической проницаемости, заложенное в модель. Видно, что радиальная локализация и ширина отклика рефлектометрии практически совпадает с локальным возмущением в модели. Для оценки зависимости чувствительности рефлектометрической диагностики ИТЭР к возмущениям с различным полоидальным номером m были проведены расчеты с вариацией числа m . На рис. 11 показаны результаты таких расчетов. Видно, что диагностика рефлектометрии при данной конфигурации антенн может регистрировать возмущения для ТАЕ-мод с полоидальными числами до $m = 30$ без уменьшения чувствительности.

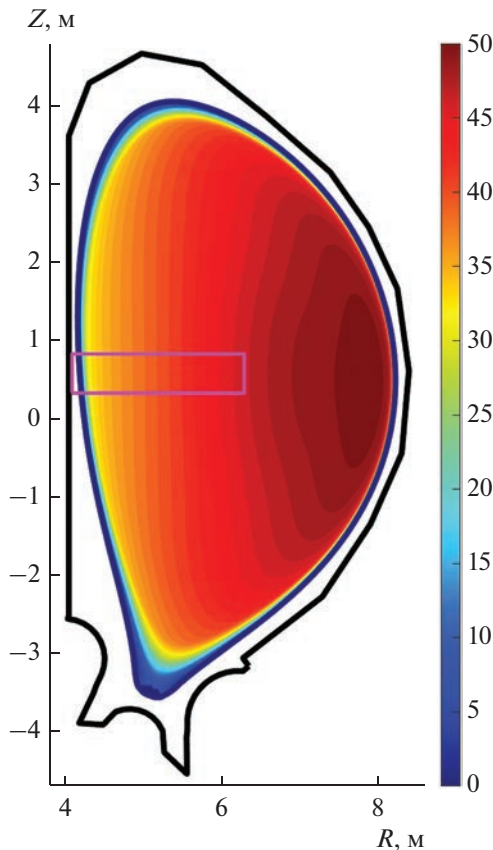


Рис. 9. Распределения поверхностей с одинаковой частоты нижней отсечки необыкновенной волны для основного индуктивного сценария ИТЭР; прямоугольником выделена расчетная область кода TAmIC RtX Analyzer.

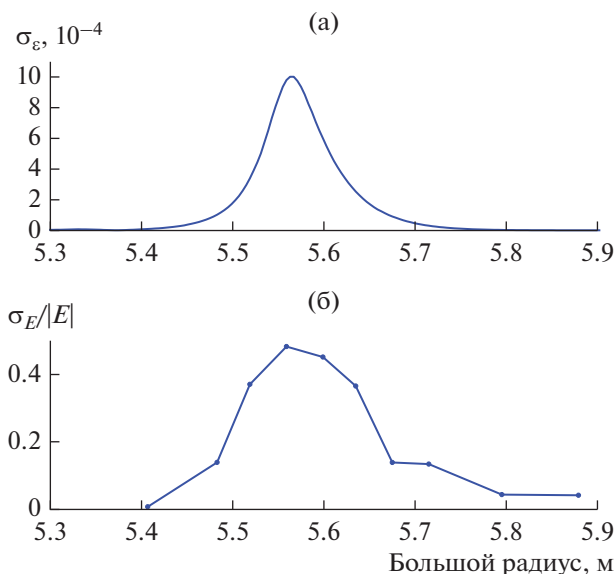


Рис. 10. Радиальные распределения возмущения ТАЕ-моды: а — локальное возмущение диэлектрической проницаемости; б — относительное возмущение сигнала отраженной волны.

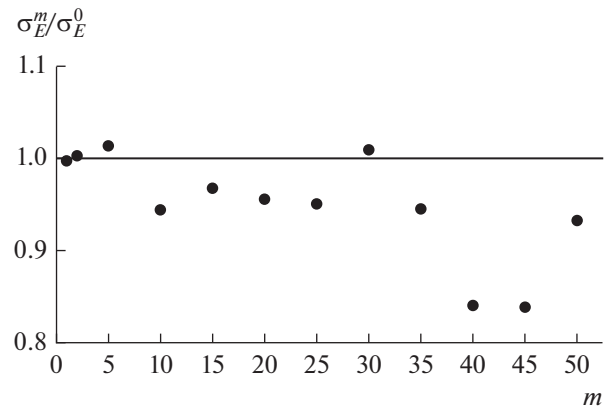


Рис. 11. Зависимость чувствительности рефлектометрической диагностики ИТЭР от полоидального номера m .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Программные комплексы Tamic Rt-H и Tamic Rt-X являются примером программного обеспечения, разработанного в Российской Федерации на основе метода импедансного аналога электромагнитного пространства отечественной научной школы Б.В. Сестрорецкого. Дальнейшее развитие данного программного продукта должно включать такие этапы, как создание 64-битной версии программных комплексов для увеличения предельных размеров анализируемых областей и адаптации алгоритмов и исходных текстов для использования параллельных и векторных вычислений с целью увеличения скорости расчетов, интегрировать в составы программных комплексов счетные ядра, в которых используются квазистатические и геометрические приближения [31]. Причем данное развитие программных комплексов необходимо осуществлять с учетом развития цифровой электроники.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мирнов С.В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 393.
2. Aymar R., Barabaschi P., Shimomura Y. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 519.
3. Сестрорецкий Б.В. // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1976. Вып. 2. С. 113.
4. Сестрорецкий Б.В. // Межвуз. сб. науч. трудов “Машинное проектирование устройств и систем СВЧ”. М.: МИРЭА, 1977. С. 127.
5. Сестрорецкий Б.В. // Вопр. Радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1983. Вып. 5. С. 56.

6. *Середов В.М.* // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1983. Вып. 5. С. 34.
7. *Сестрорецкий Б.В., Тищенко В.А.* // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1987. Вып. 11. С. 29.
8. *Сестрорецкий Б.В., Кустов В.Ю.* // Вопр. радиоэлектроники. 1988. Вып. 2. С. 3.
9. *Сестрорецкий Б.В., Кустов В.Ю., Шлепнев Ю.О.* // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1988. Вып. 12. С. 26.
10. *Кустов В.Ю.* Импедансная интерпретация метода конечных элементов для электродинамического анализа планарных волноводных устройств. Дис. ... канд. техн. наук. М.: МФТИ, 1988. 210 с.
11. *Сестрорецкий Б.В., Зиновьев А.В.* // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1988. Вып. 12. С. 43.
12. *Шлепнев Ю.О.* Применение метода прямых для математического моделирования планарных элементов интегральных схем СВЧ. Дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск. НЭИС, 1990. 194 с.
13. *Сестрорецкий Б.В., Карцев И.Ю.* // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общие вопросы радиоэлектроники. 1991. Вып. 1. С. 18.
14. *Карцев И.Ю.* Метод импедансно-сеточной функции Грина для решения двумерных задач дифракции. Дис. ... канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1991. 138 с.
15. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В., Вершков В.А. и др.* Электродинамический анализ двумерных неоднородных сред и плазмы. М.: Макс Пресс, 2005.
16. *Климов К.Н.* Методология численного анализа во временной области двумерных импедансно-сеточных моделей антенных систем и электродинамических объектов большой размерности. Дис. ... док. техн. наук. М.: МИЭМ, 2007. 402 с.
17. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 1. С. 30.
18. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 3. С. 271.
19. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 4. С. 389.
20. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 6. С. 645.
21. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 9. С. 1048.
22. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2001. Т. 46. № 10. С. 1223.
23. *Камышев Т.В., Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2005. Т. 50. № 4. С. 415.
24. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2005. Т. 50. № 6. С. 647.
25. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2006. Т. 51. № 7. С. 773.
26. *Климов К.Н., Сестрорецкий Б.В.* // РЭ. 2007. Т. 52. № 1. С. 5.
27. *Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Soldatov S.V., Urazbaev A.O. et al.* // Nucl. Fusion. 2005. V. 45. № 10. P. S203.
28. *Pinches S.D., Champan I.T., Lauber Ph.W. et al.* // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. № 2. P. 021807.
29. *Fasoli A., Gormenzano C., Berk H.L. et al.* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. № 6. P. S264.
30. *Вершков В.А., Шелухин Д.А., С.В. Солдатов и др.* // Приборы и техника эксперимента. 2004. № 2. С. 54.
31. *Конов К.И., Климов К.Н.* // РЭ. 2022. Т. 67. № 8. С. 745.
32. *Исаев М. Ю., Медведев С.Ю., Купер Э.А.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 2. С. 1.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.874;621.396

РАДИОПОГЛОТИТЕЛЬ С ВЫСОКОЙ УГЛОВОЙ УСТОЙЧИВОСТЬЮ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЫ НА ОСНОВЕ ИСКУССТВЕННОГО МАГНИТНОГО ПРОВОДНИКА И РЕЗИСТИВНОЙ ПЛЕНКИ

© 2023 г. Ю. Н. Казанцев^{а, *}, Г. А. Крафтмахер^а, В. П. Мальцев^а, В. С. Солосин^{а, б}^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация^б Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,
ул. Ижорская, 13, Москва, 125412 Российская Федерация

*E-mail: yukazantsev@mail.ru

Поступила в редакцию 21.10.2022 г.

После доработки 27.01.2023 г.

Принята к публикации 18.04.2023 г.

Предложена конструкция радиопоглотителя (РП) с высокой устойчивостью резонансной частоты на основе резистивной пленки с сопротивлением 120 Ом на квадрат и искусственного магнитного проводника в составе пары емкостных решеток на слое диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon_1 \gg 1$), металлизированном с противоположной стороны. Результаты численных расчетов частотно-угловых зависимостей коэффициента отражения от РП подтвердили их предварительные оценки, полученные по аналитическим выражениям. Так, при $\epsilon_1 = 20$ сдвиг резонансной частоты не превысил 2% в интервале углов падения $\varphi = 0^\circ \dots 60^\circ$, а отношение ширины полосы поглощения РП к его толщине “bandwidth thickness ratio” при $\varphi = 0$ составило 4.29.

DOI: 10.31857/S0033849423070045, EDN: WOQNAQ

ВВЕДЕНИЕ

Искусственные магнитные проводники (ИМП) [1–8] обычно относят к классу так называемых метаматериалов, т.е. материалов с необычными электромагнитными свойствами. “Необычность” ИМП состоит в том, что коэффициент отражения плоской волны от них равен $+1$, а не -1 , как в случае электрического проводника, а на поверхности ИМП расположена пучность тангенциальной компоненты электрического поля. Эти свойства позволили эффективно использовать ИМП в антенной технике и технике радиопоглотителей (РП) [9–11]. Так, в работе [11] была предложена конструкция модифицированного РП Солсбери, в которой резистивная пленка была положена вблизи поверхности ИМП, выполненного из пары близко расположенных емкостных решеток на слое диэлектрика, металлизированного с противоположной стороны.

В этой конструкции простота и технологичность сочетались с хорошими поглощающими характеристиками и малым рассеиванием на высоких частотах за пределами полосы поглощения. В той же работе [11] указана потенциальная возможность повышения угловой устойчивости резонансной частоты без изменения полосы поглощения путем применения в слое между решетками и экраном

диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью.

Цель данной работы – исследование частотно-угловых зависимостей коэффициента отражения от такого РП для различных значений диэлектрической проницаемости слоя между парой решеток и экраном.

1. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ЧАСТОТНО-УГЛОВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОТ РАДИОПОГЛОТИТЕЛЯ

В состав РП (рис. 1а) входит ИМП 1 и расположенная вблизи поверхности ИМП резистивная пленка 2 с сопротивлением, равным волновому сопротивлению свободного пространства 120 Ом. ИМП состоит из пары близко расположенных емкостных решеток на слое диэлектрика толщиной D с проницаемостью ϵ_1 , слой металлизирован с противоположной стороны. Емкостные периодические решетки, выполненные из металлических квадратных элементов (рис. 1б), сдвинуты по отношению друг к другу на половину периода по обеим координатам и разделены тонким диэлектрическим слоем толщиной d с проницаемо-

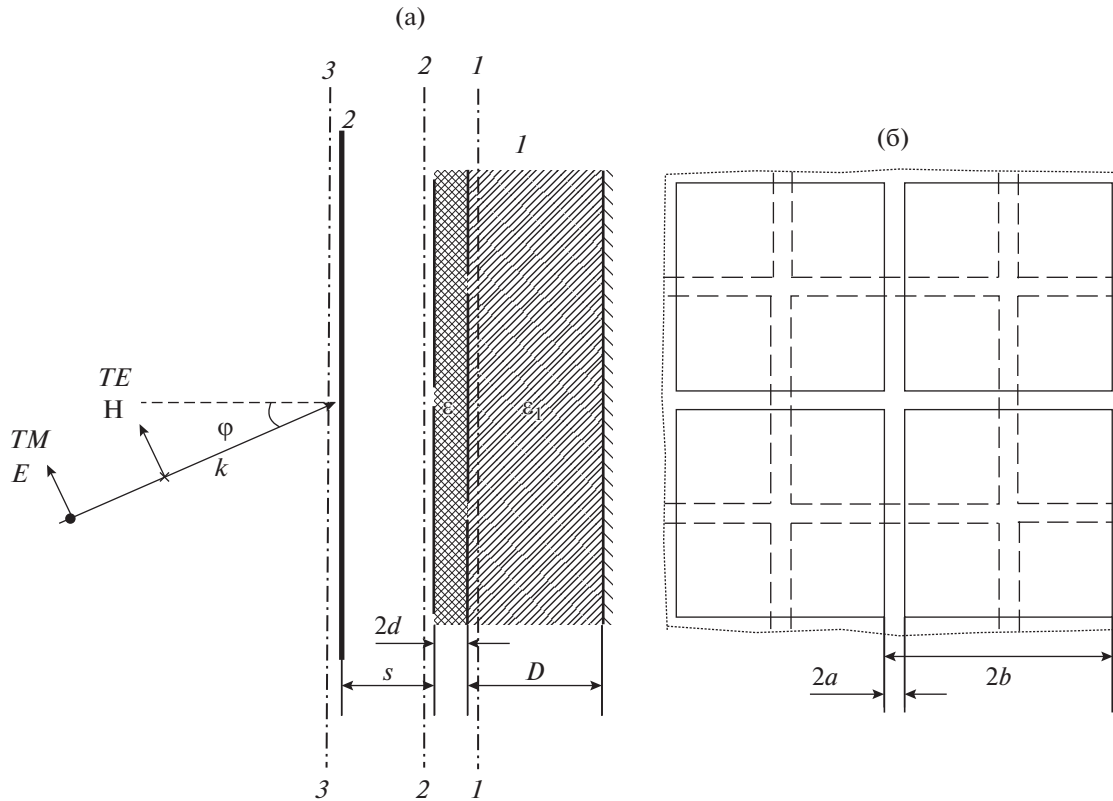


Рис. 1. Схема радиопоглопителя: а – структура РП (1 – ИМП, 2 – резистивная пленка), б – пара емкостных решеток из квадратных проводящих элементов.

стью ϵ . Все размеры на рис. 1 малы по сравнению с длиной волны и, кроме того, $a \ll b$, $d \ll b$.

Поперечные размеры РП предполагаются бесконечно большими. Сечения 1–1 и 2–2 на рис. 1а лежат соответственно на правой и левой сторонах пары емкостных решеток, а сечение 3–3 – на левой стороне резистивной пленки. Эквивалентные импедансы в этих сечениях Z_{11} , Z_{22} и Z_{33} связаны следующими соотношениями:

$$Z_{22} = \frac{Z_{11}Z}{Z_{11} + Z}, \quad (1)$$

$$Z_{33} = \frac{Z_{22}}{1 + Z_{22}}, \quad (2)$$

где импеданс пары емкостных решеток имеет вид

$$Z = -j \frac{2d}{k(b-2a)b\epsilon}, \quad (3)$$

$k = 2\pi/\lambda = 2\pi f/c$, λ – длина волны, f – частота, c – скорость света в свободном пространстве, а импеданс в сечении 1–1 описывается для волн TE -поляризации следующими формулами [8]:

$$Z_{11} = j \frac{\operatorname{tg}(kD\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi})}{\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi}}, \quad (4)$$

а для волн TM -поляризации –

$$Z_{11} = j \frac{\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi} \operatorname{tg}(kD\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi})}{\epsilon_1}, \quad (5)$$

где φ – угол падения плоской волны на РП.

В формулах (1)–(5) все импедансы нормализованы на импеданс свободного пространства.

Импеданс Z_{22} стремится к бесконечности при условии

$$Z_{11} + Z \rightarrow 0, \quad (6)$$

что соответствует резонансу в объеме между парой решеток и электропроводящим экраном. Подставив в формулу (6) выражения (3)–(5), легко получить уравнения для резонансных значений k_p волновых чисел для волн TE -поляризации

$$\frac{k_p \operatorname{tg}(k_p D \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi})}{\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi}} = \frac{2d}{(b-2a)b\epsilon} \quad (7)$$

и для волн TM -поляризации

$$\frac{k_p \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi} \operatorname{tg}(k_p D \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi})}{\epsilon_1} = \frac{2d}{(b-2a)b\epsilon}. \quad (8)$$

Коэффициент отражения R от РП может быть определен по известным формулам [12] отражения от импедансной плоскости для волн TE -поляризации:

$$R = \frac{Z_{33} - 1/\cos \varphi}{Z_{33} + 1/\cos \varphi} \quad (9)$$

и для волн TM -поляризации

$$R = \frac{Z_{33} - \cos \varphi}{Z_{33} + \cos \varphi}. \quad (10)$$

Используя формулы (9), (10) и (1)–(5) несложно получить выражение для $|R|^2$ для волн TE -поляризации:

$$|R|^2 = \frac{\left(1 - \frac{1}{\cos \varphi}\right)^2 + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \left(\frac{k(b-2a)b\epsilon}{2d} - \frac{\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi}}{\operatorname{tg}(kD\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi})} \right)^2}{\left(1 + \frac{1}{\cos \varphi}\right)^2 + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \left(\frac{k(b-2a)b\epsilon}{2d} - \frac{\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi}}{\operatorname{tg}(kD\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi})} \right)^2} \quad (11)$$

и для волн TM -поляризации

$$|R|^2 = \frac{(1 - \cos \varphi)^2 + \cos^2 \varphi \left(\frac{k(b-2a)b\epsilon}{2d} - \frac{\epsilon_1}{\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi} \operatorname{tg}(kD\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi})} \right)^2}{(1 + \cos \varphi)^2 + \cos^2 \varphi \left(\frac{k(b-2a)b\epsilon}{2d} - \frac{\epsilon_1}{\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi} \operatorname{tg}(kD\sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \varphi})} \right)^2}. \quad (12)$$

В случае нормального падения волны на РП выражения (11) и (12) сводятся к следующей формуле:

$$|R|^2 = 1 / \left[1 + \left(\frac{2}{k(b-2a)b\epsilon/(2d) - \sqrt{\epsilon_1}/\operatorname{tg}(kD\sqrt{\epsilon_1})} \right)^2 \right]. \quad (13)$$

Для электрически тонкого слоя диэлектрика между парой решеток и экраном ($kD\sqrt{\epsilon_1} \ll 1$) выражение (13) с учетом формул (7) и (8) при $\varphi = 0$ приобретает вид

$$|R|^2 = 1 / \left[1 + \left(\frac{2kD}{k^2/k_p^2 - 1} \right)^2 \right], \quad (14)$$

С помощью формулы (14) легко получить выражение для относительной полосы поглощения РП

$$\frac{k_{\max} - k_{\min}}{k_p} = 2kD\sqrt{\frac{r^2}{1-r^2}}, \quad (15)$$

где r^2 — коэффициент отражения по мощности на краях полосы поглощения и формулу для “bandwidth thickness ratio”

$$\frac{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}}{D} = 4\pi\sqrt{\frac{r^2}{1-r^2}}. \quad (16)$$

При $r^2 = 0.1$ относительная полоса поглощения и “bandwidth thickness ratio” равны $4.19D/\lambda_p$ и 4.19 соответственно.

Формулы (7), (8) и (11)–(16) позволяют оценить полосу поглощения и угловую устойчивость РП при различных значениях диэлектрической

проницаемости ϵ_1 слоя материала между парой решеток и электропроводящим экраном. Следует отметить, что эти формулы не учитывают таких факторов как неоднородности электрического поля вблизи решеток и взаимодействие между парой решеток и резистивной пленкой.

В качестве расчетной модели для таких оценок принята конструкция РП, в которой используются промышленные материалы и компоненты. Так, пара решеток может быть выполнена методом фотолитографии на двухсторонней фольгированной пленке AP 8535R фирмы DuPont. Характеристики этой пары: $2b = 4$ мм, $2a = 0.3$ мм, $2d = 0.1$ мм, $\epsilon = 3.4$ (полиимид). Слой диэлектрика между парой решеток и электропроводящим экраном толщиной $D = 4$ мм может быть выполнен из ламината RO 3006 ($\epsilon_1 = 6.15$), RO 3010 ($\epsilon_1 = 10.2$) фирмы Rogers, из керамики МТ-15 ($\epsilon_1 = 15$) и МТ-20 ($\epsilon_1 = 20$) фирмы ЦКБ СРМ.

На рис. 2 приведены частотные зависимости коэффициента отражения от РП при нормальном падении волны для трех значений ϵ_1 , рассчитанные по формуле (13). Характеристики этих зависимостей f_p , $\Delta f/f_p$ и $\Delta\lambda/D$ даны в табл. 1. Величины $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$ и $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$ берутся по уровню отражения -10 дБ. Из данных табл. 1 сле-

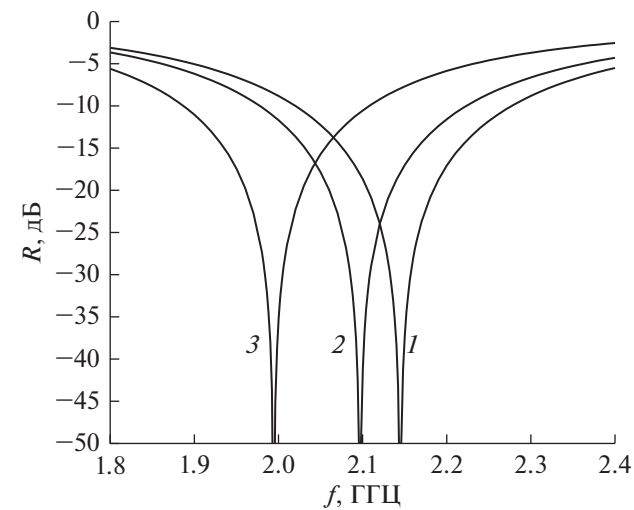


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента отражения от РП при нормальном падении волны, рассчитанные по аналитической формуле для $\epsilon_1 = 6.15$ (1), 10.2 (2) и 20 (3).

дует, что в широком интервале значений ϵ_1 полосы поглощения РП $\Delta f/f_p$ и значение $\Delta\lambda/D$ изменяются незначительно.

В табл. 2 приведены результаты расчета резонансных частот f_p для волн TM -поляризации при четырех углах падения ϕ для трех значений диэлектрической проницаемости ϵ_1 , полученные с помощью формулы (8). Из данных, представленных в табл. 2, следует, что уже при $\epsilon_1 = 10.2$ смещение резонансной частоты $\Delta f/f_p$ при увеличении угла падения ϕ от 0° до 60° не превышает 4%. Аналогичный расчет для волн TE -поляризации дает существенно меньшее смещение резонансной частоты.

2. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОТ РАДИОПОГЛОТИТЕЛЯ

Целью численного расчета является определение характеристик РП с учетом факторов, не учтенных в аналитических выражениях разд. 1, к числу которых относятся: неоднородность электромагнитного поля вблизи решеток и взаимодействие между решетками и резистивной пленкой.

Параметры пары решеток приняты те же, что и в разд. 1. Расстояние между резистивной пленкой и решетками $s = 0.2$ мм выбрано из условия мак-

Таблица 1. Характеристики частотных зависимостей коэффициента отражения от РП при нормальном падении волны TM -поляризации для трех значений ϵ_1

ϵ_1	f_p , ГГц		$f_{\text{макс}}$, ГГц		$f_{\text{мин}}$, ГГц		$\Delta f/f_p$, %		$\Delta\lambda/D$	
	А	Ч	А	Ч	А	Ч	А	Ч	А	Ч
6.15	2.144	2.044	2.28	2.17	2.02	1.93	12.1	11.7	4.23	4.3
10.2	2.096	1.935	2.22	2.04	1.98	1.83	11.5	10.9	4.1	4.22
20	1.994	1.728	2.11	1.81	1.89	1.64	11	10	4.14	4.29

Примечание. А – аналитический расчет, Ч – численный расчет.

Таблица 2. Характеристики частотных зависимостей коэффициента отражения от РП для волн TM -поляризации при различных углах падения ϕ для трех значений ϵ_1

ϵ_1	ϕ , град	f_p , ГГц		Δf_p , ГГц		$\Delta f_p/f_p$, %	
		А	Ч	А	Ч	А	Ч
6.15	0	2.144	2.044	0.0	0.0	0.0	0.0
	30	2.19	2.087	0.046	0.041	2.1	2.06
	45	2.238	2.133	0.094	0.089	4.2	4.17
	60	2.29	2.184	0.146	0.14	6.81	6.41
10.2	0	2.096	1.935	0.0	0.0	0.0	0.0
	30	2.124	1.959	0.028	0.024	1.32	1.23
	45	2.152	1.985	0.056	0.05	2.6	2.52
	60	2.18	2.012	0.084	0.077	3.85	3.83
20	0	1.994	1.728	0.0	0.0	0.0	0.0
	30	2.006	1.74	0.012	0.012	0.6	0.69
	45	2.02	1.75	0.026	0.022	1.29	1.26
	60	2.032	1.763	0.038	0.035	1.87	1.99

Примечание. А – аналитический расчет, Ч – численный расчет.

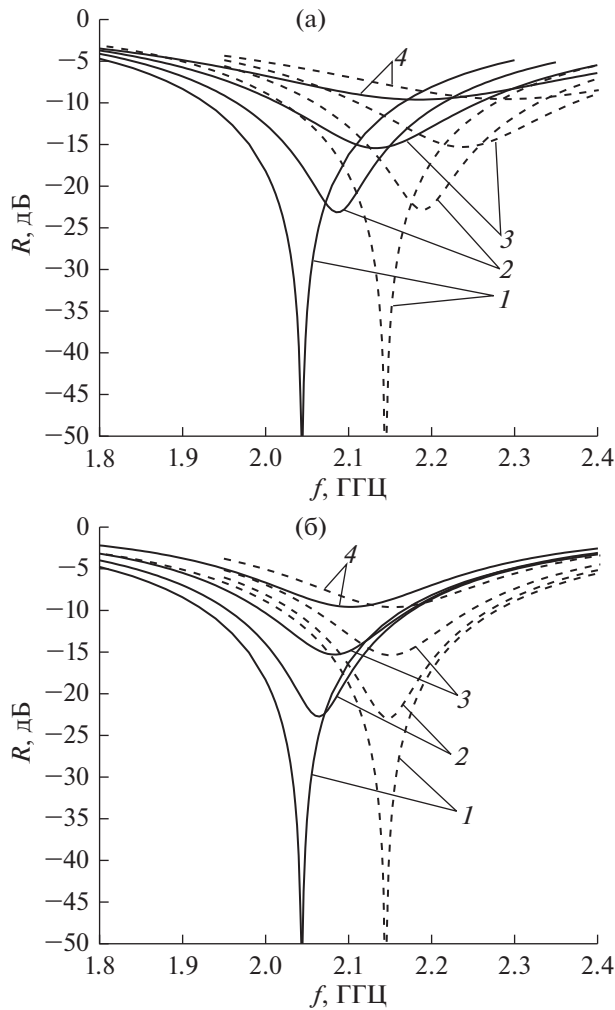


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента отражения от РП для волн TM -поляризации (а) и TE -поляризации (б) при $\epsilon_1 = 6.15$ и углах падения 0° (1), 30° (2), 45° (3) и 60° (4): численный расчет (сплошные кривые), расчет по аналитической формуле (штриховые).

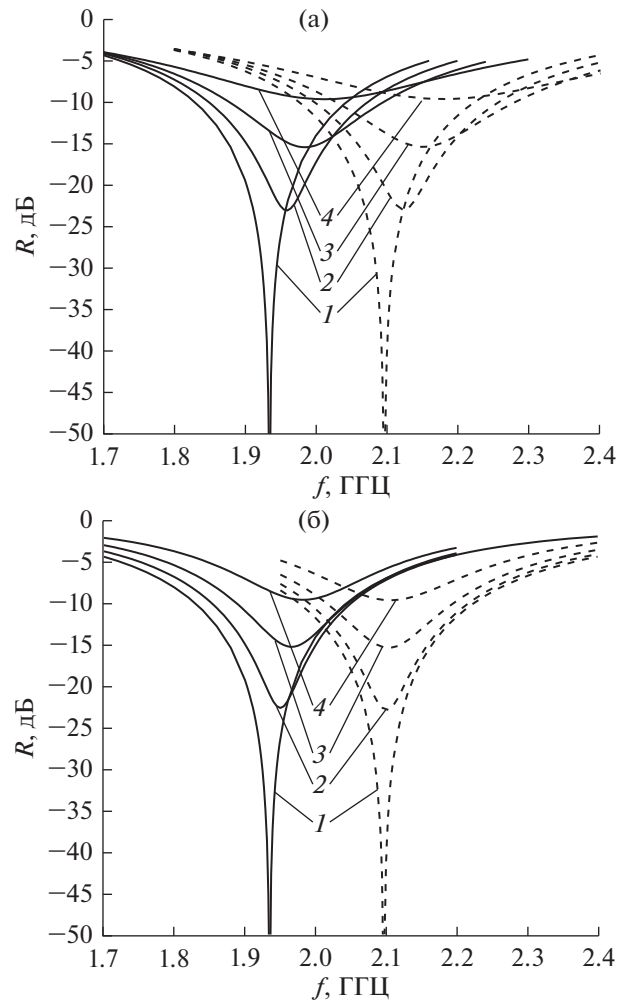


Рис. 4. Частотные зависимости коэффициента отражения от РП для волн TM -поляризации (а) и TE -поляризации (б) при $\epsilon_1 = 10.2$ и углах падения 0° (1), 30° (2), 45° (3) и 60° (4): численный расчет (сплошные кривые), расчет по аналитической формуле (штриховые).

симула глубины резонансного минимума коэффициента отражения от РП при нормальном падении плоской волны.

На рис. 3 приведены частотные зависимости коэффициента отражения от РП для волн TM - и TE -поляризации при $\epsilon_1 = 6.15$ и углах падения 0° , 30° , 45° и 60° . На рис. 4 и 5 приведены аналогичные зависимости при $\epsilon_1 = 10.3$ и $\epsilon_1 = 20$ соответственно. На этих же рисунках штриховыми линиями для сравнения даны те же зависимости, но рассчитанные по аналитическим формулам (11) и (12).

Характеристики этих зависимостей даны в табл. 1 и 2, а также в табл. 3 для волн TE -поляризации. Данные этих таблиц показывают неплохое соответствие результатов численных расчетов и оценок по аналитическим выражениям.

Результаты численных расчетов подтверждают тот факт, что увеличение диэлектрической проницаемости ϵ_1 слоя между парой решеток и экраном позволило сильно повысить угловую устойчивость РП без существенного изменения полосы поглощения. Так, при увеличении диэлектрической проницаемости слоя ϵ_1 с 6.15 до 20 характеристика угловой устойчивости $\Delta f_p / f_p$ при максимальном угле падения $\varphi = 60^\circ$ изменяется от 6.4 до 2% и от 2.8 до 1.8% для волн TM - и TE -поляризации соответственно. При этом полоса поглощения для нормального падения волны на РП меняется всего с 11.7 до 10%.

Этот факт физически обусловлен тем, что диэлектрик с высокой диэлектрической проницае-

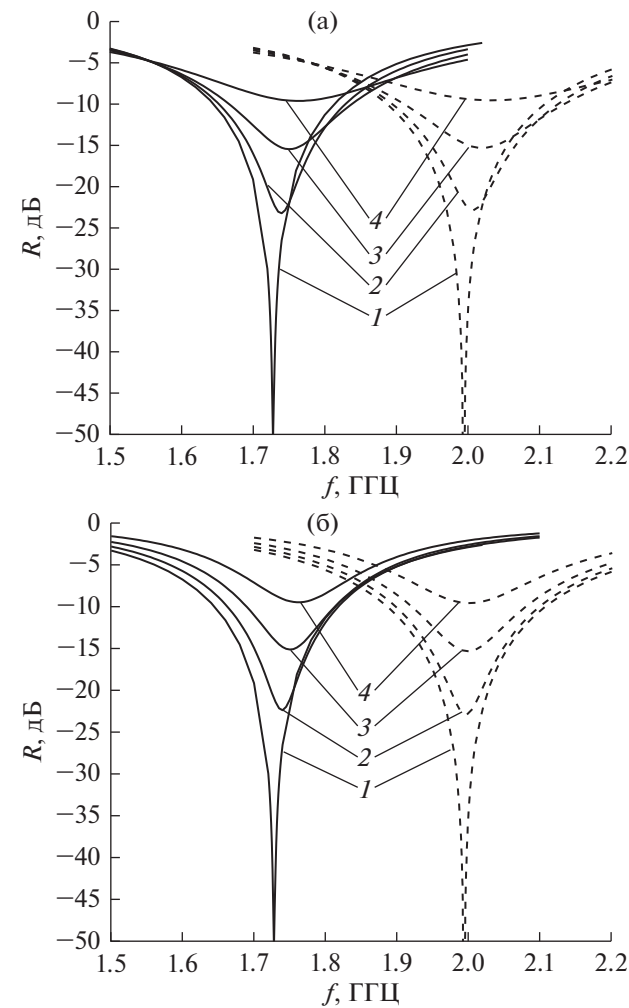


Рис. 5. Частотные зависимости коэффициента отражения от РП для волн *ТМ*-поляризации (а) и *ТЕ*-поляризации (б) при $\epsilon_1 = 20$ и углах падения 0 (1), 30 (2), 45 (3) и 60 град (4): численный расчет (сплошные кривые), расчет по аналитической формуле (штриховые).

мостью находится в области малой интенсивности электрического поля и поэтому слабо влияет на эффективную емкость, а следовательно, на резонансную частоту и полосу поглощения РП.

Все численные расчеты в работе выполнены методом моментов в программе FEKO.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, численный расчет частотно-угловых зависимостей коэффициента отражения от РП при разных значениях диэлектрической проницаемости ϵ_1 слоя подтвердил, что увеличение диэлектрической проницаемости до $\epsilon_1 = 20$ позволяет обеспечить высокую угловую устойчивость резонансной частоты (сдвиг частоты меньше 2% при увеличении угла падения от 0° до 60°)

Таблица 3. Характеристики частотных зависимостей коэффициента отражения от РП (численный расчет) для волн *ТЕ*-поляризации при различных углах падения ϕ для трех значений ϵ_1

ϵ_1	ϕ , град	f_p , ГГц	Δf_p , ГГц	$\Delta f_p/f_p$, %
6.15	0	2.044	0.0	0.0
	30	2.064	0.02	0.93
	45	2.083	0.039	1.81
	60	2.103	0.059	2.81
10.2	0	1.935	0.0	0.0
	30	1.952	0.017	0.81
	45	1.968	0.033	1.57
	60	1.985	0.05	2.37
20	0	1.728	0.0	0.0
	30	1.741	0.013	0.65
	45	1.752	0.024	1.20
	60	1.764	0.036	1.80

без существенного изменения полосы поглощения для нормального падения волны.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sievenpiper D., Zhang L., Broas R.F.J. et al. // IEEE Trans. 1999. V. MTT-47. № 11. P. 2059.
2. Broas R.F.J., Sievenpiper D.F., Yablonovitch E. // IEEE Trans. 2001. V. MTT-49. № 7. P. 1262.
3. Broas R.F.J., Sievenpiper D.F., Yablonovitch E. // IEEE Trans. 2005. V. AP-53. № 4. P. 1377.
4. Clavijo S., Diaz R.E., McKinzie W.E. // IEEE Trans. 2003. V. AP-51. № 10. P. 2678.
5. Feresidis A.P., Goussetis G., Shenhong Wang, Vardaxoglou J.C. // IEEE Trans. 2003. V. AP-51. № 1. P. 209.
6. Ying Zhang, von Hagen J., Younis M. et al. // IEEE Trans. 2003. V. AP-51. № 10. P. 2704.
7. Fan Yang, Rahmat-Samii Y. // IEEE Trans. 2003. V. AP-51. № 10. P. 2691.
8. Казанцев Ю.Н., Анлеталин В.Н. // РЭ. 2007. Т. 52. № 4. С. 415.
9. Engheta N. // IEEE Antennas and Propagation Society Intern. Symp. June 2002. V. 2. P. 392.
10. Simms S., Fusco V. // Electron. Lett. 2005. V. 41. № 24. P. 1311.
11. Казанцев Ю.Н., Крафтмахер Г.А., Мальцев В.П., Солосун В.С. // РЭ. 2022. Т. 67. № 4. С. 339.
12. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.86

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНЫХ НАНО- И СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ВИДЕОИМПУЛЬСОВ В СРЕДЕ С МЕНЯЮЩИМИСЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

© 2023 г. П. С. Глазунов^{a, b}, В. А. Вдовин^{b, *}, А. М. Салецкий^a

^a Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, 1, Москва, 119991 Российская Федерация

^b Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 7, стр. 11, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: vdv@cplire.ru

Поступила в редакцию 05.05.2023 г.

После доработки 05.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Предложена консервативная модель слабопроводящей материальной среды с меняющимися термодинамическими характеристиками в процессе распространения в ней импульса. Получены уравнения, описывающие изменение формы профиля видеоимпульса, распространяющегося в среде, а также в нелинейных линиях передачи с температурной зависимостью диэлектрической проницаемости. Показано, что если температурный коэффициент диэлектрической проницаемости отрицателен, то возможно увеличение пиковой мощности импульса с течением времени, в противном случае температурная зависимость диэлектрической проницаемости приводит к увеличению затухания.

DOI: 10.31857/S0033849423080053, EDN: UWMFWQ

ВВЕДЕНИЕ

Генераторы наносекундных видеоимпульсов напряжения становятся все более востребованными [1, 2] как для фундаментальных физических исследований (ускорители частиц [3–5]; изучение стримерных разрядов [6]), так и для технических приложений (рентгеноимпульсные аппараты [7, 8]; источники [9] и излучатели [10–13] сверхширокополосных импульсов; генераторы накачки полупроводниковых [14, 15] и газовых лазеров [16, 17]).

В 60-е годы XX в. была продемонстрирована возможность использования нелинейных линий передачи в конструкциях подобных генераторов для формирования ударных электромагнитных волн [18–20]. Это позволило сократить длительность фронта импульса до одной наносекунды [21]. В современных работах нелинейные линии добавляются в конструкцию высоковольтных генераторов для получения установок с уникальными параметрами генерации [22–30].

Однако теория нелинейных линий, используемая в работах [18–30], ограничивается случаем, в котором электромагнитные волны, проходя через материальную среду, не изменяют ее термодинамического состояния. Это предположение сужает класс нелинейных эффектов, которые можно описать теоретически.

Цель данной статьи — разработать модель, учитывающую изменение термодинамического состояния материальной среды при распространении в ней электромагнитного импульса.

Похожие модели рассматривались ранее в задачах, не связанных с генерацией наносекундных видеоимпульсов. Учет изменения характеристик среды при увеличении температуры проводился в задаче о микроволновой сушке [31, 32]; задаче о распространении лазерного излучения в капиллярных световодах [33], металлических полых волноводах [34, 35], а также ионизирующей диэлектрической среде [36, 37]; задаче об описании взаимодействия лазерного видеоимпульса с поверхностью металла [38, 39].

Отметим, что в каждой из работ [31–39] используется понятие температуры — чисто термодинамической величины. Но несмотря на это в данных работах опускается вопрос о том, являются ли рассматриваемые модели материальных сред термодинамическими (для этого необходима проверка выполнения термодинамических соотношений). В данной статье мы предлагаем модель нелинейной материальной среды, для которой выполняются начала термодинамики. Нелинейные эффекты (искажение формы профиля видеоимпульса при его распространении) в нашей модели возникают из-за сочетания двух факторов: нали-

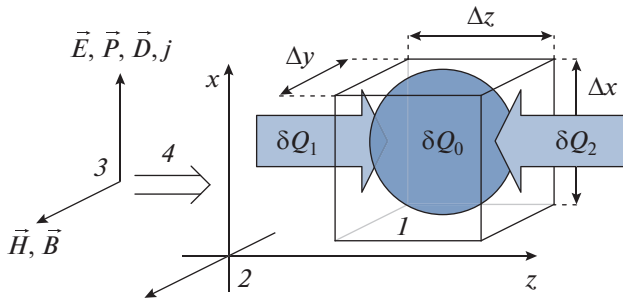


Рис. 1. Схема, поясняющая вывод уравнений: 1 – малый объем среды $\Delta Q = \Delta x \Delta y \Delta z$; 2 – используемая система координат; 3 – направление векторов электромагнитного поля; 4 – направление распространения импульса.

чия ненулевой проводимости среды и наличия зависимости поляризации среды от температуры.

1. УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСА

Рассмотрим слабо проводящие среды, обладающие постоянной удельной проводимостью $\sigma = \text{const}$ и относительной диэлектрической проницаемостью ϵ , зависящей от температуры среды T . Для упрощения примем, что ϵ и σ не зависят от частоты излучения, а явление дифракции слабо проявляется на фоне возникающих нелинейных эффектов, поэтому пучок электромагнитных волн распространяется в одном направлении (вдоль оси Oz , рис. 1). Пусть справедливы материальные уравнения

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon_0 \epsilon(T) \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \\ \vec{P} &= \epsilon_0 \chi(T) \vec{E}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\vec{B}$, $\vec{D}$ – векторы магнитной и электрической индукции; $\vec{H}$, $\vec{E}$ – векторы напряженности электрического и магнитного поля; $\vec{j}$ – вектор плотности тока электронов проводимости; $\vec{P}$ – вектор поляризации среды; ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные; $\chi(T)$ – относительная диэлектрическая восприимчивость среды, зависящая от температуры.

Пусть $\vec{E} = E(z, t) \vec{e}_x$, $\vec{H} = H(z, t) \vec{e}_y$ ($\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$ – орты, направленные вдоль координатных осей). Тогда из уравнений (1) следует

$$\begin{aligned} \vec{D} &= D(z, t) \vec{e}_x, \quad \vec{B} = B(z, t) \vec{e}_y, \\ \vec{j} &= j(z, t) \vec{e}_x, \quad \vec{P} = P(z, t) \vec{e}_x. \end{aligned}$$

В таком случае уравнения Максвелла принимают вид системы (операция взятия частной производ-

ной по какой-либо переменной ξ обозначим символом ∂_ξ):

$$\begin{aligned} \partial_z E &= -\mu_0 \partial_t H, \\ -\partial_z H &= \epsilon_0 \partial_t E + \partial_t \{ \epsilon_0 \chi(T) E \} + j. \end{aligned} \quad (2)$$

Чтобы система (1), (2) была замкнутой, ее нужно дополнить уравнением для T . Это уравнение может быть выведено из первого начала термодинамики.

Для применения первого начала необходимо предположить, что при прохождении импульса термодинамическое состояние материальной среды успевает достичь локального термодинамического равновесия. Это предположение верно, если продолжительность видеоимпульса Δt много больше времен релаксационных процессов τ_e и τ_p , происходящих в среде. Время τ_e связано с движением электронов проводимости, а время τ_p – со смещением связанных зарядов. τ_e можно оценить как среднее время пробега электрона в твердом теле (примерно 10^{-14} с); τ_p варьируется в широких пределах в зависимости от типа поляризации диэлектрика. Поскольку мы приняли, что $\Delta t \sim 10^{-10}$ с, необходимо выполнение неравенства $\tau_p \ll 10^{-10}$ с. Столь быстрые процессы поляризации возможны в диэлектриках с ионным или атомным типом поляризации, для которых $\tau_p \sim 10^{-12} \dots 10^{-13}$ с [40]. В таком случае условия $\Delta t \gg \tau_e$, τ_p выполняются.

Запишем первое начало термодинамики для единицы объема среды (см. рис. 1):

$$\delta Q = dU + dA,$$

где δQ – количество тепла, поглощаемое единицей объема среды; U – сумма внутренней энергии среды U' и энергии электромагнитного поля $U'' = (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2)/2$ в единице объема среды; $dA = -EdD - HdB$ – работа, совершаемая единицей объема среды. Используя эти формулы, первое начало термодинамики можно записать относительно U' :

$$\delta Q = dU' - EdP. \quad (3)$$

Согласно стандартной процедуре расчета [41] для определения U' необходимо решить систему уравнений в частных производных при заданных $C_p(P, T)$ и $E(P, T)$:

$$\partial_T U'(P, T) = C_p(P, T), \quad (4)$$

$$\partial_P U'(P, T) = E(P, T) - T \partial_T E(P, T). \quad (5)$$

Здесь $C_p(P, T)$ – удельная (на единицу объема) теплоемкость материальной среды при постоянной поляризации. С учетом того, что $E(P, T) = P/(\epsilon_0 \chi(T))$, проинтегрировав уравнение (5), получим

$$U'(P, T) = f(T) + P^2 \{ \chi^{-1}(T) - T \partial_T \chi^{-1}(T) \} / (2\epsilon_0), \quad (6)$$

где $f(T)$ – некоторая функция температуры. Подставляя (6) в (4), найдем, что

$$\begin{aligned} C_p(P, T) &= C_0(T) + C_1(P, T), \quad C_0(T) = \partial_T f(T), \\ C_1(P, T) &= -P^2 T \partial_{TT} \chi^{-1}(T) / (2\varepsilon_0). \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку $C_1 = 0$ при $\chi = \text{const}$, очевидно, что C_1 является составляющей теплоемкости, возникающей из-за температурной зависимости $\chi(T)$. Параметр же C_0 , как видно из формулы (7), может зависеть только от температуры, поэтому C_0 является составляющей теплоемкости, связанной с тепловыми колебаниями атомов кристаллической решетки: $C_0 = c\rho$, где c – удельная на единицу массы теплоемкость, ρ – плотность материальной среды. Пусть $c, \rho = \text{const}$. В таком случае с точностью до постоянного слагаемого

$$U'(P, T) = c\rho T + P^2 \{ \chi^{-1}(T) - T \partial_T \chi^{-1}(T) \} / (2\varepsilon_0). \quad (8)$$

Существование решения системы уравнений (4), (5) гарантирует, что для исследуемой модели материальной среды локально выполняется второе начало термодинамики [41] (возможно введение энтропии как непрерывной и дважды дифференцируемой функции аргументов P, T). Выполнение третьего начала (стремление энтропии системы к нулю при $T \rightarrow 0$) возможно достичь при учете температурной зависимости $C_0(T)$.

Далее, найдем δQ . Для этого рассмотрим малый объем среды $\Delta \mathcal{U} = \Delta x \Delta y \Delta z$ (см. рис. 1). В этом объеме за счет джоулева нагрева за время Δt выделится тепло $\delta Q_0 = Ej \Delta \mathcal{U} \Delta t$. Помимо этого через границы объема $\Delta \mathcal{U}$ будет происходить теплообмен с окружающей его средой. Поскольку мы предполагаем, что физические величины не зависят от координат x и y , тепловой поток будет направлен вдоль оси Oz . Согласно закону Фурье (см. выбранные направления тепловых потоков на рис. 1) через левую стенку $\Delta \mathcal{U}$ за время Δt проходит количество тепла, равное

$$\delta Q_1 = -\kappa \partial_z T(z) \Delta x \Delta y \Delta t,$$

а через правую

$$\delta Q_2 = \kappa \partial_z T(z + \Delta z) \Delta x \Delta y \Delta t.$$

Здесь $\kappa = \text{const}$ – коэффициент теплопроводности. Тогда

$$\delta Q = (\delta Q_2 + \delta Q_1 + \delta Q_0) / \Delta \mathcal{U}.$$

При $\Delta \mathcal{U}, \Delta t \rightarrow 0$, получим

$$\delta Q / dt = Ej + \kappa \partial_{zz} T. \quad (9)$$

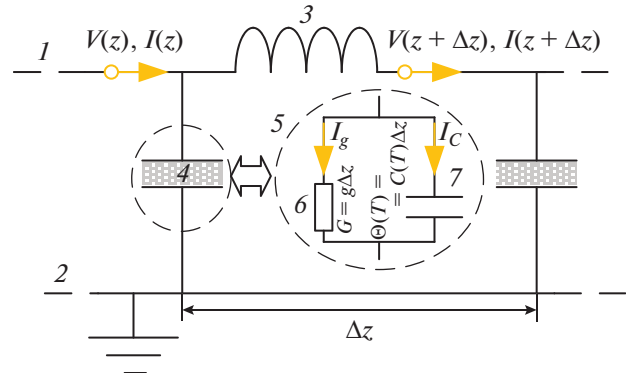


Рис. 2. Схема нелинейной длинной линии: прямой 1 и обратный 2 провода линии; распределенная индуктивность 3; распределенная емкость 4 с заполнителем из нелинейной материальной среды; 5 – эквивалентная схема емкости 4, представляющая собой параллельно соединенные резистор 6 и вакуумный конденсатор 7; V, I – напряжение и ток в длинной линии; I_g – ток утечки, I_C – емкостной ток.

Разделим (3) на dt . Подставим (9) в (3). Учтем (8), а также то, что $d\chi/dt = \partial_T \chi \times \partial_t T$. В получившемся выражении сгруппируем слагаемые с $\partial_t T$, получим

$$\partial_t T = \frac{jE + \kappa \partial_{zz} T - T \partial_T \chi \partial_t (\varepsilon_0 E^2 / 2)}{c\rho + (\varepsilon_0 E^2 / 2) T \partial_{TT} \chi}. \quad (10)$$

Система уравнений (1), (2), (10) является искомой системой, замкнутой относительно $E(z, t)$, $T(z, t)$, $H(z, t)$. Для нее справедлив закон сохранения энергии. Используя формулы (3) и (9), трудно показать, что

$$E \partial_t P + Ej \equiv \partial_t U' - \kappa \partial_{zz} T.$$

Используя теорему Пойнтинга

$$\partial_z (EH) + \partial_t (\varepsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2) / 2 = -E \partial_t P - Ej,$$

придем к равенству

$$\partial_z (EH - \partial_z (\kappa T)) + \partial_t (\varepsilon_0 E^2 / 2 + \mu_0 H^2 / 2 + U') = 0.$$

Интегрируя это равенство по переменной z , получим закон сохранения

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} (\varepsilon_0 E^2 / 2 + \mu_0 H^2 / 2 + U') dz \equiv \\ \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} U dz = \text{const}. \end{aligned} \quad (11)$$

Приведем вывод аналогичных уравнений для длинной линии (рис. 2). Пусть распределенная емкость представляет собой конденсатор, заполненный проводящим диэлектриком, поляризуемость которого зависит от температуры. В таком случае этот конденсатор можно представить в виде параллельно соединенных резистора с прово-

димостью $G = g\Delta z$ и вакуумного конденсатора с емкостью $\Theta(T) = C(T)\Delta z$, здесь g , C — соответственно значения погонной проводимости (за счет которой появляется ток утечки I_g) и погонной емкости длинной линии.

Записывая законы Кирхгофа для цепи, изображенной на рис. 2, и устремляя Δz к нулю, получим

$$\partial_z V(z, t) = -L\partial_t I(z, t), \quad (12)$$

$$\partial_z I(z, t) = -\partial_t \{C(T)V(z, t)\} - gV(z, t), \quad (13)$$

где $V(z, t)$, $I(z, t)$ — значения напряжения и тока в длинной линии, а L — погонная индуктивность. Видно, что с помощью замен $V \rightarrow E$, $I \rightarrow H$, $L \rightarrow \mu_0$, $C(T) \rightarrow \epsilon_0 \epsilon(T) = \epsilon_0(1 + \chi(T))$, $g \rightarrow \sigma$ перейдем к системе уравнений Максвелла (2). Аналогичные замены следует сделать при использовании первого начала термодинамики:

$$HdB = Hd(\mu_0 H) \rightarrow Id(LI),$$

$$EdD = Ed(\epsilon_0 \epsilon(T)E) \rightarrow Vd(C(T)V).$$

Нас интересует изменение термодинамического состояния проводящего диэлектрика, поэтому первое начало термодинамики запишем для единицы его длины:

$$\delta Q = dU + dA = dU - Vd(C(T)V) - Id(LI),$$

где δQ и dU — погонное количество тепла и погонная внутренняя энергия диэлектрика. По аналогии с предыдущим случаем распишем U в виде суммы погонной внутренней энергии среды U' и погонной энергии электромагнитного поля U'' . Погонная емкость C совпадает по размерности с ϵ_0 , поэтому должна быть справедлива формула $C = \epsilon_0 \epsilon(T)\psi$, где ψ — некоторый безразмерный коэффициент. Тогда $C = \epsilon_0 \psi + \epsilon_0 \chi(T)\psi$ и, проводя аналогию с предыдущим случаем, мы введем $U'' = (\epsilon_0 \psi V^2 + L I^2)/2$. Замены $\epsilon_0 \psi \rightarrow \epsilon_0$, $V \rightarrow E$, $I \rightarrow H$, $L \rightarrow \mu_0$ переводят это выражение в формулу для плотности энергии электромагнитного поля в вакууме.

Далее запишем первое начало термодинамики относительно U' :

$$\delta Q = dU' - Vd\wp, \quad \wp = \epsilon_0 \psi \chi(T)V. \quad (14)$$

Здесь символ $\wp$ введен исключительно для проведения аналогии: замена $\wp \rightarrow P$, $\epsilon_0 \psi \rightarrow \epsilon_0$, $V \rightarrow E$ уравнения (14) сводятся к уравнению (3) и второму из уравнений (1). Решая систему уравнений в частных производных, аналогичную (4), (5), получим

$$U'(\wp, T) = \zeta T + \wp^2 \{\chi^{-1}(T) - T\partial_T \chi^{-1}(T)\} / (2\epsilon_0 \psi), \quad (15)$$

где ζ — погонная теплоемкость проводящего диэлектрика.

Для нахождения погонного тепла δQ рассмотрим объем проводящего диэлектрика $\Delta^0 U = S\Delta z$, где S — площадь поперечного сечения диэлектрика в длинной линии. Тогда за время Δt в диэлек-

трике длиной Δz за счет тока утечки выделится тепло $\delta Q_0 = gU^2 \Delta z \Delta t$, а через левую и правую стенки $\Delta^0 U$ пройдут количества тепла $\delta Q_1 = -\kappa S \partial_z T(z) \Delta t$ и $\delta Q_2 = \kappa S \partial_z T(z + \Delta z) \Delta t$ соответственно. Тогда

$$\delta Q = (\delta Q_2 + \delta Q_1 + \delta Q_0) / \Delta z.$$

При $\Delta z, \Delta t \rightarrow 0$, получим

$$\delta Q / dt = gU^2 + \kappa S \partial_{zz} T. \quad (16)$$

В итоге приходим к следующему уравнению для температуры:

$$\partial_t T = \frac{gV^2 + S\kappa \partial_{zz} T - T\partial_T \chi \partial_t (\epsilon_0 \psi V^2 / 2)}{\zeta + (\epsilon_0 \psi V^2 / 2) T \partial_{TT} \chi}. \quad (17)$$

Заменами $\kappa S \rightarrow \kappa$, $g \rightarrow \sigma$, $\epsilon_0 \psi \rightarrow \epsilon_0$, $V \rightarrow E$, $\zeta \rightarrow$ ср данное уравнение сводится к уравнению (10).

2. УПРОЩЕНИЕ УРАВНЕНИЙ МОДЕЛИ

Сделаем еще ряд упрощений.

Во-первых, решение системы (1), (2), (10) будем искать при заданных начальных условиях. Предполагается, что сам импульс генерируется в линейной среде, а затем, преодолевая границу раздела, к моменту времени t_0 (который мы примем за начальный) оказывается полностью локализован в нелинейной среде. Пусть температура материальной среды при $t = t_0$ постоянна и равна T_0 . Также предположим, что к моменту времени t_0 нелинейные эффекты не успевают существенно повлиять на динамику распространения импульса. Поэтому импульс, распространяющийся в нелинейной среде, при $t \leq t_0$ можно представить в виде плоской электромагнитной волны, бегущей вдоль оси Oz с постоянной фазовой скоростью $v_0 = \{\epsilon(T_0)\mu_0\}^{-1/2}$:

$$E(z, t) = E_0 f(z/L - v_0(t - t_0)/L),$$

$$H(z, t) = H_0 f(z/L - v_0(t - t_0)/L).$$

Здесь E_0 , H_0 — амплитуды электромагнитных полей начального импульса; L — некоторая константа; f — функция, которая задает форму профиля начального импульса.

Будем считать, что $f(\xi) \neq 0$ только при $|\xi| \leq 1/2$, а $\max |f| = 1$. В качестве такой функции для определенности выберем

$$f(\xi) = \begin{cases} \{1 + \cos(2\pi\xi)\}/2, & |\xi| < 1/2, \\ 0, & |\xi| \geq 1/2. \end{cases} \quad (18)$$

В таком случае константа L представляет собой длину начального импульса в среде, а продолжительность начального импульса в среде $\Delta t = L/v_0$. Подставляя в первое уравнение системы (2) решения $E(z, t)$, $H(z, t)$, имеющие вид бегущих волн,

получим $H_0 = E_0/(\mu_0 v_0)$. Пусть для определенности $t_0 = 0$, тогда начальные условия примут вид

$$\begin{aligned} E(z, 0) &= E_0 f(z/L), \\ H(z, 0) &= \{E_0/(\mu_0 v_0)\} f(z/L), \quad T(z, 0) = T_0. \end{aligned} \quad (19)$$

Во-вторых, пусть зависимость $\chi = \chi(T)$ имеет линейный вид

$$\chi(T) = \chi_0 \{1 + \gamma(T - T_0)\}, \quad (20)$$

где γ – некоторый коэффициент пропорциональности, $\chi_0 = \text{const}$ – относительная диэлектрическая восприимчивость среды при $T = T_0$.

В-третьих, будем предполагать, что $\kappa \partial_{zz} T \ll c \rho \partial_t T$. Это условие можно сформулировать в виде условия малости безразмерного параметра $s = \kappa \Delta t / (c \rho L^2)$. Действительно, пусть после прохождения импульса температура среды увеличивается на ΔT . Очевидно, этот процесс нагрева будет занимать характерное время Δt , а распределение температуры в пространстве будет характеризоваться масштабом длины L . Поэтому $\kappa \partial_{zz} T \approx \kappa \Delta T / L^2$, $c \rho \partial_t T \approx c \rho \Delta T / \Delta t$. Следовательно, $\kappa \partial_{zz} T \ll c \rho \partial_t T$ при $s \ll 1$. Для оценки s возьмем характерные для твердых тел значения $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$, $c = 10^3 \text{ Дж/(кг К)}$, $\kappa = 10^3 \text{ Вт/(м К)}$. Пусть $\Delta t = 1 \text{ нс}$, тогда $s \approx (1 + \chi) \times 10^{-11}$.

При зависимости (20) и условии $s \ll 1$ уравнение (10) примет вид

$$c \rho \partial_t T = jE - \gamma \chi_0 T \partial_t (\epsilon_0 E^2 / 2). \quad (21)$$

Далее введем безразмерные величины: $\tau = t/\Delta t$; $\xi = z/L$; $\mathcal{E}(\xi, \tau) = E/E_0$, $\mathcal{H}(\xi, \tau) = H/H_0$; $\theta(\xi, \tau) = T/\Delta T$, $\theta_0 = T_0/\Delta T$. Здесь $\Delta T = (E_0)^2 \sigma \Delta t / (c \rho)$ – характерное увеличение температуры среды после прохождения импульса (эта оценка ΔT выполнена для линейного случая, в котором $\epsilon = \text{const}$ и $\rho c \partial_t T = \sigma E^2$). В случае длинной линии $\mathcal{E}(\xi, \tau) = V/V_0$,

$\mathcal{H}(\xi, \tau) = I/I_0$, $\Delta T = (V_0)^2 g \Delta t / \zeta$. Тогда, подставляя равенство $\partial_t P = \partial_t (\chi(T) E) = \chi(T) \partial_t E + E \partial_t \chi(T) V$ в (2), а затем с помощью (21) исключая из (2) $\partial_t T$, сведем уравнения (1), (2), (21) к системе

$$\partial_\xi \mathcal{E} + \partial_\tau \mathcal{H} = 0, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \partial_\xi \mathcal{H} + \{1 + \beta(\theta - \theta_0) - \alpha \beta \theta \mathcal{E}^2\} \partial_\tau \mathcal{E} = \\ = -(\beta/\alpha) \mathcal{E}(1 + \alpha \mathcal{E}^2), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\partial_\tau \theta = \mathcal{E}^2 - \alpha \theta \partial_\tau (\mathcal{E}^2 / 2), \quad (24)$$

$$\mathcal{E}(\xi, 0) = \mathcal{H}(\xi, 0) = f(\xi), \quad \theta(\xi, 0) = \theta_0. \quad (25)$$

Здесь введены два безразмерных постоянных коэффициента: $\alpha = \gamma \epsilon_0 \chi_0 (E_0)^2 / (c \rho)$, $\beta = \alpha \sigma \Delta t / (\epsilon_0 (1 + \chi_0)) = \sigma \Delta t (E_0)^2 \gamma \chi_0 / (c \rho (1 + \chi_0))$. В случае длинной линии $\alpha = \partial_t C (U_0)^2 / \zeta$, $\beta = \alpha g \Delta t / C (T_0)$.

Используя метод Хохлова, систему (22), (23) можно свести к одному уравнению. Исключая из (23) $\mathcal{H}$, придем к уравнению $\partial_{\xi\xi} \mathcal{E} - \partial_{\tau\tau} \mathcal{E} = \partial_\tau F$, где $F = [\beta(\theta - \theta_0) - \alpha \beta \theta \mathcal{E}^2] \partial_\tau \mathcal{E} + \beta \mathcal{E}(1 + \alpha \mathcal{E}^2)/\alpha$. Согласно методу Хохлова [42], редуцированное уравнение имеет вид $\partial_\xi \mathcal{E} + \partial_\tau \mathcal{E} = -F/2$. Далее, сделав замену $W = \mathcal{E}^2/2$, придем к системе

$$\begin{aligned} \partial_\xi W + \{1 + \beta(\theta - \theta_0)/2 - \\ - \alpha \beta W \theta\} \partial_\tau W = -\beta W(1 + 2\alpha W)/\alpha, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\partial_\tau \theta = 2W - \alpha \theta \partial_\tau W, \quad (27)$$

$$W(\xi, 0) = f^2(\xi)/2, \quad \theta(\xi, 0) = \theta_0. \quad (28)$$

Для системы (26), (27) справедлив некоторый аналог закона сохранения энергии (11). Если скомбинировать уравнения (26) и (27), можно показать справедливость равенства $\partial_\xi W + \partial_\tau \{W[1 + \beta(\theta - \theta_0)/2] + \beta W \theta / 2 + \beta \theta / (2\alpha)\} = 0$. Интегрируя это равенство по переменной ξ , получим закон сохранения

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \{W[1 + \beta(\theta - \theta_0)/2] + \beta W \theta / 2 + \beta \theta / (2\alpha)\} d\xi = \text{const}.$$

Уравнение (26) является уравнением переноса, поэтому $u = v(T)/v_0 = \{1 + \beta(\theta - \theta_0)/2 - \alpha \beta W \theta\}^{-1}$ есть безразмерная фазовая скорость распространения импульса. Так как $u = u(W, \theta)$, то решение системы (26), (27) в общем случае возможно получить только с помощью специальных численных методов, пригодных для описания ударных волн. Реализация этих методов является отдельной задачей и будет рассмотрена нами позднее. В данной же статье ограничимся приближением $u = 1$, $\theta_0 = T_0/\Delta T \ll 1$, в котором возможно получить аналитическое решение.

Покажем, что приближение $u = 1$ эквивалентно условию $0.5 \tau^* |\beta| (|\alpha| + 1) \exp(|\alpha|/2) \ll 1$, где τ^* – время (в относительных единицах), в течение которого распространяется видеоимпульс. Отметим для начала, что решение уравнения (27) можно получить в аналитическом виде:

$$\begin{aligned} \theta(\xi, \tau) &= \theta_0 \exp\{-\alpha[W(\xi, \tau) - W(\xi, 0)]\} + \\ &+ 2 \exp\{-\alpha W(\xi, \tau)\} \int_0^\tau W(\xi, \tau') \exp\{\alpha W(\xi, \tau')\} d\tau'. \end{aligned} \quad (29)$$

Из (18) следует, что $\max|W(\xi, 0)| = 1/2$. Если считать, что $\max|W(\xi, \tau)| \approx \max|W(\xi, 0)|$, то $|2 \exp\{-\alpha W(\xi,$

$\tau\} \int W(\xi, \tau') \exp\{\alpha W(\xi, \tau')\} d\tau' \leq \exp(|\alpha|/2)$ и $|\exp\{-\alpha[W(\xi, \tau) - W(\xi, 0)]\}| \leq \exp(|\alpha|/2)$. В таком случае, используя формулу (29), можно выполнить следующие оценки:

$$|\theta - \theta_0| \leq \theta_0(\exp(|\alpha|/2) + 1) + \exp(|\alpha|/2),$$

$$|\theta| \leq \{\theta_0 + 1\} \exp(|\alpha|/2).$$

Пусть $\beta \ll 1$, тогда $u \approx 1 - \beta(\theta - \theta_0)/2 + \alpha\beta W\theta$, следовательно,

$$|u - 1| \leq 0.5|\beta||\theta - \theta_0| +$$

$$+ |\alpha\beta| \max|W| \max|\theta| \leq 0.5|\beta|\{\theta_0[|\alpha| + 1] \times$$

$$\times \exp(|\alpha|/2 + 1) + (|\alpha| + 1) \exp(|\alpha|/2)\}.$$

При $\theta_0 \ll 1$ в таком случае $|u - 1| \leq 0.5|\beta|(|\alpha| + 1) \exp(|\alpha|/2)$. Зависимость $u = u(W, \theta)$ приводит к тому, что разные точки профиля импульса движутся с разными скоростями. Однако если относительное смещение этих точек $\Delta\xi$ за время наблюдения τ^* мало по сравнению с линейными размерами самого импульса (линейные размеры импульса в относительных единицах ξ равны 1), то этим смещением, а значит, и зависимостью $u = u(W, \theta)$ можно пренебречь. Следовательно, должно выполняться неравенство

$$\Delta\xi = 0.5\tau^*|\beta|(|\alpha| + 1) \exp(|\alpha|/2) \ll 1.$$

Итак, рассматриваемое приближение можно сформулировать в виде двух неравенств: $0.5\tau^*|\beta|(|\alpha| + 1) \exp(|\alpha|/2) \ll 1$ и $\theta_0 \ll 1$. В этом приближении система (26), (27) сводится всего к одному уравнению для W :

$$\partial_\xi W + \partial_\tau W = -(\beta/\alpha)W(1 + 2\alpha W). \quad (30)$$

Сделаем замену переменной $\zeta = \xi - \tau$ и перейдем к движущейся со скоростью $u = 1$ системе координат, получим

$$\partial_\tau W(\zeta, \tau) = -(\beta/\alpha)W(1 + 2\alpha W). \quad (31)$$

Уравнение (31) можно рассматривать как дифференциальное (относительно переменной τ) уравнение. Проинтегрировав его, получим

$$W(\zeta, \tau) = \frac{W(\zeta, 0) \exp(-\beta\tau/\alpha)}{1 + 2\alpha W(\zeta, 0)\{1 - \exp(-\beta\tau/\alpha)\}}. \quad (32)$$

Отметим, что в отсутствие нелинейности $\alpha, \beta \rightarrow 0$, но $\alpha/\beta \rightarrow \text{const} = \sigma\Delta t/(\epsilon_0(1 + \chi_0))$, а для длинной линии $\alpha/\beta \rightarrow g\Delta t/C(T_0)$. При этом уравнение (31) становится линейным и его решение принимает вид затухающей бегущей волны (для линейного случая мы вводим обозначение W'):

$$W'(\zeta, \tau) = W(\zeta, 0) \exp(-\tau\beta/\alpha). \quad (33)$$

Отношение $W'/W = 1 + 2\alpha W(\zeta, 0)\{1 - \exp(-\tau\beta/\alpha)\}$ описывает искажения формы профиля импульса, вызванные непосредственно нелинейными эф-

фектами. Будем считать, что $\chi_0 > 0$, поэтому $\beta/\alpha > 0$. Рассмотрим три случая.

Во-первых, случай $\alpha > 0$. Поскольку $W'(\zeta, \tau)/W(\zeta, \tau) > 1$ при $\tau > 0$, то в таком случае нелинейные эффекты приводят к увеличению затухания импульса.

Во-вторых, случай $-1 < \alpha < 0$. Используя метод фазовой плоскости для (31) и учитывая, что $\max W(\zeta, 0) = 0.5$, можно показать, что $\partial_\tau W(\zeta, \tau) < 0$ при любых τ и ζ . Значит, $W(\zeta, \tau)$ монотонно уменьшается с ростом τ , однако теперь $0 < W'(\zeta, \tau)/W(\zeta, \tau) < 1$. Это означает, что уменьшение амплитуды в нелинейном случае происходит медленнее, чем в линейном.

В-третьих, случай $\alpha < -1$. Используя метод фазовой плоскости, можно показать, что $\partial_\tau W(\zeta, \tau) < 0$ для точек ζ , удовлетворяющих неравенству $1 + 2\alpha W(\zeta, 0) > 0$, и $\partial_\tau W(\zeta, \tau) > 0$ для точек ζ , удовлетворяющих неравенству $1 + 2\alpha W(\zeta, 0) < 0$. При этом снова $0 < W'/W < 1$. Таким образом, в области, где $1 + 2\alpha W(\zeta, 0) > 0$, нелинейные эффекты приводят к уменьшению затухания. В области, где $1 + 2\alpha W(\zeta, 0) < 0$, происходит рост $W(\zeta, \tau)$ с течением времени. Причем, как следует из (32), $W(\zeta, \tau) \rightarrow \infty$ при $\tau \rightarrow (\alpha/\beta) \ln\{2\alpha W(\zeta, 0)/[1 + 2\alpha W(\zeta, 0)]\}$. В действительности рост W будет ограничиваться нелинейными эффектами, связанными с формированием ударной волны из-за зависимости $u = u(W, \theta)$. Но увеличение $\max W$ на несколько процентов можно наблюдать даже в приближении $0.5\tau^*|\beta|(|\alpha| + 1) \exp(|\alpha|/2) \ll 1$, $\theta_0 \ll 1$.

3. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В качестве примера проведем расчет распространения электромагнитного видеопульса в коаксиальном кабеле. Цель данного примера — провести оценку параметров α, β и показать, что описанные выше нелинейные эффекты могут проявляться на современных установках.

Пусть кабель состоит из центральной жилы, которую окружает слой изолятора, а затем слой металла (экранирующий слой). Обычно изолятором в СВЧ-кабелях служит политетрафторэтилен (ПТФЭ). Данный материал является неполярным полимером, в котором сочетаются два типа поляризации: атомная и электронная. По этой причине продолжительность релаксационных процессов, связанных с поляризацией, в ПТФЭ составляет примерно 10^{-12} с [43], поэтому условия $\Delta t \gg \tau_e, \tau_p$ выполняются. Примем радиус центральной жилы $r = 0.5$ мм, а радиус окружающего ее изолятора $R = 1.5$ мм (такие значения соответствуют техническим характеристикам коммерческих кабелей, см. лист технических характеристик в сети Интернет: DATA SHEET Coaxial Cable: MULTIFLEX_141). Погонную теплоемкость диэлектрика ζ рассчита-

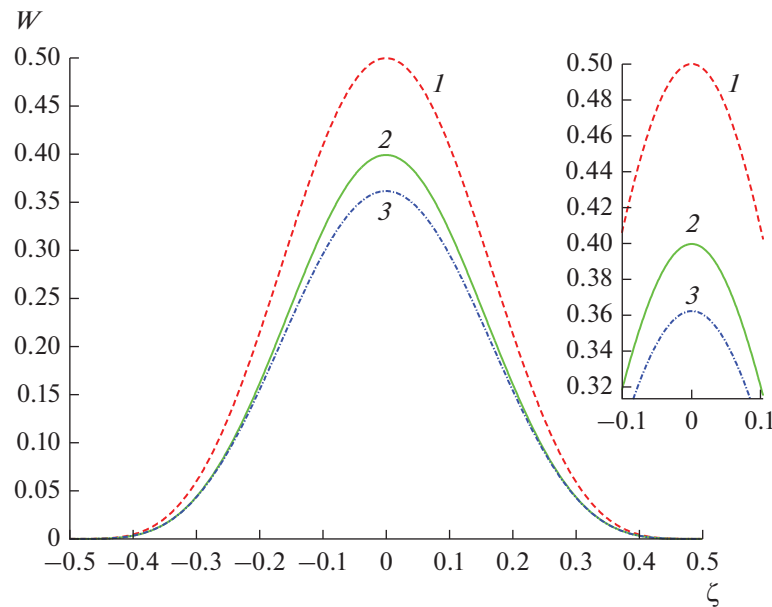


Рис. 3. Формы профиля импульса при $\tau = 1000$ для $\alpha = -0.34$, $\beta = -1.1 \times 10^{-4}$: $W(\zeta, 0)$ (кривая 1), $W(\zeta, \tau)$ (кривая 2) и $W'(\zeta, \tau)$ (кривая 3), на вставке – участки этих кривых в области максимума в увеличенном масштабе.

ем по формуле $\zeta = c\pi(R^2 - r^2)$, где c – удельная (на единицу массы) теплоемкость диэлектрика, ρ – плотность диэлектрика (для ПТФЭ $c = 1000$ Дж/(кг К), $\rho = 2150$ кг/м³). Такие расчеты ζ дают значение 13.5 Дж/(м К).

Для расчета погонной емкости и индуктивности воспользуемся формулами статики [44, 45]: $C(T) = \epsilon_0 \epsilon(T) \psi$, $\psi = 2\pi / \ln(R/r)$, $L = \mu_0 \ln(R/r) / (2\pi)$. В таком случае $\partial_T C(T) = \tau_\epsilon \epsilon_0 \epsilon(T_0) \psi$, где $\tau_\epsilon = \partial_T \epsilon(T) / \epsilon(T_0)$ – так называемый температурный коэффициент диэлектрической проницаемости. Для ПТФЭ [46] $\tau_\epsilon = -4.6 \times 10^{-4}$ К⁻¹, $\epsilon(T_0 = 20^\circ\text{C}) = 2.08$. Из расчетов следует: $C(T_0) = 100$ пкФ/м, $L = 219$ нГн, $\partial_T C(T) = -4.6 \times 10^{-14}$ Ф/(м К). Следовательно, волновое сопротивление линии равно $Z = (L/C)^{1/2} = 46.8$ Ом, а фазовая скорость $v_0 = (LC)^{-1/2} = 2.1 \times 10^8$ м/с.

Для нахождения погонной проводимости g проинтегрируем уравнение $\text{div}(\epsilon_0 \epsilon \vec{E}) = \rho$ по цилиндрическому объему коаксиального кабеля. Используя теорему Остроградского–Гаусса, получим

$$|\vec{E}(R)| = \rho_l / (2\pi R \epsilon_0 \epsilon),$$

где $\rho_l = CU$ – линейная плотность заряда центральной жилы, поэтому $|\vec{E}(R)| = U(R) / \ln(R/r)$. Погонный ток утечки I_g можно представить в виде $I_g = gU = 2\pi R j = 2\pi R E \sigma$. Подставляя в последнюю формулу $|\vec{E}(R)|$, получим $g = 2\pi \sigma / \ln(R/r) = \psi \sigma$.

Поскольку ПТФЭ является диэлектриком и в данном материале нет электронов проводимости, здесь под σ подразумевается некоторая эффектив-

ная проводимость, обусловленная диэлектрическими потерями (для ПТФЭ $\text{Im}(\epsilon) / \text{Re}(\epsilon) = 3 \times 10^{-4}$ [46]). В случае проводящего диэлектрика проводимость может быть включена в мнимую часть комплексной относительной диэлектрической проницаемости в виде слагаемого $\text{Im}(\epsilon) + \sigma / (\epsilon_0 \omega)$ [47]. Поэтому для оценки σ примем, что $\sigma / (\epsilon_0 \omega) \approx \sigma \Delta t / \epsilon_0 \approx \text{Im}(\epsilon)$. Для продолжительности видеоимпульса $\Delta t = 0.1$ нс такая оценка дает значения $\sigma = 5.5 \times 10^{-5}$ См/м и $g = 3.2 \times 10^{-4}$ См/м. Пусть $V_0 = 10$ МВ. Это соответствует пиковой мощности видеоимпульса $P = V^2 / Z = 2.1$ ТВт. Отметим, что рекордные пиковые мощности, достигаемые на современных генераторах видеоимпульсов нано- и субнаносекундной длительности, составляют до 100 ТВт [1, 48]. В таком случае $\alpha = \partial_T C(V_0)^2 / \zeta = -0.34$, $\beta = \alpha g \Delta t / C(T_0) = -1.1 \times 10^{-4}$. При предельном переходе к линейному случаю (когда $\sigma \neq 0$, но ϵ не зависит от T) $\beta \rightarrow 0$, $\alpha \rightarrow 0$, $\beta / \alpha \rightarrow g \Delta t / C(T_0) = 3.2 \times 10^{-4}$. Подставляя результаты расчетов в формулу $0.5 \tau^* |\beta| (|\alpha| + 1) \exp(|\alpha|/2) \ll 1$, получим условие $\tau^* \ll 1.1 \times 10^4$. Поскольку мы работаем в безразмерных единицах и в выбранном приближении $u = 1$, за время $\tau = N$ импульс успевает пройти N собственных длин L , т.е. расстояние, равное $l = NL = N V_0 \Delta t = 2.1 N \times 10^{-2}$ м. Для $\tau = 1000$, например, $l = 21$ м.

На каждом графике мы будем строить три кривые, которые соответствуют: первоначальной форме импульса $W(\zeta, 0)$, решению (32) $W(\zeta, \tau)$ и решению (33) $W'(\zeta, \tau)$.

На рис. 3 изображены подобные графики при $\tau = 1000$ для $\alpha = -0.34$, $\beta = -1.1 \times 10^{-4}$. Видно, что

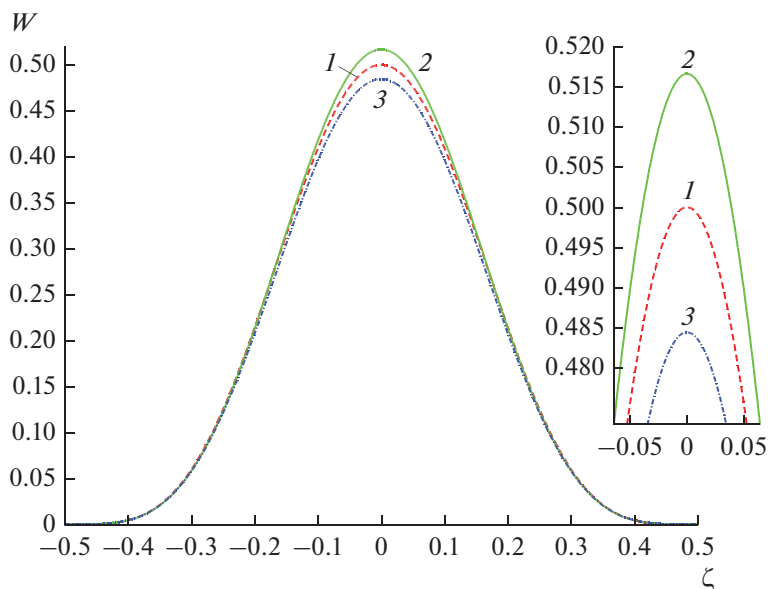


Рис. 4. Формы профиля импульса при $\tau = 100$ для $\alpha = -2.01$, $\beta = -6.44 \times 10^{-4}$: $W(\zeta, 0)$ (кривая 1), $W(\zeta, \tau)$ (кривая 2) и $W'(\zeta, \tau)$ (кривая 3), на вставке — участки этих кривых в области максимума в увеличенном масштабе.

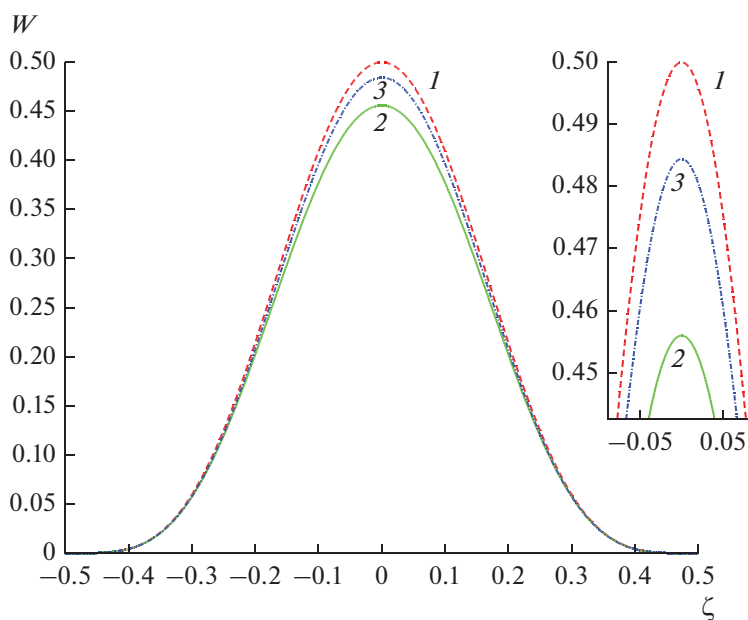


Рис. 5. Формы профиля импульса при $\tau = 100$ для $\alpha = 2.01$, $\beta = 6.44 \times 10^{-4}$: $W(\zeta, 0)$ (кривая 1), $W(\zeta, \tau)$ (кривая 2) и $W'(\zeta, \tau)$ (кривая 3), на вставке — участки этих кривых в области максимума в увеличенном масштабе.

затухание в линейном случае действительно происходит быстрее, чем в нелинейном. К моменту времени $\tau = 1000$ в линейном случае происходит уменьшение максимального значения W до значения 0.36 (уменьшение пиковой мощности на 28%), а в нелинейном случае до значения 0.4 (уменьшение пиковой мощности на 20%).

Проведем аналогичные расчеты для $V_0 = 24.3$ МВ. При таком значении V_0 расчеты дают $\alpha = -2.01$, $\beta = -6.44 \times 10^{-4}$, $\tau^* \ll 388$. Графики для этого случая при $\tau = 100$ приведены на рис. 4. К моменту

времени $\tau = 100$ в нелинейном случае максимальное значение W увеличивается до 0.517 (пиковая мощность увеличивается на 3.4%), в линейном случае максимальное значение W уменьшается до 0.484 (пиковая мощность уменьшается на 3.2%).

В качестве заключительно примера проведем расчеты для $\alpha = 2.01$, $\beta = 6.44 \times 10^{-4}$ (случай положительного температурного коэффициента диэлектрической проницаемости). На рис. 5 построены соответствующие графики также для момента времени $\tau = 100$. Видно, что теперь затухание происхо-

дит быстрее в нелинейном случае, чем в линейном: в нелинейном случае к моменту времени $\tau = 100$ максимальное значение W уменьшается до значения 0.456 (пиковая мощность уменьшается на 8.8%).

Мы намеренно провели расчеты для ПТФЭ, поскольку данный диэлектрический материал широко используется в СВЧ-технике в качестве изолятора. Однако для экспериментального изучения нелинейных эффектов, изложенных в статье, лучше подходят материалы с более значительной, чем у ПТФЭ, зависимостью диэлектрической проницаемости от температуры. Теоретически использование таких материалов позволит наблюдать описанные выше нелинейные эффекты при более низких пиковых мощностях. Действительно, например, эффект увеличения пиковой мощности импульса возникает только при условии $\alpha < -1$. Поскольку $\alpha \sim (V_0)^2$, этот эффект возникает, когда амплитуда начального видеоимпульса V_0 превышает некоторое пороговое значение $V_0^* = (\zeta/(\epsilon_0 \partial_T \epsilon(T)|\psi))^{1/2}$, соответствующее тому, что $\alpha = -1$. Таким образом, чем больше значение $|\partial_T \epsilon(T)| = \epsilon(T_0)|\tau_\epsilon|$, тем меньше значение V_0^* . Для ПТФЭ $\tau_\epsilon \epsilon(T_0) = \partial_T \epsilon(T) = -9.7 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $V_0^* = 16.7 \text{ МВ}$, что соответствует пиковой мощности 6 ТВт. Например, для SrTiO_3 при частоте 2.4 ГГц [49, 50] $\tau_\epsilon = -2.6 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, $\epsilon = 264$, $\tau_\epsilon \epsilon = \partial_T \epsilon(T) = -0.69 \text{ K}^{-1}$, $c = 560 \text{ Дж/(кг K)}$, $\rho = 5100 \text{ кг/м}^3$, $\zeta = c\pi(R^2 - r^2) = 17.9 \text{ Дж/(м K)}$. При таких параметрах $V_0^* = 716 \text{ КВ}$. Это соответствует пиковой мощности 11 ГВт.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработана модель, ценность которой состоит в том, что она консервативна, для нее справедливы начала термодинамики и, главное, эта модель способна предсказывать динамику изменения формы профиля видеоимпульса.

С помощью метода Хохлова мы упростили исходную систему уравнений Максвелла и свели ее к нелинейному уравнению переноса. Из данного уравнения следует, что динамика изменения формы импульса определяется тремя безразмерными параметрами α , β и θ_0 , а фазовая скорость распространения импульса зависит от амплитуды импульса и температуры среды. Мы рассмотрели приближение, в котором фазовую скорость можно считать постоянной величиной. В этом приближении была выведена аналитическая формула, описывающая искажение формы профиля видеоимпульса при достаточно малых временах его распространения τ^* . Для $\alpha < -1$, что соответствует отрицательному температурному коэффициенту диэлектрической проницаемости, эта формула предсказывает нелинейное увеличение пиковой мощности им-

пульса. Данный эффект потенциально применим для технологий генерации высоковольтных наносекундных импульсов, в частности для проектирования нелинейных линий, используемых для увеличения пиковой мощности.

В дальнейшем мы планируем провести реализацию численных методов решения уравнений модели. Это позволит учесть зависимость фазовой скорости импульса от его амплитуды и проследить за изменением формы профиля импульса при любых временах его распространения.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы статьи выражают благодарность В.В. Кулагину и В.А. Черепенину за ценные замечания по написанию данной статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rukin S.N.* // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. № 1. P. 011501. <https://doi.org/10.1063/1.5128297>
2. *Gundersen M., Vernier P.T., Cronin S.B., Kerketta S.* // IEEE Trans. 2020. V. PS-48. № 4. P. 742. <https://doi.org/10.1109/TPS.2020.2972934>
3. *Senaj V., del Barrio Montañés A.A., Kramer T. et al.* // JACoW IPAC. 2021. V. 21. P. 4454. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-THPAB340>
4. *Sokovnin S.Yu., Balezin M.E.* // Radiation Phys. and Chem. 2018. V. 144. P. 265. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2017.08.023>
5. *del Barrio Montañés A.A., Senaj V., Kramer T. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. IOP Publ. 2023. V. 2420. № 1. P. 012085. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2022-THPOTK044>
6. *Jintao Q.I.U., Zhang C., Zehui L.I.U. et al.* // Plasma Sci. Technol. 2021. V. 23. № 6. P. 064011. <https://doi.org/10.1088/2058-6272/abf299>
7. *Komarskiy A.A., Korzhenevskiy S.R., Komarov N.A.* // AIP Conf. Proc. 2020. V. 2250. № 1. P. 020018. <https://doi.org/10.1063/5.0013238>
8. *Serguschichev K.A., Smirnov A.A., Ilyin V.A. et al.* // J. Phys.: Conf. Ser. IOP Publ. 2019. V. 1410. № 1. P. 012237. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1410/1/012237>
9. *Zhang J., Zhang D., Fan Y. et al.* // Physics of Plasmas. 2020. V. 27. № 1. P. 010501. <https://doi.org/10.1063/1.5126271>
10. *Fedorov V.M., Efanov M.V., Ostashev Ye.O. et al.* // Electronics. 2021. V. 10. № 9. P. 1011. <https://doi.org/10.3390/electronics10091011>
11. *Efremov A.M., Koshelev V.I., Kovalchuk B.M. et al.* // Laser and Particle Beams. 2014. V. 32. № 3. P. 413. <https://doi.org/10.1017/S0263034614000299>
12. *Singh S.K., Mitra S., Naresh P. et al.* // Proc. 2014 Int. Conf. IEEE Int. Power Modulator and High Voltage

- Conf. Santa Fe. 1–5 Jun. 2014. P. 271.
<https://doi.org/10.1109/IPMHVC.2014.7287261>
13. *Ahajjam Y., Aghzout O., Catala-Civera J.M. et al.* // Advanced Electromagnetics. 2019. V. 8. № 3. P. 76.
<https://doi.org/10.7716/aem.v8i3.676>
 14. *Wen S., Wang M., Xie J., Wu D.* // Microwave and Optical Technol. Lett. 2019. V. 61. № 4. P. 867.
<https://doi.org/10.1002/mop.31654>
 15. *Ahmad V., Sobus J., Greenberg M. et al.* // Nature Commun. 2020. V. 11. № 1. P. 4310.
<https://doi.org/10.1038/s41467-020-18094-4>
 16. *Kozlov B.A., Makhanko D.S., Seredinov V.I., Pyanchenkov S.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. IOP Publ. 2019. V. 1393. № 1. P. 012010.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012010>
 17. *Kozlov B., Makhan'ko D., Seredinov V.* // Proc. 2020 Int. Conf. 7th Intern. Congr. on Energy Fluxes and Radiation Effects IEEE. Tomsk. Russia. 14–16 Sept. 2020. P. 621.
<https://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9241987>
 18. *Катаев И.Г.* Ударные электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1963.
 19. *Островский Л.А.* // ЖТФ. 1963. Т. 33. № 9. С. 1080.
 20. *Гапонов А.В., Островский Л.А., Фрейдман Г.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1376.
 21. *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. Гл. 23.
 22. *Driessen A.B.J.M., Beckers F.J.C.M., Huiskamp T., Pemen A.J.M.* // IEEE Trans. 2017. V. PS-45. № 12. С. 3288.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2771275>
 23. *Gusev A.I., Pedos M.S., Ponomarev A.V. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. № 9. P. 094703.
<https://doi.org/10.1063/1.5048111>
 24. *Huang L., Meng J., Zhu D. et al.* // IEEE Trans. 2020. V. PS-48. № 11. P. 3847.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2020.3029524>
 25. *Gao J., Li S., Shi C. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. № 1. P. 014704.
<https://doi.org/10.1063/1.5053780>
 26. *Karelin S.Y., Krasovitsky V.B., Magda I.I. et al.* // Problems of Atomic Sci. Technol. 2019. P. 65.
<https://doi.org/10.46813/2019-122-065>
 27. *Priputnev P., Romanchenko I., Tarakanov V., Pegel I.* // Proc. 2020 7th Int. Congr. on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). Tomsk. 14–16 Sept. N.Y.: IEEE, 2020. P. 434.
<https://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9241904>
 28. *Umaskulov M.R., Shunailov S.A., Sharypov K.A., Yalandin M.I.* // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. № 8. Article No. 084504.
<https://doi.org/10.1063/1.5110438>
 29. *Alichkin E.A., Pedos M.S., Ponomarev A.V. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. № 10. P. 104705.
<https://doi.org/10.1063/5.0017980>
 30. *Fairbanks A.J., Darr A.M., Garner A.L.* // IEEE Access. 2020. V. 8. P. 148606.
<https://doi.org/10.1109/ACCESS.2020.3015715>
 31. *Alpert Y., Jerby E.* // IEEE Trans. 1999. V. PS-27. № 2. P. 555.
<https://doi.org/10.1109/27.772285>
 32. *Zhong J., Liang S., Yuan Y., Xiong Q.* // IEEE Trans. 2016. V. MTT-64. № 8. P. 2467.
<https://doi.org/10.1109/TMTT.2016.2584613>
 33. *Sid A., Debbache D., Bendib A.* // Phys. of Plasmas. 2006. V. 13. № 8. P. 083107.
<https://doi.org/10.1063/1.2219431>
 34. *Andreev N.E., Courtois C., Cros B. et al.* // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. № 1. P. 016404.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.64.016404>
 35. *Tuev P.V., Lotov K.V.* // JOSA A. 2021. V. 38. № 1. P. 108.
<https://doi.org/10.1364/JOSAA.410552>
 36. *Peñano J.R., Sprangle P., Hafizi B. et al.* // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. № 3. P. 036412.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevE.72.036412>
 37. *Petrov G.M., Davis J.* // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2008. V. 41. № 2. P. 025601.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/41/2/025601>
 38. *Ovchinnikov K.N., Uryupin S.A.* // Contributions to Plasma Phys. 2019. V. 59. № 7. P. e201800119.
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201800119>
 39. *Grigorovich D.A., Ovchinnikov K.N., Uryupin S.A.* // Plasma Phys. Rep. 2022. V. 48. № 11. P. 1156.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22601286>
 40. *Рез И.С., Поплавко Ю.М.* Диэлектрики: основные свойства и применения в электронике. РиС, 1989.
 41. *Квасников И.А.* Термодинамика и статистическая физика. Т. 1. Теория равновесных систем: Термодинамика. М.: Едиториал УРСС, 2002.
 42. *Ахманов С.А.* // Успехи физ. наук. 1986. Т. 149. № 7. С. 361.
 43. *Silaghi M.A.* Dielectric Material. 2012.
<https://doi.org/10.5772/50638>
 44. *Иоссель Ю.Я., Кочанов Э.С., Струнский М.Г.* Расчет электрической емкости. Л.: Энергоиздат, 1981. С. 147.
 45. *Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А.* Расчет индуктивностей. Л.: Энергоатомиздат, 1986. С. 132.
 46. *Krupka J., Derzakowski K., Riddle B., Baker-Jarvis J.* // Measurement Sci. Technol. 1998. V. 9. № 10. P. 1751.
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/9/10/015>
 47. *Глазунов П.С., Вдовин В.А., Сленков А.И.* // Журн. радиоэлектроники. 2019. № 2.
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.2.1>
 48. *Savage M.E., Bennett L.F., Bliss D.E. et al.* // Proc. 2007 16th IEEE Int. Pulsed Power Conf. Albuquerque 17–22 Jun. 2007. N.Y.: IEEE, 2007. V. 2. P. 979.
<https://doi.org/10.1109/PPPS.2007.4652354>
 49. *Luo T., Shan X., Zhao J. et al.* // J. Amer. Ceramic Soc. 2019. V. 102. № 7. P. 3849.
<https://doi.org/10.1111/jace.16415>
 50. *de Ligny D., Richet P.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. № 6. P. 3013.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.3013>

УДК 539.23,621.372

ПОЛЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ КОНДЕНСАТОРНЫХ СТРУКТУР ПЛАТИНА/АЛМАЗОПОДОБНЫЙ УГЛЕРОД/ПЛАТИНА

© 2023 г. А. С. Веденеев^{а, *}, В. В. Рыльков^{а, b}, В. А. Лузанов^а, С. Н. Николаев^b,
А. М. Козлов^а, А. С. Бугаев^{а, c}

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

^b Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Российская Федерация

^c Московский физико-технический институт,
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141700 Российская Федерация

*E-mail: asv335@mail.ru

Поступила в редакцию 19.10.2022 г.

После доработки 15.01.2023 г.

Принята к публикации 25.03.2023 г.

Исследованы полевые зависимости электропроводности структур Pt/DLC/Pt на базе тонких слоев высокоомного алмазоподобного углерода (DLC). Показано, что неомическое поведение проводимости структур описывается формулой Френкеля—Пула и связано с коррелированным распределением зарядов в условиях их перколяционного прыжкового транспорта между низкоомными областями DLC.

DOI: 10.31857/S0033849423080132, EDN: UTZQTW

1. Неомическое поведение проводимости σ обычно исследуют в структурах типа металл—диэлектрик—металл (МДМ), где наблюдается ее рост σ в электрическом поле E по закону вида

$$\ln \sigma(E) \propto E^n.$$

Механизмы электронного переноса рассматривают в рамках различных моделей проводимости диэлектриков: ионизация изолированных кулоновских ловушек (эффект Френкеля) [1, 2], ионизация кулоновских ловушек с перекрывающимися потенциалами (модель Хилла—Адачи) [3, 4], многофононная ионизация нейтральных ловушек (модель Макрама—Эбейда) [5], фонон-облегченное туннелирование между ловушками (модель Насырова—Гриценко) [6], протекание носителей заряда в случайном кулоновском потенциале [7, 8]. Кроме того, на перенос носителей оказывают влияние контакты диэлектрик—металл (эффекты Шоттки и Фаулера—Нордгейма) [9].

В МДМ-структурах на основе алмазоподобного углерода (diamond-like carbon, DLC) нелинейное поведение проводимости может иметь необычную природу. Способность углерода реализовывать разные типы гибридизации электронных оболочек (плоскостная “графеновая” — sp^2 -тип, простран-

ственная “алмазная” — sp^3 и линейная “карбиновая” — sp) обеспечивает возможность создания материалов, содержащих локальные области с различными свойствами (sp^3 — диэлектрик с высокой теплопроводностью, sp^2 — полуметалл и др.). Отметим в этой связи, что слои DLC следует рассматривать как ансамбль низкоомных sp^2 -включений (нанокластеров) в диэлектрической sp^3 -матрице, дефектность которой зависит от условий синтеза.

Нелинейное поведение вольт-амперных характеристик (ВАХ), обнаруженное в DLC МДМ-структурах, нередко связывают с токами, ограниченными пространственным зарядом (ТОПЗ) [10–13], и/или с эффектами резистивного переключения (РП) структур из высокоомного (high resistive state, HRS) в низкоомное (low resistive state, LRS) состояние, обусловленными электромиграцией катионов из электрода структур [11, 14]. При изучении ВАХ слоев DLC, легированных железом [15], наблюдались проявления $sp^3 \rightarrow sp^2$ локальных превращений в полях $\geq 3 \times 10^5$ В/см, которые инициировали нелинейность ВАХ. Обратимые эффекты РП отмеченной природы были обнаружены в работе [16].

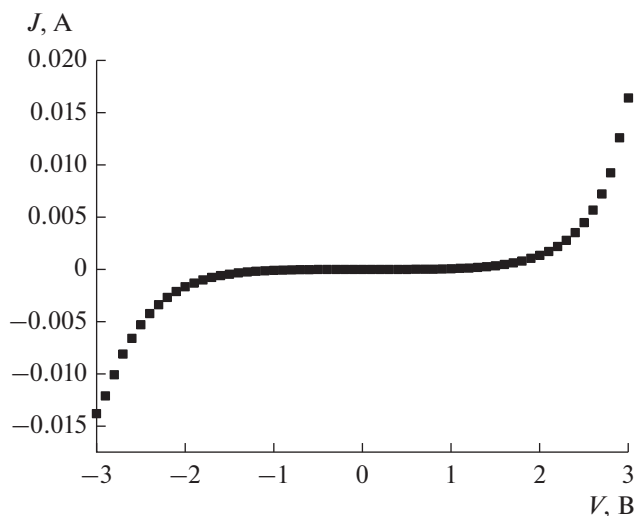


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики системы Pt/DLC/Pt.

В условиях прыжкового транспорта нелинейность ВАХ может быть также связана с тем, что поперечная проводимость тонких пленок существенно определяется мезоскопическими эффектами — формированием перколяционных цепочек из центров с наиболее узкими межцентровыми (или межкластерными) потенциальными барьерами [17–19], в которых достигается максимальная величина электрического поля.

Цель данной работы — изучение полевых эффектов в проводимости МДМ-структур на основе тонких (20 нм) высокоомных слоев DLC, в которых соотношение фаз с sp^2 - и sp^3 -гибридизацией можно контролировать условиями роста [20].

2. Слои DLC были нанесены на покрытую Pt (100 нм) стеклянную подложку путем высокочастотного диодного распыления С-мишени при повышенной (до 2 кэВ) энергии ионов Ag [20]. Верхние Pt-электроды диаметром 1 мм были нанесены на поверхность DLC методом магнетронного распыления.

Исследования кристаллической структуры слоев DLC были выполнены методами рентгеновской дифрактометрии с использованием модернизированного двухкристального рентгеновского дифрактометра ДРОН-3, работающего по схеме Брегга—Бертрانو на длине волны излучения 0.15405 нм. Также были изучены особенности структуры слоев DLC методом спектроскопии комбинированного рассеяния с использованием спектрометра EnSpectrRamMicsM532 с длиной волны лазера 532 нм. Эти исследования показали, что слои сильно аморфизированы (размер областей когерентного рассеяния ~ 1 нм соизмерим с размером элементарных ячеек углеродных материалов) и содержат области с sp^2 - и sp^3 -типом ги-

бридизации (см. [20]). Увеличение энергии ионов Ag вызывало увеличение сопротивления структур (от единиц Ом до >10 МОм), как мы полагаем, за счет увеличения доли диэлектрической фазы с sp^3 -гибридизацией.

При комнатной температуре в “вертикальной” геометрии были исследованы полевые зависимости кондактанса структур Pt/DLC/Pt. Выбор материала электродов обусловлен тем, что Pt не создает подвижные ионы в DLC, т.е. изучаемые особенности ВАХ не должны быть связаны с электромиграцией ионов.

Измерения ВАХ структур проведены с использованием многофункционального источника-измерителя NI PXI-4140 (National Instruments) и аналитической зондовой станции PM5 (Cascade Microtech), снабженной специализированной системой PSM-100 (Motic) с оптическим микроскопом, позволяющей осуществлять микрометрическое перемещение зондов (размер зонда 5 мкм, точность перемещения 3 мкм).

Вольт-амперные характеристики измерены при развертке напряжения смещения V верхнего электрода по ступенчато-линейному закону в последовательности $0 \rightarrow +V_m \rightarrow 0 \rightarrow -V_m \rightarrow 0$ с амплитудой ступеньки 0.1 В, ее длительностью 10 мс и максимальным значением $V_m = 3$ В. Отметим, что увеличение длительности ступеньки развертки в несколько раз не приводило к изменению ВАХ.

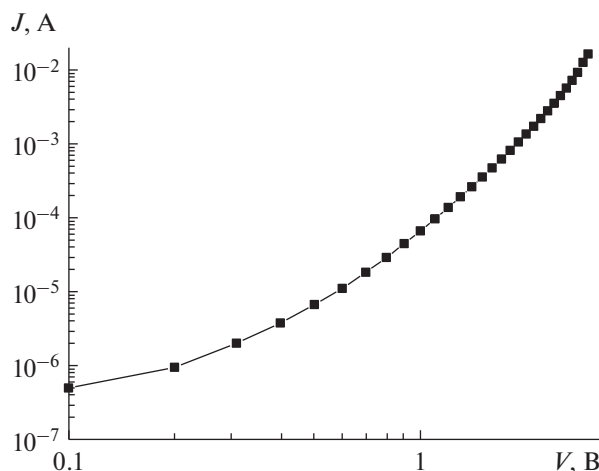
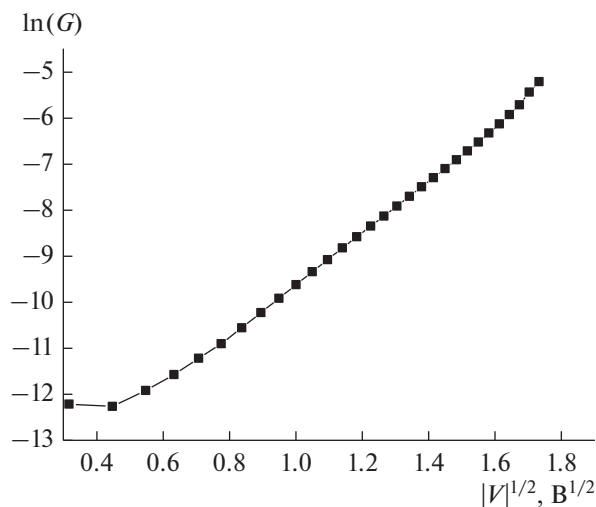
На рис. 1 представлены типичные зависимости силы тока J от падения напряжения V на структуре. Исходно структуры находились в высокоомном (high resistance state — HRS) состоянии с сопротивлением $V/J \sim 1$ МОм. С увеличением напряжения ВАХ становятся нелинейными — при обеих полярностях V сопротивление структур падает до ≤ 200 Ом при $V \geq 3$ В.

В режиме HRS на зависимостях $\lg(J)$ от $\lg(V)$ (рис. 2) можно выделить линейные участки, различающиеся показателем степени n ($J \propto V^n$): линейный (закон Ома, $n \approx 1$) при $V \leq 0.2$ В, затем степенной с $n \approx 2$ ($0.3 < V < 1$ В) и $n > 4$ ($V > 1$ В). Степенной закон с $n \approx 2$ часто связывают с проявлением ТОПЗ [12], который при наличии ловушек может сменяться областью резкого роста тока ($n > 3$) в условиях их предельного заполнения [10, 11, 13]. В рамках представлений о ТОПЗ [12] можно получить оценки параметров, характеризующих исследуемые структуры.

Переход от омического к степенному участку ВАХ с $n \approx 2$ происходит при концентрации инжектированного в DLC заряда

$$N_i \sim \kappa V / 2\pi e d^2$$

($\kappa \approx 6$ — диэлектрическая проницаемость DLC [15], а $d \approx 20$ нм — его толщина), превышающей концентрацию равновесных носителей N_0 [12].

Рис. 2. Зависимость силы тока J от напряжения V .Рис. 3. Зависимости кондактанса G от $|V|^{1/2}$.

Учитывая этот факт, по напряжению перехода $V_1 \approx 0.2$ В (см. рис. 2) находим, что $N_0 \sim 10^{18}$ см $^{-3}$. Столь высокая концентрация равновесных носителей заряда при сопротивлении структур ~ 1 МОм означает, что в режиме HRS электронный перенос в слое DLC скорее всего имеет прыжковый характер, а проводимость структур по площади сильно неоднородна и определяется отдельными локализованными каналами (филаментами). Кроме того, поскольку переход от степенного участка ВАХ с $n \approx 2$ к области предельного заполнения ловушек ($n > 3$) происходит при концентрации инжектированного заряда, превышающей концентрацию ловушек N_t , по напряжению этого перехода $V_2 \sim 2$ В находим $N_t > \kappa V_2 / 2\pi e d^2 \sim 10^{19}$ см $^{-3}$. При этом среднее расстояние между ловушками, $N_t^{-1/3} < 5$ нм, которое характеризует размер области, приходящейся на одну ловушку (или sp^2 -нанокластер), согласуется с результатами рентгенодифракционной спектроскопии [20].

Выше отмечалось, что нелинейность ВАХ в условиях прыжкового транспорта нередко связывают с эффектом Френкеля–Пула [1, 2] (уменьшение в электрическом поле $E = V/d$ энергии ионизации кулоновских центров). В этих условиях кондактанс $G = J/V$ описывается формулой

$$G \propto \exp(A\alpha E^{1/2} / kT), \quad (1)$$

где A – численный множитель ($A = 1$ или $1/2$ в случае, когда рекомбинация имеет моно- или бимолекулярный характер соответственно), $\alpha = 2(e^3/\kappa)^{1/2}$, κ – диэлектрическая проницаемость DLC.

В работе [21] при рассмотрении прыжковой проводимости легированных слабо компенсированных полупроводников, в которых присутствуют 1-, 2- или 0-примесные комплексы [22], показано, что полевая зависимость кондактанса описывает-

ся формулой Френкеля–Пула (1) с множителем $A = 0.69$.

Неомичность ВАХ может быть также связана с формированием перколяционных цепочек из центров с наиболее узкими межцентровыми (или межкластерными) потенциальными барьерами [18, 19]. Электронный перенос в неомическом режиме в условиях перколяционной проводимости рассмотрен в [7], где показано, что в относительно сильных полях $eEa > kT$ (kT/V_0) v происходит переход к экспоненциальной зависимости силы тока J от E и ВАХ приобретает вид, подобный закону Френкеля–Пула (1) с $A \approx 0.3$ [23]. Здесь $\alpha = (eaV_0)^{1/2}$, V_0 и a – амплитуда и пространственный масштаб флуктуаций потенциала, $v \approx 1$ – критический индекс теории протекания [22]. Отметим, что величина присутствующего в модели [21] параметра

$$\alpha = [eaV_0]^{1/2} \approx [(e^3/\kappa)(N_t/N_s)]^{1/2}$$

(N_t – концентрация заряженных источников флуктуации потенциала, N_s – концентрация экранирующих носителей заряда) близка к параметру $\alpha = 2(e^3/\kappa)^{1/2}$ в модели Френкеля–Пула. В нашем случае флуктуационный потенциал может быть связан с хаотическим распределением заряда, локализованного на электрически активных дефектах (sp^2 -нанокластерах) в sp^3 -матрице DLC.

Таким образом, по величине численного коэффициента A можно судить о механизме неомического поведения проводимости.

3. Обращаясь к экспериментальным данным, отметим, что в соответствии с формулой (1) полевые зависимости кондактанса G линеаризуются в координатах $\ln(G) - V^{1/2}$ (рис. 3). Наклон линейного участка этих зависимостей (в диапазоне $V^{1/2} \geq 0.5$ В $^{1/2}$) дает величину

$$\partial \ln(G) / \partial V^{1/2} = A\alpha(1/d)^{1/2} / kT \approx 6.1 \text{ В}^{-1/2}.$$

Отсюда, зная $d = 20$ нм, нетрудно определить множитель $A \approx 0.68$. Найденная величина практически совпадает с множителем $A = 0.69$, полученным в модели прыжковой проводимости легированных слабо компенсированных полупроводников [21].

Таким образом, нелинейное поведение ВАХ структур Pt/DLC/Pt в режиме HRS может быть связано с коррелированным распределением зарядов в условиях их прыжкового транспорта между электрически активными дефектами (низкоомными sp^2 -нанокластерами) в DLC, что аналогично формированию примесных 2-комплексов в легированных слабо компенсированных полупроводниках [21, 22]. Отметим, что характерный размер нанокластеров $\sim N_t^{-1/3} < 5$ нм согласуется с результатами рентгенодифракционной спектроскопии пленок DLC [20] и с результатами, полученными в работе [24].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Frenkel J.* // Phys. Rev. 1938. V. 54. № 8. P. 647.
2. *Френкель Я.И.* // ЖЭТФ. 1938. Т. 8. № 12. С. 1292.
3. *Hill R.M.* // Philosophical Magazine. 1971. V. 23. № 181. P. 59.
4. *Adachi H., Shibata Y., Ono S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1971. V. 4. № 7. P. 988.
5. *Makram-Ebeid S.S., Lannoo M.* // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. № 10. P. 6406.
6. *Nasyrov K.A., Gritsenko V.A.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. № 9. Article No. 093705.
7. *Шкловский Б.И.* // ФТП. 1979. Т. 13. № 1. С.93.
8. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* // Успехи физ. наук. 1975. Т. 117. № 11. С. 401.
9. *Насыров К.А., Гриценко В.А.* // Успехи физ. наук. 2013. Т. 183. № 10. С. 1099.
10. *Sharma Y., Misra P., Katiyar R.S.* // J. Appl. Phys. 2014. V.116. № 8. Article No. 084505.
11. *Peng P., Xie D., Yang Y. et al.* // J. Appl. Phys. 2012. V.111. № 8. Article No. 084501.
12. *Lampert A., Mark P.* Current Injection in Solids. N.Y.: Acad. Press, 1970.
13. *Andreeva N., Ivanov A., Petrov A.* // AIP Advances. 2018. V. 8. № 25. Article No. 025208.
14. *Zhuge F., Dai W., He C. L. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. № 16. Article No.163505.
15. *Takabayasi S., Yang M., Ogawa Sh. et al.* // J. Appl. Phys. 2014. V. 116. № 9. Article No. 093507.
16. *Веденеев А.С., Лузанов В.А., Рыльков В.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. № 3. С. 170.
17. *Liao X., Zhang X., Takai K., Enoki T.* // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. № 1. P. 013709.
18. *Pollak M., Hauser J.J.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. № 21. P.1304.
19. *Райх М.Э., Рузин И.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 9. С. 437.
20. *Лузанов В.А., Веденеев А.С.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 9. С. 1007.
21. *Аладашвили Д.И., Адамия З.А., Лавдовский К.Г. и др.* // ФТП. 1989. Т. 23. № 2. С. 213.
22. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
23. *Аронзон Б.А., Ковалев Д.Ю., Рыльков В.В.* // ФТП. 2005. Т. 39. № 7. С. 844.
24. *Николаев С.Н., Веденеев А.С., Лузанов В.А. и др.* // РЭ. 2021. Т.66. № 10. С.1024.

ПАМЯТИ ГЕОРГИЯ ПЕТРОВИЧА КОМРАКОВА

DOI: 10.31857/S0033849423340016, EDN: QFFDRL



13 апреля 2023 г. скончался Георгий Петрович Комраков — известный специалист в области распространения радиоволн и физики ионосферы, один из старейших сотрудников НИРФИ, человек, обладавший широким научным кругозором, инженерными знаниями и организаторскими способностями.

Г.П. Комраков родился 28 ноября 1934 г. в крестьянской семье. После окончания в 1957 г. радиофизического факультета Горьковского государственного университета им. Н.И. Лобачевского он всю свою жизнь, за малым исключением, проработал в Научно-исследовательском радиофизическом институте (НИРФИ, г. Горький, позднее — г. Нижний Новгород), где прошел все ступени от младшего научного сотрудника до заведующего сектором. С 1992 г. до 2018 г. он был заведующим лабораторией “Васильсурск”, в состав которой входит нагревной стенд СУРА.

В 60-х годах прошлого столетия Г.П. Комраков принимал участие в разработке высокочастотного импедансного зонда ИК-3 для изучения локальной электронной концентрации и ее неоднородностей вдоль орбиты искусственного спутника Земли. Этот уникальный прибор многие годы входил в состав бортовой аппаратуры нескольких спутников и геофизических ракет. Главным до-

стижением стали совместные советско-польские исследования на спутнике Интеркосмос-9 (“Коперник-500”) — первом космическом аппарате с участием Польши, запущенном в 1973 г. в честь 500-летия со дня рождения Коперника.

За выполненный на нем цикл работ по исследованию электронной концентрации ионосферы и ее неоднородностей, а также радишумов ионосферной плазмы Георгий Петрович в составе коллектива авторов был награжден премией АН СССР и АН Польской Народной Республики и медалью им. Николая Коперника Польской АН. Результаты исследований по изучению характеристик неоднородностей концентрации плазмы в ближнем космосе и их зависимости от геофизических условий легли в основу кандидатской диссертации, которую он защитил под руководством профессора Г.Г. Гетманцева в 1973 г.

В дальнейшем научная деятельность Г.П. Комракова была целиком связана с созданием мощных передающих комплексов (нагревных стендов), позволяющих проводить исследования по изучению взаимодействия ионосферной плазмы с потоками мощного КВ-радиоизлучения.

В начале 70-х годов в НИРФИ для экспериментальных и теоретических исследований по нагреву ионосферы мощными КВ-радиоволнами было начато строительство нагревного стенда “Зимёнки” в КВ-диапазоне. Георгию Петровичу была поручена организация монтажа и настройки мощного передатчика и введение стенда в строй.

Начиная с 1973 г. на стенде стали проводить эксперименты по широкому кругу задач. Определяющим было увеличение мощности передатчика стенда более чем в 2 раза, что привело к увеличению его эффективной мощности излучения до 20 МВт. Эта работа была с успехом выполнена Г.П. Комраковым и Н.А. Зуйковым и позволила существенно расширить круг проводимых на стенде исследований: были открыты такие эффекты, как генерация низкочастотных электромагнитных излучений (эффект Гетманцева), формирование искусственных периодических неоднородностей, на нем обнаружено искусственное радиоизлучение ионосферы и проведены исследования его характеристик, проведены измерения эффекта аномального ослабления, ракурсного рассеяния радиоволн, генерации искусственных неоднородностей концентрации плазмы различных мас-

штабов от 1 м до десятков километров. Георгий Петрович Комраков был непосредственным участником всех этих работ и соавтором полученных научных результатов.

В конце 70-х—начало 80-х годов НИРФИ строит новый мощный стенд — стенд СУРА. На Г.П. Комракова была возложена задача финальной наладки и пуска стенда, которая была успешно им выполнена. С 1981 г. стенд начал работать. Он внесен в Реестр уникальных установок России (рег. № 06-30). Это — единственный в мире стенд, расположенный в средних широтах, где эксперименты выполняются при достаточно низких уровнях плазменных возмущений, характерных для высокоширотной ионосферы, где расположены два других работающих сегодня стенда: EISCAT-Heating (Северная Норвегия) и HAARP (США, Аляска).

Несмотря на сложные обстоятельства, 90-х годов, Георгий Петрович Комраков, проводил колоссальную организационную работу и сумел сохра-

нить стенд в рабочем состоянии. При этом он продолжал проводить на стенде научные исследования, был руководителем ряда НИР. Особо следует отметить работы по зондированию ближнего космоса, по зондированию Луны, выполненные на стенде измерения свойств искусственной ионосферной турбулентности с наклоном диаграммы направленности антенны стенда, доплеровские измерения, работы по измерению искусственного радиоизлучения ионосферы и др.

Г.П. Комраков автор более сотни научных публикаций в центральных российских и зарубежных журналах. Он был награжден помимо упомянутых выше наград также медалями ВДНХ, медалями им. М.В. Келдыша, им. Н. Коперника, юбилейным нагрудным знаком Федерации космонавтики РФ, почетными грамотами МО РФ, Российского НТЦРЭС им. А.С. Попова.

Светлая память о Георгии Петровиче навсегда останется в сердцах друзей и коллег.