

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Академия наук прикладной радиоэлектроники

ПРИКЛАДНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

И.о. главного редактора

Чурюмов Г.И.

Зам. главного редактора

Дохов А.И.

Редакционный совет

Гузь В.И., Довбня А.Н., Егоров А.М., Калугин В.В., Кравченко В.И.,
Назаренко И.П. (Россия), Неклюдов И.М., Пресняк И.С., Симонов К.Г. (Россия),
Симанков В.С. (Россия), Слипченко Н.И., Чабдаров Ш.М. (Россия),
Яковенко В.М., Ярошенко В.С. (Россия)

Редакционная коллегия

Абрамович Ю.И. (США), Бодянский Е.В., Борисов А.В., Буц В.А., Бых А.И.,
Гомозов В.И., Жуйков В.Я., Зарицкий В.И., Кипенский А.В., Кульпа К. (Польша),
Леховицкий Д.И., Литвинов В.В., Лукин К.А., Мачехин Ю.П.,
Модельский Й. (Польша), Нерух О.Г., Поляков Г.А., Ролинг Г. (Германия),
Седышев Ю.Н., Серков А.А., Сухаревский О.И., Чурюмов Г.И.,
Шифрин Я.С., Шкварко Ю.В. (Мексика)

Адрес редакции:

Редакция журнала «Прикладная радиоэлектроника»
Харьковский национальный университет радиоэлектроники
просп. Ленина, 14, 61166, Харьков, Украина
Тел.: + 38 (057) 702 10 57
Факс: + 38 (057) 702 10 13
E-mail: are@kture.kharkov.ua
<http://www.anpre.org.ua>

СОДЕРЖАНИЕ

К 95-летию со дня рождения Якова Соломоновича Шифрина	4
О творческом пути Якова Соломоновича Шифрина	5

НАУЧНЫЕ СТАТЬИ

<i>Lekhovytskiy D. I., Shifrin Ya. S.</i> Rapidly convergent «superresolving» direction-of-arrival estimation of noise radiation sources in adaptive arrays.....	7
<i>Бердник С. Л., Катрич В. А., Нестеренко М. В., Пенкин Ю. М.</i> Электродинамические характеристики щелевых сферических излучателей	24
<i>Быков В. Н., Иванченко Д. Д., Колчигин Н. Н., Бережная Т. Д.</i> Обнаружение малоразмерных наземных объектов матричными радиометрическими системами.....	36
<i>Волосюк В. К., Кравченко В. Ф., Павликов В. В., Тимощук Е. Н.</i> Статистическая теория сверхширокополосных пространственно-распределенных радиометрических систем высокого пространственного разрешения	41
<i>Горбеев Н. Н., Овсянникова Е. Е.</i> Волновые процессы в прожекторном луче апертурных антенн	51
<i>Карташов В. М., Бабкин С. И., Толстых Е. Г.</i> Пассивная локация пятна рассеянных сигналов при радиоакустическом зондировании атмосферы.....	59
<i>Коноваленко А. А., Токарский П. Л., Ерин С. Н.</i> Моделирование секции активной фазированной антенной решетки радиотелескопа гурт.....	64
<i>Корниенко Л. Г., Шифрин Я. С.</i> Статистический анализ поля ретродирективной антенной решетки	71
<i>Лукин К.А., Паламарчук В.П., Юрченко Л.В., Заец Н.К.</i> Антенны с синтезированием диаграммы направленности	79
<i>Лучанинов А. И., Гавва Д. С.</i> Анализ нестационарного режима антенн и рассеивателей с распределенной нелинейностью.....	87
<i>Петров В. А., Олейников В.Н., Шляева О. Л.</i> О корреляции уровня сигнала за горизонтом и численности термических неоднородностей в атмосфере	98
<i>Седышев Ю. Н., Тютюнник В. А.</i> Информационные технологии создания пространственно-временных модемов многопозиционных активно-пассивных радиолокационных систем.....	105
<i>Сухаревский О. И., Залевский Г. С., Веселовская А. Б.</i> Расчет характеристик радиолокационного рассеяния гидрометеоров методом интегральных уравнений	111

ИЗ ЛИЧНОГО АРХИВА Я.С. ШИФРИНА

Персоналии	119
Копии дипломов научных наград	120
Копия сертификата Соросовского профессора.....	120
Копия сертификата действительного члена IEEE	120
Копия награды Европейской микроволновой ассоциации «За выдающуюся профессиональную деятельность»	120
Копии дипломов почетного профессора и почетного доктора.....	121



ЯКОВ СОЛОМОНОВИЧ ШИФРИН

Заслуженный деятель науки и техники Украины, лауреат премии им. А. С. Попова АН СССР и награды Европейской микроволновой ассоциации «За выдающуюся профессиональную деятельность», почетный профессор Харьковского национального университета радиоэлектроники, Севастопольского национального технического университета, Южного Федерального университета РФ и Казанского национального исследовательского технического университета им. А. Н. Туполева (КАИ), почетный доктор Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина, президент Украинской национальной ассоциации «Антенны», пожизненный действительный член Международного общества радиоинженеров (Life Fellow IEEE), соросовский профессор, академик и член Президиума Академии наук прикладной радиоэлектроники (АН ПРЭ), главный научный сотрудник ХНУРЭ, доктор технических наук, профессор, участник Великой Отечественной войны.

**К 95-летию со дня рождения
ШИФРИНА ЯКОВА СОЛОМОНОВИЧА**

23 апреля 2015 года исполняется 95 лет главному научному сотруднику ХНУРЭ **Якову Соломоновичу Шифрину** — крупному ученому в области радиофизики и прикладной электродинамики, заслуженному деятелю науки и техники Украины, лауреату премии им. А.С. Попова АН СССР, президенту Украинской национальной ассоциации «Антенны», пожизненному действительному члену Международного общества радиоинженеров (Life Fellow IEEE), соросовскому профессору, академику и члену президиума Академии наук прикладной радиоэлектроники (АН ПРЭ), доктору технических наук, профессору.

Яков Соломонович, известный в стране и за её пределами ученый и организатор науки, прошел славный путь. Его достижения в области статистической теории антенн обогатили отечественную и мировую науку. Об этом свидетельствует издание 16 монографий, более чем 250 научных работ. Под его руководством были защищены свыше 20 докторских и более 50 кандидатских диссертаций, создана научная школа с мировым признанием.

Достижения Якова Соломоновича в развитии отечественной науки и подготовке научно-педагогических кадров, выдающиеся личные заслуги перед Родиной, многолетняя плодотворная научная и педагогическая деятельность были отмечены 4 орденами и 18 медалями, благодарностями Президента Украины, а также многими ведомственными наградами.

Профессорско-преподавательский состав и весь коллектив Харьковского национального университета радиоэлектроники сердечно поздравляет Вас, дорогой Яков Соломонович, со славным 95-летним юбилеем, желают Вам доброго здоровья, бодрости духа, вдохновения и новых творческих успехов.

С глубочайшим почтением и искренним уважением

*И. О. ректора Харьковского национального
университета радиоэлектроники*



В.П. Машталир

О ТВОРЧЕСКОМ ПУТИ ЯКОВА СОЛОМОНОВИЧА ШИФРИНА

Родился Я.С. Шифрин в г. Мстиславле (Белоруссия) 23 апреля 1920 г. В начале 1926 г. семья переехала в Ленинград, где он в 1937 г. окончил с серебряной медалью старейшую городскую школу (сегодня Вторая Санкт-Петербургская гимназия им. Александра I). После окончания школы поступил на физический факультет Ленинградского государственного университета, который окончил с отличием в 1941 г. Специализировался в области теоретической физики.

В первые дни войны Я.С. Шифрин, будучи председателем профкома факультета, принимал активное участие в формировании Ленинградской Армии Народного Ополчения, а в начале июля вступил в ее ряды. По приказу Верховного Главнокомандующего в конце августа был откомандирован на учебу в Военную Краснознаменную академию связи им. С.М. Буденного (ВКАС).

Летом и осенью 1943 г. принимал активное участие в боях за освобождение Украины на третьем Украинском фронте. После окончания весной 1944 г. с отличием радиофакультета ВКАС и кратких курсов по радиолокации, в сентябре 1944 г. назначен командиром одной из новых батарей станции орудийной наводки (СОН). Эта батарея до конца войны участвовала в боевых действиях в составе различных частей Войск ПВО страны. С конца 1946 г. по лето 1948 г. — первый преподаватель радиолокации в Житомирском училище зенитной артиллерии. В 1948—1951 гг. — адъюнкт первого набора Артиллерийской радиотехнической академии (АРТА) в г. Харькове.

Его кандидатская диссертация посвящена теории приборов бегущей волны. С 1951 по 1956 гг. — на преподавательских должностях в АРТА, а с 1957 по 1980 гг. — начальник кафедры антенн и распространения радиоволн этой академии. В 1964 г. Яков Соломонович защищает докторскую диссертацию, посвященную созданной им статистической теории антенн. В 1966 г. ему присвоено ученое звание профессора по кафедре антенн и распространения радиоволн.

После увольнения из Вооруженных Сил в 1980 г. — профессор, заведующий кафедрой, главный научный сотрудник в Харьковском национальном университете радиоэлектроники (ХНУРЭ).

Яковым Соломоновичем внесен фундаментальный вклад по ряду направлений современной радиоп физики. Он является основателем нового научного направления — статистической теории антенн (СТА). Эта теория, определяемая как теория антенн со случайными источниками, позволила впервые исследовать в полном объеме свойства и потенциальные возможности реальных антенн, являющихся по существу излучающими системами со случайными источниками.

Исследования Я.С. Шифрина по СТА, охватывающие почти 55-летний период, можно разбить на два этапа. Итогом первого этапа — этапа становления основ СТА — явилась его широко известная монография «Вопросы статистической теории антенн» (изд-во Советское радио, 1970 г.). Эта книга содержит глубокое и систематическое изложение основ СТА.

Подчеркнута общность теории, обусловленная тем, что она пригодна при любых значениях флуктуаций поля в апертуре антенны, и тем, что она одинаково результативна независимо от конкретного механизма флуктуаций поля в антенне, порождены ли они внутри нее или обусловлены внешними причинами — общность развитой теории предопределила широкую область ее применимости. Не случайно монография Я.С. Шифрина стала настольной книгой не только у научных работников и инженеров, работающих в области антенн, но и у специалистов, занимающихся распространением волн, радиолокацией, акустикой, оптикой и т.д. Сразу же после ее выхода, монография Я.С. Шифрина была переведена и издана в США («Statistical Antenna Theory», Golem Press, 1971) и там также получила широкое признание.

После 1970 г. фронт исследований существенно расширился. На этом втором этапе Я.С. Шифриным и его учениками выполнена серия работ, направленных на развитие общей СТА и решение многих важных прикладных задач. Здесь, в первую очередь, надо указать разработку (совместно с Л.Г.Корниенко) основ статистического синтеза антенн, обобщение СТА (совместно с Ю.М.Бородавко) на зону Френеля и построение статистической теории антенн, сфокусированных в зону Френеля. Актуальность этих исследований обусловлена, с одной стороны, ростом электрических размеров ряда современных антенн, влекущим за собою увеличение протяженности и, соответственно, значимости зоны Френеля, а с другой стороны, обострением проблемы электромагнитной совместимости (ЭМС).

Статистическая теория антенн послужила также исходной и при разработке Я.С. Шифриным (совместно с В.А. Усиным) основ статистической теории антенных измерений. Эта теория позволяет корректно оценить потенциальные возможности голографического и коллиматорного методов антенных измерений, требованию к соответствующей измерительной аппаратуре, к антенным эталонам.

В целом, исследования Я.С.Шифрина в области СТА можно с полным основанием отнести к числу краеугольных в общей теории и практике антенн. Признанием этого явилось присуждение ему в 1983 г. Президиумом АН СССР премии им. А.С. Попова с формулировкой «За работы в области СТА, внесшие фундаментальный вклад в теорию и технику антенн».

В 1988 г. за монографию «Методы измерения параметров излучающих систем», содержащую метрологические аспекты СТА, Я.С.Шифрин в числе других авторов был удостоен премии «За лучшую научную работу» Госкомитета СССР по народному образованию.

Работы по СТА удостоены и мирового признания. В 1998 г. Яков Соломонович избран действительным членом Международного общества инженеров электриков (Fellow) с формулировкой «За фундаментальный вклад в теорию и технологию антенн». В 2008 г. он становится пожизненным членом этого общества (Life Fellow IEEE).

Вторым направлением фундаментальных исследований Я.С. Шифрина и его школы явились первые в СССР экспериментальные исследования дальнего тропосферного распространения (ДТР) радиоволн. Они выполнялись в течение длительного времени (1956–1962 гг.) на трассах различной протяженности, в разных диапазонах волн и в различное время года.

Для понимания и правильной интерпретации наблюдаемых при ДТР эффектов широко привлекалась СТА. Такой подход позволил установить ряд новых закономерностей, присущих ДТР, выяснить роль различных механизмов этого явления в зависимости от ряда факторов (сезона года, времени суток, длины трассы и т.д.). Полученные результаты изложены в двух монографиях (изд-во академии, 1964 г., и изд-во «Советское радио», 1965 г.), получивших широкую известность и высокую оценку специалистов. Первая из этих книг была вообще первой в мировой литературе монографией по ДТР, содержащая экспериментальные результаты, полученные ее авторами по широкому комплексу вопросов, характеризующих явление ДТР.

Третье направление оригинальных исследований юбиляра – теория антенн с нелинейными элементами (АНЭ). Актуальность этих исследований связана, во-первых, с внедрением в радиотехническую практику разных типов АНЭ: антенн-выпрямителей (ректенн), смесительных антенн, антенн-умножителей, антенн-генераторов и т.д., – и, во-вторых, с проблемой ЭМС.

Исследования Я.С. Шифрина и его учеников (А.И. Лучанинова и В.М. Шокало) в течение более 20 лет привели к разработке достаточно общей теории антенн с сосредоточенными НЭ. Одним из важнейших выходов этих работ явилась детальная разработка теории и практики построения ректенных систем, являющихся оконечными устройствами систем беспроводной передачи энергии.

Четвертое направление исследований Я.С. Шифрина (совместно с У.Р. Лиепинем) связано с диагностикой ФАР. Предложено два новых метода бесфазовой диагностики ФАР, которые представляются наиболее перспективными из всех методов, описанных в литературе к настоящему времени.

Важное практическое значение имеет и разработанный ими же экспериментальный метод определения матрицы взаимовлияния излучателей ФАР. Зная эту матрицу, можно уже на этапе разработки ФАР предусмотреть алгоритмическую компенсацию эффектов взаимовлияния излучателей, что существенно облегчит реализацию сканирования луча ФАР в широком секторе.

Более 50 лет Я.С. Шифрин вел активную преподавательскую работу в Военно-инженерной академии им. Л.А. Говорова (бывшей АРТА) и в ХНУРЭ. Около 30 лет возглавлял кафедры в этих учебных заведениях. Им написано много высококачественных учебных пособий, среди которых выделяется книга «Антенны» (издание академии, 1976 г.), которая служила и служит до сих пор учебником в ряде военных и гражданских вузов СНГ. Многие годы Я.С. Шифрин был членом различных методических и научных межведомственных советов по антеннам, распространению радиоволн,

радиофизике. Он является членом редколлегии ряда авторитетных научных журналов по радиоэлектронике в России и Украине, активно участвует в работе АН ПРЭ.

Я.С. Шифрин – автор около 250 открытых научных работ, в том числе, автор или соавтор 16 монографий. Под его руководством или при его существенной помощи были защищены свыше 20 докторских и более 50 кандидатских диссертаций.

Глубокого признания заслуживает научно-организационная деятельность Якова Соломоновича и помощь, которую он на протяжении многих лет оказывал и продолжает оказывать ряду вузов стран СНГ. Это, в частности, нашло отражение в том, что он, будучи почетным профессором ХНУРЭ, был выбран также почетным профессором Севастопольского национального технического университета (Сев НТУ), Южного федерального университета РФ и Казанского национального исследовательского технического университета «КАИ» им. А. Н. Туполева РФ, а также почетным доктором Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина.

Масштаб научно-организационной деятельности Я.С. Шифрина существенно расширился после распада СССР. Уже в 1991 г. он организовал украинский антенный семинар, целью которого были обмен опытом антенщиков Украины, выяснение ее научного потенциала. На базе этого семинара в начале 1993 г. Яковом Соломоновичем была создана Украинская национальная ассоциация «Антенны», которая многое сделала для объединения антенщиков Украины, интеграции украинской науки в мировую. Последнему во многом способствовали созданное при его активном участии в 1995 г. Восточно-Украинское и созданное им же в 2000 г. Харьковское отделения IEEE, руководителем которых он был многие годы.

Особо следует отметить большую многолетнюю работу, проводимую Я.С. Шифриным по организации и проведению международных антенных конференций (ICATT). К настоящему времени проведено уже девять таких конференций, которые стали преемниками известных «пистолькорсовских» антенных конференций, проходивших ранее в СССР на протяжении многих лет. В 2002 г. Я.С. Шифрин инициировал проведение новых конференций – по сверхширокополосным и сверхкоротким импульсным сигналам (UWBUSIS). В 2014 г. была проведена седьмая подобная конференция. Труды этих конференций издаются на английском языке и расходятся по всему миру.

Научные и организационные заслуги Я.С. Шифрина высоко оценила Международная научная общественность. В 2014 г. Европейская микроволновая ассоциация присудила ему награду (именную медаль) «За выдающуюся профессиональную деятельность». Эта награда впервые была присуждена ученого постсоветского пространства.

Помимо премии им. А.С. Попова и награды ЕМА, заслуги Я.С. Шифрина перед Родиной и наукой отмечены 22 государственными наградами (4 ордена и 18 медалей), благодарностями Президента Украины, званием Заслуженный деятель науки и техники Украины, многими ведомственными наградами.

RAPIDLY CONVERGENT «SUPERRESOLVING» DIRECTION-OF-ARRIVAL ESTIMATION OF NOISE RADIATION SOURCES IN ADAPTIVE ARRAYS

D. I. LEKHOVYTSKIY, YA. S. SHIFRIN

The paper summarizes and develops the results obtained by the authors in [11, 33, 49, 50]. We compare the efficiencies of some “superresolving” methods for estimation of a spatial spectrum of Gaussian noise in an antenna array for the case of a finite-size sample in maximum likelihood estimates of their correlation matrices. The comparison is based on an analysis of exact and empirical random parameters distribution laws that determine the methods resolution by statistical and non-statistical criteria. Significant differences in these laws are shown owing to which conclusions about comparative merits of different methods, based on their asymptotic properties analysis, can change to opposite ones under conditions of small samples. Causes of the difference and the possibilities following from their analysis to improve the convergence rate of adaptive methods for noise sources direction-of-arrival estimation are studied.

Keywords: direction-of-arrival estimation, «superresolving» space-time spectral analysis, convergence rate, statistical analysis, resolution, finite sample, adaptive lattice filter.

I. INTRODUCTION AND STATEMENT OF THE PROBLEM

Practical needs for “super-Rayleigh” noise radiation sources resolution and heightening their angular coordinates measurements accuracy have stimulated the development of a great amount of “superresolving” methods of direction of arrival (DoA) estimation in antenna arrays (AA) [1 – 19, etc]. **Yacov D. Shirman** was first who established the “superresolution” fundamental possibility, sense and extreme performance for different applications [20, 21, 34, 35]. An important role in the development of this line of investigation was played by works of J.P. Burg [24] and J. Capon [36]. A flow of publications on this topic including those of review nature, that then followed, goes far beyond the works referred to in this paper.

Merits of the “superresolving” methods have been provided by the processing optimization (by these or those criteria) based on **statistical characteristics** of AA output signals (multivariate probability density functions). Under typical in practice conditions of parametric *a priori* uncertainty, in synthesized algorithms, instead of *a priori* unknown true parameters, these or those their **estimates** obtained by **finite-size** training samples are used. Stipulated by this **randomness** of the estimates entails randomness of parameters characterizing efficiencies of methods used. Their statistically correct comparison therefore has to be based on an analysis of **distribution laws** of relevant random parameters.

Great attention in the literature is paid to the statistical investigations of “superresolving” methods of space-time spectral analysis (ST SA) [1 – 16, 22, 26, etc] including those for solving problems of point noise sources direction finding in AA. Nevertheless, due to a lot of the methods, problems solved with them, and criteria used, the investigations can not be considered as completed. As a development of [15 – 19], in the paper, **exact** or **empirical** (by simulation results) distribution laws are analyzed for spectral functions (SF) of some known ST SA methods given

a finite size sample in the maximum likelihood (ML) estimate of the correlation matrix (CM) of Gaussian noise at AA outputs.

Beside of self-importance, the analysis allows substantiating the simple modifications of considered methods which significantly improve their statistical properties [33].

The paper is organized as follows. Initial models and assumptions are formulated in Section II. Potentialities of Gaussian noisy (in time) quasi-harmonic (in space) signals resolution-detection by means of optimal (by the **Neyman-Pearson** criterion) processing under hypothetical conditions of full *a priori* definiteness are considered in Section III. In Section IV, after the technique is briefly described, exact probability density functions (pdf) of random SFs are presented for some space-time spectral analysis methods given different training sample (herein-after termed sample) sizes in ML estimates of CM. Their resolutions on this basis are compared by statistical (Section V) and non-statistical (Section VI) criteria. Reasons of the difference and following from them ways to improve statistical properties of considered ST SA methods are discussed in Section VII. In Section VIII, new kinds of “superresolving” ST SA methods being highly efficient under conditions of small-size samples are substantiated.

II. INITIAL RELATIONSHIPS, MODELS AND ASSUMPTIONS

A. Random spectral functions (SF) $\hat{S}(\alpha) = S(\alpha, \hat{\Psi})$ of considered ST SA methods look like

$$\hat{S}_1(\alpha) = (\mathbf{x}^*(\alpha) \cdot \Psi \cdot \mathbf{x}(\alpha))^{-1}, \quad (MV)$$

$$\hat{S}_2(\alpha) = \omega_{mm} \cdot |\mathbf{e}_m^* \cdot \Psi \cdot \mathbf{x}(\alpha)|^{-2}, \quad m \in 1, M, \quad (LP) \quad (1)$$

$$\hat{S}_3(\alpha) = \frac{\omega_{mm} \cdot \mathbf{x}^*(\alpha) \cdot \Psi \cdot \mathbf{x}(\alpha)}{|\mathbf{e}_m^* \cdot \Psi \cdot \mathbf{x}(\alpha)|^2}, \quad m \in 1, M, \quad (MCA)$$

$$\hat{S}_4(\alpha) = \frac{\mathbf{x}^*(\alpha) \cdot \Psi \cdot \mathbf{x}(\alpha)}{\mathbf{x}^*(\alpha) \cdot \Psi^2 \cdot \mathbf{x}(\alpha)}, \quad (BL)$$

$$\hat{S}_5(\alpha) = (\mathbf{x}^*(\alpha) \cdot \Psi^2 \cdot \mathbf{x}(\alpha))^{-1}. \quad (TN)$$

The SF $\hat{S}_1(\alpha)$ corresponds to Capon's "Minimum Variance" (MV) method [1–6, 14, 22, 25]; $\hat{S}_2(\alpha)$ to Burg's "Linear Prediction" (LP) method [1, 2, 6, 24, 27]; $\hat{S}_3(\alpha)$ to one of the "Modified Capon's Algorithms" (MCA) variants [16–19]; $\hat{S}_4(\alpha)$ to Borgiotti-Lagunas's method (BL) [3, 6], $\hat{S}_5(\alpha)$ to the "Thermal Noise (TN)" one [6, 14, 27].

In all the SFs, $\mathbf{x}(\alpha) = \{x_\ell(\alpha)\}_{\ell=1}^M$ is the non-random M -variate steering vector (in α -direction) subject to M receive AA elements (modules) spacing and performance. In particular, for a linear uniform AA (LUAA) consisting of identical isotropic elements

$$\mathbf{x}(\alpha) = \left\{ \exp(j \cdot (\ell - (M+1)/2) \cdot \alpha) \right\}_{\ell=1}^M, \quad (2)$$

$$\alpha = 2 \cdot \pi \cdot d \cdot \sin \theta / \lambda,$$

where θ is the direction of search counted from the AA normal; d is the distance between adjacent AA elements; λ is the wavelength.

The \mathbf{e}_m in (1) denotes the m th ($m \in 1, M$) column of a $M \times M$ identity matrix \mathbf{I}_M (the M -variate vector with a single non-zero (m th) element equal to unit); (*) is a sign of Hermitian conjugation.

B. Statistical properties of SFs (1) are defined by the properties of the random $M \times M$ matrix

$$\hat{\Psi} = \left\{ \hat{\omega}_{ij} \right\}_{i,j=1}^M = \hat{\Phi}^{-1}, \quad (3)$$

being inverse to the used estimate $\hat{\Phi} = \left\{ \hat{\phi}_{ij} \right\}_{i,j=1}^M$ of the *a priori* unknown spatial CM

$$\Phi = \left\{ \phi_{ij} \right\}_{i,j=1}^M = \overline{\mathbf{y}_\ell \cdot \mathbf{y}_\ell^*}, \quad \ell \in 1, L \quad (4)$$

of M -variate random vectors $\mathbf{y}_\ell = \left\{ y_i^{(\ell)} \right\}_{i=1}^M$ of complex amplitudes of AA output signals at the discrete ℓ th ($\ell \in 1, N$) time moment.

As usually [3–14], assume these vectors to be normal (Gaussian), interdependent, with a zero mean and the same CM (4):

$$\mathbf{y}_\ell \sim CN(0, \Phi), \overline{\mathbf{y}_\ell} = 0, \overline{\mathbf{y}_\ell \cdot \mathbf{y}_m^*} = \Phi \cdot \delta_{\ell m}, \ell, m \in 1, N. \quad (5)$$

Here, $\delta_{\ell m}$ is the Kroneker delta; the bar, like in (4), symbolizes the statistical averaging.

Formed by $N \geq M$ -size sample $\mathbf{Y} = \left\{ \mathbf{y}_\ell \right\}_{\ell=1}^N$, the random matrix

$$\hat{\Phi} = \left\{ \hat{\phi}_{ij} \right\}_{i,j=1}^M = \frac{1}{N} \cdot \mathbf{Y} \cdot \mathbf{Y}^* = \frac{1}{N} \cdot \mathbf{A}, \quad (6)$$

under conditions (5), as is well known, is the ML estimate of unknown CM (4). Namely its use in (3) is implied below when analyzing statistical properties of methods (1). The analysis is essentially based on the known property of estimate (6) related to that the random $M \times M$ matrix that defines it

$$\mathbf{A} = \left\{ a_{ij} \right\}_{i,j=1}^M = \mathbf{Y} \cdot \mathbf{Y}^* = \sum_{\ell=1}^N \mathbf{y}_\ell \cdot \mathbf{y}_\ell^*, \quad (7)$$

given $N \geq M$ has the **complex Wishart** distribution [23] with the pdf

$$p(\mathbf{A}; \Phi, \delta) = I^{-1}(\Phi) \cdot |\mathbf{A}|^\delta \cdot \exp\left\{-tr(\Phi^{-1} \cdot \mathbf{A})\right\}, \quad (8)$$

$$\delta = N - M \geq 0.$$

Here, $|\mathbf{C}|$ and $tr(\mathbf{C})$ are the matrix \mathbf{C} determinant and trace;

$$I(\Phi) = \pi^{M \cdot (M-1)/2} \cdot |\Phi|^{M+\delta} \cdot \prod_{i=1}^M \Gamma(M + \delta + 1 - i)$$

is the normalizing multiplier; $\Gamma(x)$ the Gamma function [31] that for integer $x = m \geq 1$ is equal to $\Gamma(m) = (m-1)!$.

The pdf parameters in (8) are $\delta = N - M \geq 0$ (**effective sample size**) and true CM Φ (4), what is reflected in the designation $p(\mathbf{A}; \Phi, \delta)$.

C. We suppose that for the true CM admissible is the presentation [4–14, 19]

$$\mathbf{I}_M + \sum_{i=1}^n h_i \cdot \mathbf{x}(\beta_i) \cdot \mathbf{x}^*(\beta_i) = \mathbf{I}_M + \mathbf{G} \cdot \mathbf{h} \cdot \mathbf{G}^*, \quad (9)$$

$$\mathbf{G} = \left\{ \mathbf{x}(\beta_i) \right\}_{i=1}^n, \mathbf{x}(\beta_i) = \left\{ x_\ell(\beta_i) \right\}_{\ell=1}^M, \mathbf{h} = \text{diag}\{h_i\}_{i=1}^n.$$

It implies **interdependence** of M receive elements self-noise with the **same** variance (power) (assumed to be unit) and **noncorrelatedness** of radiations of n external sources with relative (with respect to a level of the elements self-noise) intensities (SNR) h_i ($i \in 1, n$). The M -variate vector-columns $\mathbf{x}(\beta_i)$ of $M \times n$ matrix \mathbf{G} (9) describe the aperture amplitude-phase distribution of radiations from the β_i -directions ($i \in 1, n$). For LUAA, in particular, they look like (see (2))

$$\mathbf{x}(\beta_i) = \left\{ \exp(j \cdot (\ell - (M+1)/2) \cdot \beta_i) \right\}_{\ell=1}^M, \quad (10)$$

$$\beta_i = 2 \cdot \pi \cdot d \cdot \sin \theta_i / \lambda, \quad i \in 1, n,$$

where θ_i is the direction to the i th source counted from the AA normal.

Matrix Ψ being inverse to Φ (9) equals

$$\Psi = \left\{ \omega_{ij} \right\}_{i,j=1}^M = \Phi^{-1} = \mathbf{I}_M - \mathbf{G} \cdot (\mathbf{h}^{-1} + \mathbf{G}^* \cdot \mathbf{G})^{-1} \cdot \mathbf{G}^*. \quad (11)$$

The latter equality in (5), as well as (9) and (10) reflect a **noisy in time** and **quasi-harmonic in space** character of point sources signals, and, for brevity, hereinafter they are therefore termed **noisy quasi-harmonic** signals. Besides, by virtue of unambiguous relation between true (θ)- and "generalized" (α, β)-directions, the **latter** ones only, without reserve and quotes, are used below.

III. POTENTIALITIES OF NOISY QUASI-HARMONIC SIGNALS RESOLUTION-DETECTION

A. Shirman's statistical theory developed in works [20, 21, 34] treats various kinds and criteria of resolution. Here, concepts of the quasi-complete **resolution-detection** theory are used. According to it, n signals in noise are considered as resolved if the **statistical** characteristics of **detection** (conditional false

alarm probabilities (**FAP**) F and proper detection probability (**PDP**) D of each of them **by turns** playing a role of useful signal in the presence of the rest $(n-1)$ signals playing a role of **interfering** ones, remain **not worse** than an admissible limit.¹

In such a statement, a procedure of spatial resolution is reduced to testing the hypotheses: either H_1 about the **presence** or H_0 about the **absence** of a source in successively or simultaneously tested **signal** directions α of sector (α_b, α_e) chosen. The resolution-detection potentialities are provided by the **optimal** processing of received realization under hypothetical conditions of **full a priori definiteness**.

B. As applied to the models of Section II, the latter means a knowledge of α -dependent **CMs** Φ_1 and Φ_0 of vectors \mathbf{y}_ℓ (5) by hypotheses H_1 and H_0 . They are related to **CM** Φ (9) by the equalities

$$\Phi = \begin{cases} \Phi_0 = \Psi_0^{-1}, & \alpha \neq \beta_\ell, \\ \Phi_1 = \Phi_0 + h_\ell \cdot \mathbf{x}(\beta_\ell) \cdot \mathbf{x}^*(\beta_\ell), & \alpha = \beta_\ell, \end{cases} \ell \in 1, n. \quad (12)$$

In this case, the optimal (by the **Neyman-Pearson** criterion) processing of the K -variate realization of input process $\mathbf{Y} = \{\mathbf{y}_\ell\}_{\ell=1}^K$ is reduced to **formation of the statistic** [18, 34]

$$\xi(\alpha) = \mathbf{r}_0^*(\alpha) \cdot \hat{\Phi} \cdot \mathbf{r}_0(\alpha) = \frac{1}{K} \cdot z(\alpha), \quad (13)$$

$$z(\alpha) = \mathbf{r}_0^*(\alpha) \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{r}_0(\alpha), \quad \mathbf{r}_0(\alpha) = \Psi_0 \cdot \mathbf{x}(\alpha),$$

and to its comparison with the threshold $v_0(\alpha)$ providing the specified **FAP**

$$F = \int_{v_0(\alpha)}^{\infty} p_{\xi_0}(x) dx = \int_{K \cdot v_0(\alpha)}^{\infty} p_{z_0}(x) dx. \quad (14)$$

Here, $p_{\xi_0}(x)$ and $p_{z_0}(x)$ denote **pdfs** of the statistics $\xi(\alpha)$ and $z(\alpha)$ under **hypothesis** $H = H_0$ of the **absence** of sources in the direction under analysis.

Using (8) with $M=1$ and $N=K$ and taking into account (12), it is easy to make sure [19] that $p_{z_0}(x) = p_z(x, \sigma_0^2)$ where

$$p_z(x, \sigma^2) = \frac{1}{\sigma^2 \cdot (K-1)!} \cdot \left(\frac{x}{\sigma^2}\right)^{K-1} \cdot \exp\left\{-\frac{x}{\sigma^2}\right\} \quad (15)$$

is **pdf of Gamma-distribution** with the integer shape parameter K (**Erlang's** distribution [30]) and the scale parameter

$$\sigma^2(\alpha) = \overline{\xi(\alpha)} = \mathbf{r}_0^*(\alpha) \cdot \Phi \cdot \mathbf{r}_0(\alpha) = \begin{cases} \sigma_0^2(\alpha) = \mathbf{x}^*(\alpha) \cdot \Psi_0 \cdot \mathbf{x}(\alpha), & \alpha \neq \beta_\ell, \\ \sigma_1^2(\alpha) = \sigma_0^2 \cdot (1 + \mu_\ell), & \alpha = \beta_\ell, \end{cases} \ell \in 1, n, \quad (16)$$

$$\mu_\ell = \frac{\sigma_1^2 - \sigma_0^2}{\sigma_0^2} = h_\ell \cdot \mathbf{x}^*(\beta_\ell) \cdot \Psi_0 \cdot \mathbf{x}(\beta_\ell), \quad \alpha = \beta_\ell, \ell \in 1, n. \quad (17)$$

It follows from (14) – (16) that the required threshold level equals

¹ Works [2, 4, 7 – 14 etc.], wherein resolution is linked to an angular coordinates estimation accuracy (with a degree of errors proximity to the **Cramer-Rao** bound), from positions of the theory of [20, 21, 34] concern quasi-complete **resolution-measurement**.

$$v_0(\alpha) = x_0 \cdot \sigma_0^2(\alpha) / K \quad (18)$$

where x_0 is a root of the equation $F = \varphi(x_0)$, whereas

$$\varphi(x) = \int_x^{\infty} p_z(x, 1) dx = e^{-x} \cdot \sum_{i=0}^{K-1} x^i / i! \quad (19)$$

is the “survival function” [30] of **Erlang's** distribution with $\sigma^2 = 1$. Herewith **PDP** of the signal (from the direction of search α) given $\alpha = \beta_\ell$

$$D = D(\mu_\ell) = \int_{K \cdot v_0(\alpha)}^{\infty} p_z(x, \sigma_1^2) dx = \varphi\left(\frac{x_0}{1 + \mu_\ell}\right), \quad \ell \in 1, n \quad (20)$$

fully depends on the **detection** parameter μ_ℓ (17). It has an evident sense of “optimal” signal to interference (a mixture of interfering signals from the $\beta_i \neq \alpha$ directions and receive channels noise) power ratio (**OSIR**) **after** the optimal processing. It is convenient to write it down as

$$\mu_\ell = q_\ell \cdot k_e, \quad q_\ell = r \cdot h_\ell, \quad \ell \in 1, n, \quad (21)$$

$$k_e = \mathbf{x}^*(\beta_\ell) \cdot \Psi_0 \cdot \mathbf{x}(\beta_\ell) / r, \quad r = \mathbf{x}^*(\beta_\ell) \cdot \mathbf{x}(\beta_\ell),$$

where q_ℓ is the **OSIR** in the absence of “interfering” signals (in the presence of self-noise solely) to be henceforth termed **OSNR** in order to emphasize its dissimilarity from **SNR** h_ℓ in the **AA** elements; $k_e \leq 1$ is the “**useful**” signal energy utilization factor [20] characterizing the loss due to the presence of “**interfering**” signals.

In particular, for **LUAA** given $n=2$ and $\alpha = \beta_i$ when, by virtue of (9) – (12),

$$\mathbf{G} = \mathbf{x}(\beta_2), \quad r = M, \quad \Psi_0 = \mathbf{I}_M - \frac{h_2}{1 + q_2} \cdot \mathbf{x}(\beta_2) \cdot \mathbf{x}^*(\beta_2) \quad (22)$$

from (21) obtain [18 – 21, 34]

$$\mu_1 = q_1 \cdot k_e, \quad k_e = 1 - \frac{q_2}{1 + q_2} \cdot |\rho|^2, \quad (23)$$

$$q_i = M \cdot h_i, \quad i = 1, 2.$$

Here,

$$\rho = \mathbf{x}^*(\beta_1) \cdot \mathbf{x}(\beta_2) / r \approx \sin(\pi \cdot \Delta) / (\pi \cdot \Delta) \quad (24)$$

is the spatial correlation factor of “useful” and “interfering” signals subject to the **relative** angular distance between them

$$\Delta = (\beta_2 - \beta_1) / \Delta_0, \quad \Delta_0 = 2 \cdot \pi / M; \quad (25)$$

Δ_0 is the **first nulls** radiation pattern (**RP**) half-width of the synphase M -element **LUAA**.

The approximate equality in (24) is valid under conditions of $M \gg 1$ and $\Delta \leq 1$ to be of key interest for the later discussion.

C. Fig. 1a shows families of the dependences $D = D(\mu)$, with $\mu = q \cdot k_e$ and $q = q_1$, accounted by (20), (19) for different values of F and sizes K of the analyzed input process realization $\mathbf{Y} = \{\mathbf{y}_\ell\}_{\ell=1}^K$. Fig. 1b shows dependences $k_e(\Delta)$ (23) – (25) for a set of **OSNR** values $q_M = q_2$ of “interfering” signal. They allow defining the statistical **detection** characteristics (F, D) of the signal with **OSNR** q versus the angular distance $\Delta \leq 1$ between them and, hence, the possibilities of their angular **resolution-detection**.

Let, e.g., $q = 20$ (13 dB), $K = 5$, and **PDP** have to be not less than $D \geq D_{allow} = 0.5$ for **FAP** $F = 10^{-6}$. As follows from Fig. 1a, $\mu \geq 4$ and hence $k_e \geq 0.2$ (-7 dB) are required for this. According to Fig. 1b, this k_e value is provided for $\Delta \geq 0.19$ if $q_M = 10$ dB, and for $\Delta \geq 0.22$ if $q_M = 15$ dB. When $\Delta \geq 0.23$, it is provided even if $q_M \rightarrow \infty$. The corresponding lower bound $\Delta = \Delta_{min}$, as is seen from the given examples and was shown as early as in [20], can be **less** than the **Rayleigh** limit $\Delta = \Delta_R \approx 1$. This bound is provided solely under hypothetic conditions of full *a priori* definiteness with optimal processing (13) of the signals described in Section II and therefore characterizes their resolution-detection **potentialities**.

The “**super-Rayleigh**” resolution is “purchased” at the expense of the **increase** $\mu/q = k_e^{-1}$ times in the signal threshold power. However, under optimal processing (13), power loss (21), (23) is **minimum**, or, what is the equivalent, the power is used for **resolution** as much effectively as possible. For example, in a test scenario of two ($n = 2$) equipotent **LUAA** signals, Δ_{min} is **inversely** proportional to \sqrt{q} given “small” K , and to q given the “large” K . A boundary between the “small” and “large” K is subject to D and F . It can be shown, in particular, that for $D = 0.5$ and $F = 10^{-6}$ [18, 19],

$$\Delta_{min} = \begin{cases} \approx 1/\sqrt{q} & \text{for } K \leq 5, \\ \leq 0.577/q & \text{for } K \geq 35. \end{cases} \quad (26)$$

D. The processing under real conditions of *a priori* uncertainty is inevitably related to an **additional** signal loss and (or) **aggravation of requirements** to the sample size (observation interval). These loss and requirements being a “pass” for these or those methods to the work under corresponding conditions are defined by **distribution laws** of statistics formed by the methods. Below, a role of the statistics is played by random **SFs** of methods (1), wherein instead of unknown **CMs** (9), (11) their **ML** estimates (6), (3) are used.

IV. DISTRIBUTION LAWS OF SPECTRAL FUNCTIONS “AT POINT”

A. In an optimal resolution-detection procedure, statistic (13) at points of analysis $\alpha \in (\alpha_b, \alpha_e)$ is compared with threshold (18), (19) (**for the moment** (until Section VI) we assume that necessary thresholds can be formed).

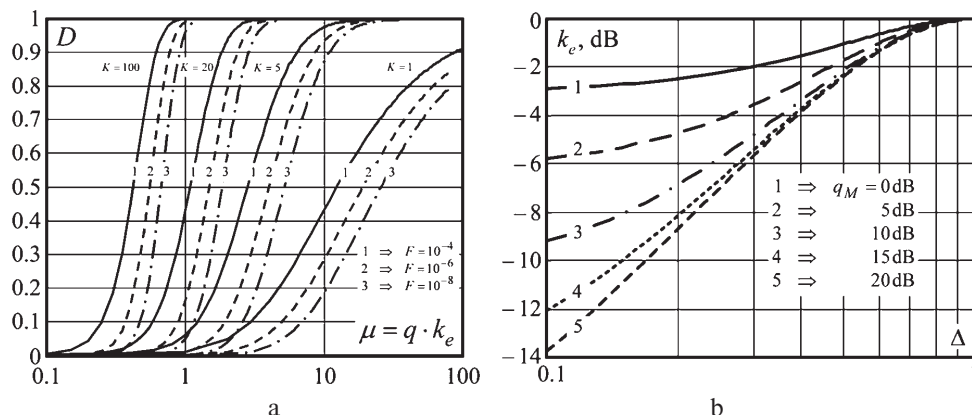


Fig. 1. (a) Dependences $D = D(\mu)$. (b) Dependences $k_e(\Delta)$ (23) – (25) for a set of q_2

The statistical characteristics of the threshold processing of random **SFs** $\hat{S}(\alpha)$ (1) are defined by distribution laws of their values at these points.

When deriving the laws, assume **ML** estimates (6), (3) to be formed by the $N \geq M$ sample $\mathbf{Y} = \{\mathbf{y}_\ell\}_{\ell=1}^N$ of vectors \mathbf{y}_ℓ with properties (5), so matrix **A** (7) has the **Wishart** distribution (8):

$$\mathbf{A} = \mathbf{Y} \cdot \mathbf{Y}^*, p(\mathbf{A}) = p(\mathbf{A}; \Phi, \delta), \delta = N - M \geq 0. \quad (27)$$

Having no possibility to give here complicated and bulky computations, we restrict ourselves by a brief description of a **procedure** and results of **exact** computation of the **pdf** for the first three **SFs** (1) only that are direct subject to matrix $\hat{\Psi}$. The **pdfs** of the two latter **SFs** dependent on the **squared** matrix are unknown for the authors. Their empirical distribution laws are obtained below with the help of a mathematical model **pretested with exact** results.

B. The essence of the technique is in the following [15]. Let us introduce the $k \times k$ Hermitian matrix

$$\hat{\mathbf{Q}} = \{\hat{q}_{ij}\}_{i,j=1}^k = \mathbf{Z}^* \cdot \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{Z} = N^{-1} \cdot \mathbf{Z}^* \cdot \Psi \cdot \mathbf{Z}, \quad (28)$$

$$\mathbf{Z} = \{\mathbf{z}_i\}_{i=1}^k, \quad k \leq M,$$

where **A** is random matrix (27); **Z** the non-random full column-rank matrix (with $k \leq M$ linearly independent M -variate columns \mathbf{z}_i , $i = 1, k$).

It can be shown [47] that the $k \times k$ matrix

$$\hat{\mathbf{R}} = \{\hat{r}_{ij}\}_{i,j=1}^k = \hat{\mathbf{Q}}^{-1} \quad (29)$$

under conditions of (27) has the **Wishart** distribution

$$p(\hat{\mathbf{R}}) = d^{-1} \cdot |\hat{\mathbf{R}}|^\delta \cdot \exp\{-tr(\Omega \cdot \hat{\mathbf{R}})\}, \quad (30)$$

$$d = \pi^{\frac{k(k-1)}{2}} \cdot |\Omega^{-1}|^{\delta+k} \cdot \prod_{i=1}^k \Gamma(k + \delta - i + 1)$$

with the $k \times k$ non-random **matrix of parameters** Ω^{-1} ,

$$\Omega = \{\Omega_{ij}\}_{i,j=1}^k = \mathbf{Z}^* \cdot \Psi \cdot \mathbf{Z}. \quad (31)$$

Given $k = M$ and $\mathbf{Z} = \mathbf{I}_M$, when $\Omega = \Psi$, $\Omega^{-1} = \Phi$, $\hat{\mathbf{Q}} = \mathbf{A}^{-1}$ and hence $\hat{\mathbf{R}} = \mathbf{A}$, distribution (30) turns into (8).

C. Let $k = 1$ and $\mathbf{Z} = \mathbf{z}_1 = \mathbf{x}(\alpha)$. In this case, **matrices** (28) – (30) are transformed into the **scalars**

$$\Omega = S_1^{-1}(\alpha), \quad \Omega^{-1} = S_1(\alpha), \quad d = \delta! \cdot S_1(\alpha)^{\delta+1},$$

$$\hat{\mathbf{Q}} = (N \cdot \hat{S}_1(\alpha))^{-1}, \quad \hat{\mathbf{R}} = N \cdot \hat{S}_1(\alpha),$$

and distribution (30) takes the form

$$p(\hat{R}) = (\delta! \cdot S_1(\alpha))^{-1} \cdot \left(\hat{R}/S_1(\alpha) \right)^\delta \cdot \exp\left\{-\hat{R}/S_1(\alpha)\right\}.$$

The **pdf** of **SF** $\hat{S}_1(\alpha) = \hat{R}/N$ of **Capon's MV** method therefore equals

$$P_{\hat{S}_1}(x) = \frac{1}{\delta!} \cdot \frac{N}{S_1(\alpha)} \cdot \left(\frac{x \cdot N}{S_1(\alpha)} \right)^\delta \cdot \exp\left\{-\frac{x \cdot N}{S_1(\alpha)}\right\} \quad (32)$$

where $S_1(\alpha)$ is the “true” value of **SF** (given $\hat{\Psi} = \Psi$).

In this case, the “**normalized**” **SF**, being more convenient for the further analysis,

$$v = \hat{S}(\alpha)/S(\alpha) \quad (33a)$$

with the **pdf**

$$p_v(x) = S(\alpha) \cdot p_{\hat{S}}(S(\alpha) \cdot x), \quad (33b)$$

for the **MV** method equals

$$p_v(x) = p_{v_1}(x) = (\delta!)^{-1} \cdot N \cdot (N \cdot x)^\delta \cdot \exp\{-N \cdot x\}. \quad (34)$$

Pdfs (32), (34) were first obtained as early as in [22] and then “re-derived” in [23]. In [19, 28], they were obtained also for **ML** estimates of **persymmetrical CMs** being possible, in particular, in **AAs** with the **central symmetry** in spacing of pairwise identical receive elements (modules) [3, 18]. Discussion on peculiarities related to this **CM** specificity as well as to other ones is a subject for a separate publication.

Let now $k=2$, and $\mathbf{Z} = \{\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2\}$ be the $M \times 2$ matrix with the columns

$$\mathbf{z}_1 = \mathbf{e}_m, \quad \mathbf{z}_2 = \mathbf{x}(\alpha), \quad m \in 1, M. \quad (35)$$

In this case, **pdf** (30) of the 2×2 matrix

$\hat{\mathbf{R}} = \{\hat{r}_{ij}\}_{i,j=1}^2$ equals

$$p(\hat{\mathbf{R}}) = (\pi \cdot \delta! \cdot (\delta+1)!)^{-1} \cdot |\hat{\mathbf{Q}}|^{\delta+2} \cdot |\hat{\mathbf{R}}|^\delta \cdot \exp\{-tr(\hat{\mathbf{Q}} \cdot \hat{\mathbf{R}})\}, \quad (36)$$

$$\hat{\mathbf{Q}} = \mathbf{Z}^* \cdot \Psi \cdot \mathbf{Z},$$

and the first three **SFs** of (1) are related to 2×2 matrix $\hat{\mathbf{Q}}$ (28) elements as

$$\hat{S}_1 = \frac{1}{N \cdot \hat{q}_{22}}, \quad \hat{S}_2 = \frac{\hat{q}_{11}}{N \cdot |\hat{q}_{12}|^2}, \quad \hat{S}_3 = \frac{\hat{q}_{11} \cdot \hat{q}_{22}}{|\hat{q}_{12}|^2} \quad (37)$$

(for the moment, for designation simplicity, argument α of the **SFs** is omitted).

D. Therewith the problem to be solved is reduced to solving two subproblems:

a) to find **pdf** of 2×2 matrix $\hat{\mathbf{Q}}$ (28) via **pdf** (36) of matrix $\hat{\mathbf{R}}$ (29);

b) to account **pdfs** (37) of matrix $\hat{\mathbf{Q}}$ elements.

In order for the **first** of them to be solved, it is enough to take into account that Jacobian of transform (29) is equal to $|\hat{\mathbf{Q}}|^{2k}$ and consequently for $k=2$

$$p(\hat{\mathbf{Q}}) = |\hat{\mathbf{Q}}|^{\delta+2} \cdot |\hat{\mathbf{Q}}|^{-(\delta+4)} \cdot \frac{\exp\{-tr(\hat{\mathbf{Q}} \cdot \hat{\mathbf{Q}}^{-1})\}}{\pi \cdot \delta! \cdot (\delta+1)!}. \quad (38)$$

The **second** problem is **more challenging**. It requires rather nontrivial transforms, calculations of their Jacobians and integrals containing special functions some of which are reduced to the reference ones [31].

Omitting details, we give the “final” **joint pdfs** of values fully defining sought random **SFs** \hat{S}_2 and \hat{S}_3 (37):

$$p_c(v_2, v_3) = d_{23} \cdot \exp\left\{-\frac{N \cdot v_2}{v_3}\right\} \times \exp\left\{-\frac{N \cdot v_2}{1 + C_3 \cdot v_3}\right\} \cdot L_{\delta+1}\left\{-\frac{N \cdot v_2}{C_3 \cdot v_3 \cdot (1 + C_3 \cdot v_3)}\right\}, \quad (39a)$$

$$d_{23} = \frac{1}{\delta! \cdot C_3 \cdot v_3^2} \cdot N^{\delta+2} \cdot v_2^{\delta+1} \cdot \left(\frac{C_3}{1 + C_3 \cdot v_3}\right)^{\delta+2}.$$

Here, $L_n(\bullet)$ is the **Laguerre** polynomial of degree n [31],

$$v_2 = \hat{S}_2/S_2, \quad v_3 = \hat{C}_3/C_3, \quad \hat{C}_3 = \hat{S}_3 - 1 \quad (39b)$$

are the random **SFs** values **normalized** to the “true” ones.

Integrating (39a) over v_2 (v_3) from 0 to ∞ , obtain the **pdfs** $p_v(x)$ of **normalized SFs** $v = v_3$ ($v = v_2$). The integral over v_2 is written as

$$p_v(x) = p_{v_3}(x) = C^{\delta+1} \cdot (\delta+1) \times \sum_{n=0}^{\delta+1} \frac{a_n}{C^n} \cdot \frac{x^\delta}{(1 + (1+C) \cdot x)^{\delta+2+n}}, \quad (40)$$

$$a_n = \frac{(\delta+1+n)!}{(n!)^2 \cdot (\delta+1-n)!}, \quad C = C_3 = C_3(\alpha) = S_3(\alpha) - 1.$$

Attempts to obtain an explicit expression for the integral

$$p_v(x) = p_{v_2}(x) = \int_0^\infty p_c(x, y) dy \quad (41)$$

failed, the **pdf** $p_{v_2}(x)$ of the **LP** methods is therefore defined with numerical integration methods.

E. The analysis carried out in Section V for estimation of methods (1) resolution by statistical resolution-detection criteria is based on **exact** formulas (34), (40), (41) and **empirical** laws of distribution “at point” of **SFs** $\hat{S}_4(\alpha)$ and $\hat{S}_5(\alpha)$ of the **BL** and **TN** methods, obtained with models tested by exact formulas.

V. COMPARATIVE ANALYSIS OF RESOLUTION BY STATISTICAL RESOLUTION-DETECTION CRITERIA

A. Assume a decision on signal detection from the $\alpha \in (\alpha_b, \alpha_e)$ -direction to be made by results of a **comparison** of the random **SFs** $\hat{S}(\alpha)$ of methods (1) with the **threshold** $v(\alpha)$. Their resolution in this case is subject to **FAP** F and **PDP** D :

$$F = \int_{v(\alpha)}^\infty p_{\hat{S}}(x, S_0) dx = \int_{x_0}^\infty p_v(x, S_0) dx,$$

$$D = \int_{v(\alpha)}^\infty p_{\hat{S}}(x, S_C) dx = \int_{x_0/(S_C/S_0)}^\infty p_v(x, S_C) dx, \quad (42)$$

where $S_0 = S_0(\alpha)$ and $S_C = S_C(\alpha)$ are the true **SFs** $S(\alpha)$ at a point of analysis α in the absence

and presence of a source in the α -direction; $x_0 = v(\alpha)/S_0(\alpha)$ is the scalar that shows an excess of the threshold

$$v(\alpha) = x_0 \cdot S_0(\alpha) \quad (43)$$

over a $S_0(\alpha)$ value providing a specified **FAP** F . The second equalities in (42) are resulted from (33).

It is easy to show that the ratio $S_C/S_0 = S_C(\alpha)/S_0(\alpha)$ entering the lower limit of the second integral in (42) for all the methods (1) is the **same**, and in the $\alpha = \beta_\ell$ -directions ($\ell \in 1, n$) of sources location equals (see (17), (21))

$$\frac{S_C}{S_0} = \frac{S_C(\beta_\ell)}{S_0(\beta_\ell)} = 1 + \mu_\ell, \quad \mu_\ell = q_\ell \cdot k_\ell, \quad \ell \in 1, n \quad (44)$$

i.e. it is defined by the same **OSIR** μ_ℓ as that at the optimal processing under conditions of full *a priori* definiteness (Section III).

B. Let us begin from the analysis of **Capon's** method resolution. As follows from the comparison of (34) with (15), for this method, according to (42),

$$F = f_\delta(N \cdot x_0), \quad D = f_\delta\left(\frac{N \cdot x_0}{1 + \mu_\ell}\right), \quad \ell \in 1, n \quad (45)$$

where $f_\delta(x)$ is the “survival” function of **Erlang's** distribution with the unit scale parameter but unlike (19) with the shape parameter $\delta + 1$.

In combination with (20), this means that **Capon's** method under conditions of (6), (3) theoretically provides **exactly the same** statistical performance of resolution-detection as **optimal** processing (13) of the K -variate input realization $\mathbf{Y} = \{\mathbf{y}_i\}_{i=1}^K$ if the sample size N in **ML** estimate (27) satisfies the condition $\delta = K - 1 = N - M$, i.e. when

$$N = K + \varepsilon, \quad \varepsilon = M - 1. \quad (46)$$

The ε value defines a “payment” for the *a priori* lack of knowledge of **CM** Φ (4), which is required when using **Capon's** method on the basis of **ML** estimates (6), (7), (27). In particular, the K value in Fig. 1a should be increased by ε in order to define this method statistical performance in **LUAA** for $n = 2$ and $\alpha = \beta_\ell$ ($\ell \in 1, n$).

C. The corresponding “payment” of other methods (1) can be **significantly higher**. We will illustrate this first on an example of **MCA** with **SF** $\hat{C}(\alpha) = \hat{S}(\alpha) - 1$ with **pdf** (40) and the true values $C(\alpha) = C_0$ and $C(\alpha) = C_1$ given $\alpha \neq \beta_\ell$ and $\alpha = \beta_\ell$ ($\ell \in 1, n$) respectively.

It can be shown that in this case the threshold constant x_0 in (43) is the root of the equation

$$F = \left(\frac{C_0}{1 + C_0}\right)^{\delta+1} \cdot (\delta+1) \cdot \sum_{n=0}^{\delta+1} \frac{a_n}{C_0^n} \cdot I_n(x_0, C_0), \quad (47)$$

and **PDP** of the source signal acting from the $\alpha = \beta_\ell$ -direction ($\ell \in 1, n$) equals

$$D = (C_1/(1 + C_1))^{\delta+1} \cdot (\delta+1) \times \sum_{n=0}^{\delta+1} a_n \cdot I_n(x_0/(1 + \mu_\ell), C_1), \quad C_1 = C_0/(1 + \mu_\ell), \quad (48)$$

where $I_n(x, c)$ denotes the integral [31]

$$I_n(x, c) = \int_0^{z(x, c)} t^n \cdot (1-t)^\delta dt = z^{n+1}(x, c) \times \sum_{k=0}^{\delta} (-1)^k \cdot \binom{k}{\delta} \cdot \frac{z^k(x, c)}{n+1+k}, \quad z(x, c) = \frac{1}{1+(1+c) \cdot x}, \quad (49)$$

and $\binom{m}{n}$ denotes the number of combinations by m of n .

Consider first a “small” effective sample size δ scenario when

$$(\delta+1) \cdot (\delta+2) < C_0, \quad \delta = N - M \quad (50)$$

As the analysis shows, in this case, a decisive contribution to sums in (47), (48) is made by the **first summands only**, so that

$$F \approx \left(\frac{C_0}{1 + C_0}\right)^{\delta+1} \cdot \frac{\delta+1}{1+(1+C_0) \cdot x_0}, \quad (51)$$

$$D \approx \left(\frac{(1+C_0) \cdot (1+\mu_\ell)}{1+C_0 \cdot (1+\mu_\ell)}\right)^{\delta+1} \cdot F.$$

It follows from the first equality that under conditions of (50) when $\delta \ll C_0$

$$x_0 \approx \frac{\delta+1}{1+C_0} \cdot F^{-1}. \quad (52)$$

For the probabilities $F < 10^{-3}$ being of primary interest, this x_0 value can significantly exceed x_0 in (45) for **Capon's** method what demonstrates that distribution (40) has essentially “**heavier tails**” than distribution (34).

It can be seen from the second equation in (51) that for small **OSIR** values $\mu_\ell < 1$, $D \approx F$ what is quite natural. However, under conditions of (50) even at arbitrary large $\mu_\ell \rightarrow \infty$, **PDP** is

$$D \approx \left(1 + \frac{1}{C_0}\right)^{\delta+1} \cdot F \approx \left(1 + \frac{\delta+1}{C_0}\right) \cdot F \leq \left(1 + \frac{1}{\delta+2}\right) \cdot F, \quad (53)$$

i.e. **not more than 1.5 times exceeds FAP** F .

This effect that seems to be paradoxical at **first sight** can be formally explained when analyzing **pdf** (40) transformation under conditions of (50) when **OSIR** is varied $\mu = \mu_\ell$. Fig. 2a shows a family of dependences $g(x, C_1) = \sqrt{p_v(x, C_1)}$,² $C_1 = C_0 \cdot (1 + \mu)$ for a set of values $\mu = 0, 1, 9, 99$ ($C_1 = C_0, 2 \cdot C_0, 10 \cdot C_0, 100 \cdot C_0$) given $C_0 = 15$ and $\delta = 2$, when “small sample” conditions (50) are satisfied.

It is well seen that with the increase in μ the **pdf** $p_v(x, C_1)$ biases to the domain of **lesser** x values, and due to this, the **probability** to obtain values $v \geq 1$ decreases. By virtue of (33a), (39b), (40), this means

² The use of the root of $p_v(x, C_1)$ is inspired solely by a quest for image visualization. Otherwise it is inconveniently to simultaneously observe significantly “different in size” curves. With the same aim, a logarithmic scale on the x-axis is used that enables one to observe functions $p_v(x, C_1)$ being significantly different in width for different values of C_1 .

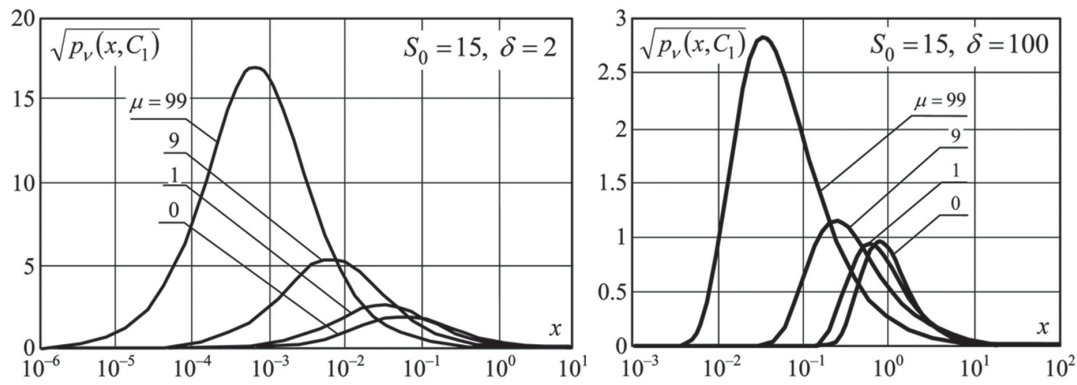


Fig. 2. (a) Pdf (40) transformation under conditions (50), when OSIR changes $\mu = \mu_\ell$.
(b) Pdf (40) transformation, when conditions (50) are not fulfilled and OSIR changes $\mu = \mu_\ell$.

that the probability to obtain the values of random SFs $\hat{C}_3(\alpha)$ ($\hat{S}_3(\alpha)$) being close to their true values $C_3(\alpha)$ ($S_3(\alpha)$) is the **less** the **more** these true values are. In this case, due to the pointed out “**bias to the left**”, the area under curve $p_v(x, C_1)$ to the right of the point $x = x_0/(1+\mu)$ defining D (see (42), (44)) remains practically the **same** as that under curve $p_v(x, C_0)$ to the right of the point $x = x_0$ defining F . This constitutes the fundamental difference between MCA and Capon’s MV method pdf (34) of whose normalized SF (33a) **does not depend** on the absolute true SF $S(\alpha)$ level (the latter circumstance was noted as early as in [22, 23]).

As the effective sample size δ grows (conditions (50) are violated), the “**bias to the left**” of densities $p_v(x, C_1)$ (40) decreases with the increase in μ , what is clearly seen in Fig. 2b given $\delta = 100$. Under these conditions, with the increase in μ , PDP D also increases, however, rather slowly, and for each δ , the **boundary** value $\mu = \mu_b$ exists whose exceeding in practice already does **not increase** the value $D = D_b$. The δ and μ are related by the inequality

$$(\delta + 1) \cdot (\delta + 2) < C_1 = C_0 \cdot (1 + \mu). \quad (54)$$

When the inequality is satisfied, the first summand mainly contributes to sum (48), whereas contribution of the rest of summands can be neglected. In this case,

$$D = D_b \leq 1 - (C_0 \cdot x_0 / (1 + C_0 \cdot x_0))^{\delta + 1}. \quad (55)$$

In particular, under conditions of the example in Fig. 2b for $F = 10^{-4}$ ($x_0 = 100$), it follows that $D_b \leq 0.06$ at any $\mu \rightarrow \infty$.

In this connection, requirements to the sample size for MCA can be **significantly higher** than those for the MV method. This is illustrated by the MCA detection characteristics shown in Fig. 3. Comparing them with the analogous curves in Fig. 1a for $\delta = K - 1$, it is easy to make sure that in the given examples, the performance provided by Capon’s method already for $\delta = 0, 4, 19$, is provided by MCA for $\delta > 200, 400, 1000$ respectively.

D. Figs. 4a,b show the families of LP method pdfs like those in Figs. 2a, b, calculated by (39), (41). Figs. 5a, b display the empirical cumulative distri-

bution functions (cdfs) obtained with a mathematical model for distributions of SFs (1) normalized as (33a) of the BL and TN methods under conditions of Figs. 2 – 4. It is seen that the “**bias to the left**” effect with the increase in μ is to this or that extent inherent in pdfs (cdfs) of normalized SFs of **all** the methods. The requirements to the effective sample size δ for them, as well as for MCA, appear therefore to be **significantly higher** than those for the MV method. Reasons of the difference are discussed in Section VII.

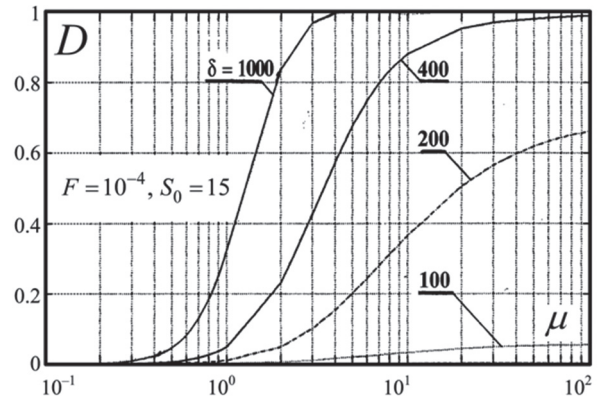


Fig. 3. Detection characteristics of MCA

E. The Capon’s MV method merits established compared with other methods (1) could become a decisive argument when choosing a direction finding method under conditions of the *a priori* uncertainty if a procedure of random SFs (1) comparison with the threshold $v(\alpha)$ was practically realized at all the analysis points $\alpha \in (\alpha_b, \alpha_e)$. As follows from (43), this threshold is defined by a value of the true SF $S_0 = S_0(\alpha)$ of corresponding method, i.e. by its value in the absence of source in the direction of analysis α . The comparison with the threshold solely will provide the “record” (with minimum “payment” ε (46)) statistical detection performance of Capon’s method in the presence of source in the analyzed α -direction.

But S_0 is defined by CM Φ_0 (12) being *a priori unknown* and in reality this or that its estimate should be used instead of it. However unlike estimate (6) of CM Φ (4), (9) **as a whole**, it is extremely difficult or even impossible to obtain estimate $\hat{\Phi}_0$ of CM Φ_0 for all the $\alpha \in (\alpha_b, \alpha_e)$ including $\alpha = \beta_\ell$ ($\ell \in 1, n$)

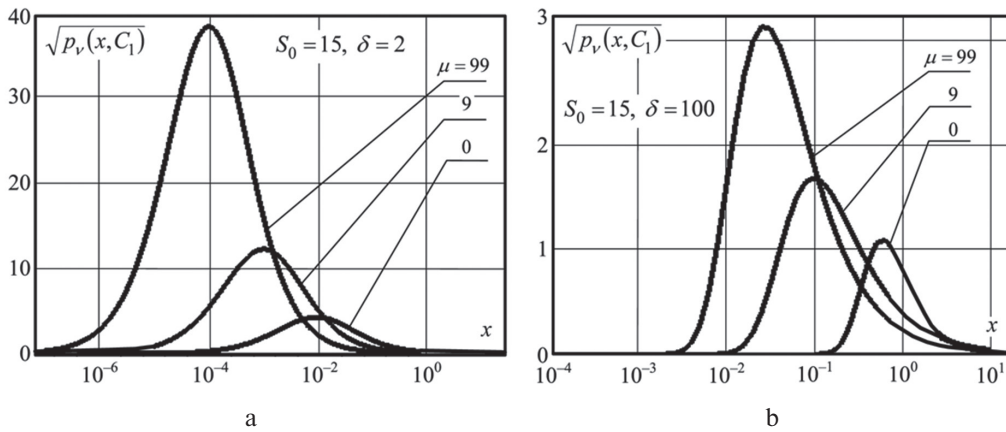


Fig. 4. (a) Pdfs of LP method under conditions (50), when OSIR changes $\mu = \mu_\ell$.
 (b) Pdfs of LP method, when conditions (50) are not fulfilled and OSIR changes $\mu = \mu_\ell$

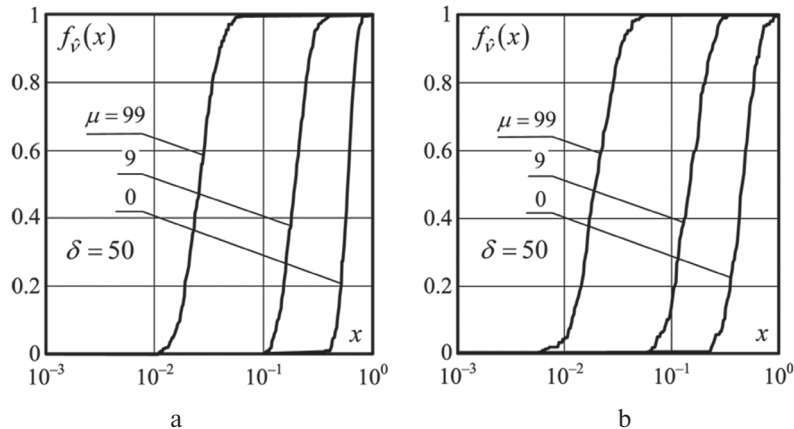


Fig. 5. (a) Empirical cdfs of normalized SFs of the BL method.
 (b) Empirical cdfs of normalized SFs of the TN method

having available the **non-classified** at $\alpha = \beta_\ell$ sample $\mathbf{Y} = \{\mathbf{Y}_\ell\}_{\ell=1}^N$ only. Namely this can explain a wide spread in practice of other (**non-statistical**) resolution procedures and criteria, in particular the **Rayleigh** criterion not related to the **threshold** processing of SF $\hat{S}(\alpha)$ at all the points α of the analysis interval. The statistical analysis of methods (1) resolution by the (non-statistical) **Rayleigh** criterion is given below.

VI. STATISTICAL ANALYSIS OF RESOLUTION BY THE RAYLEIGH CRITERION

A. Procedures for sources direction finding (the spatial spectral analysis) with methods (1) usually imply corresponding SFs $\hat{S}(\alpha)$ formation at points α of chosen sector (α_b, α_e) and a consequent search for their local **maxima**. The **number** of maxima is then identified with the **number** n of sources in this sector, whereas their **coordinates** α_ℓ and **values** $\hat{S}(\alpha_\ell)$ ($\ell \in 1, n$) are identified with the sources **directions** and relative **intensities** [1, 5, 6, 14, 25]. Resolution by the **Rayleigh** criterion is defined in a **test** scenario of two ($n=2$) equipotent ($q_1 = q_2 = q$) sources assumed to be resolved if the “**notch-depth**” between two maxima of $\hat{S}(\alpha_\ell)$, $\ell=1,2$, characterized by the parameter

$$\hat{\gamma} = \frac{\hat{S}(\alpha_\ell)}{\hat{S}(\alpha_{mean})}, \quad \ell \in 1, 2, \quad \alpha_{mean} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}, \quad (56)$$

exceeds the *a priori* chosen threshold γ_0 (usually $\gamma_0 = (1 \dots 3)$ dB) [1, 14, 25].

The goal of the following analysis is to compare resolutions of methods (1) on the basis of **ML** estimates (27), (6), (3) by criterion (56).

B. First, note that the (**forced**) proceeding from statistically optimal procedures and criteria to non-statistical ones inevitably entails **additional** energy consumption for resolution. For each of methods (1), the consumption is **different**. It is minimum under hypothetical conditions of **infinite** sample size $N \rightarrow \infty$, when the random SFs $\hat{S}(\alpha)$ can be considered as coinciding with the **true** SFs $S(\alpha)$ (by virtue of the asymptotic unbiasedness and consistency of **ML** estimates (27), (6)).

As is shown in [16-19], under these conditions, **MCA** is the “**best**” of methods (1), whereas the **MV** method is the “**worst**”. The asymptotic (for $N \rightarrow \infty$) difference between them is quantitatively illustrated by Fig. 6 that shows **OSNR** q (23) values for each of two equipotent sources with angular distance Δ (25) between them necessary for their resolution in **LUAA**.

Curves 1, 2, 3 here correspond to the **MV** method; curves 4, 5, 6 to **MCA**. In this case, curves 1, 4 are for $\gamma=1$ and curves 2, 5 for $\gamma=2$. Curves 3, 6 specify the **boundary** values $q = q_b$ at which the second derivatives $d^2 S(\alpha)/d\alpha^2$ at point $\alpha = \alpha_{mean}$ (56) of corresponding true SFs $S(\alpha)$ are equal to zero [25]. For $q \leq q_b$,

these SFs have a **single** maximum at point $\alpha = \alpha_{mean}$, so, by criterion (56), the sources are not **resolved**. They “start being resolved” when [16–19, 25]

$$\Delta \geq \begin{cases} \Delta_b \approx 1.17/\sqrt[4]{q_b} & \text{for the MV method,} \\ \Delta_b \approx 0.95/\sqrt[3]{q_b} & \text{for MCA.} \end{cases} \quad (57)$$

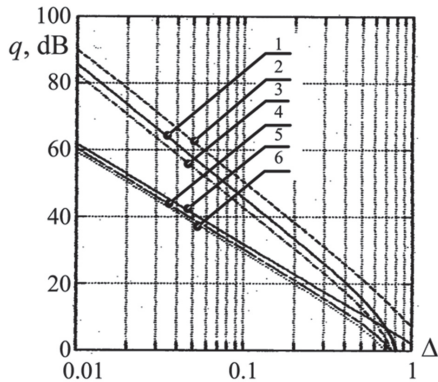


Fig. 6. Values of OSNR q (23) being necessary to resolve two equipotent sources with angular distance Δ

The q_b values for the rest of methods (1) are somewhat **higher** than those for **MCA**.

It is seen from a comparison of (57) with (26) that when using criterion (56), the less distance Δ between sources, the higher additional energy consumption. In particular, for small $\Delta \leq 0.1$, it can constitute 10...20 dB and more.

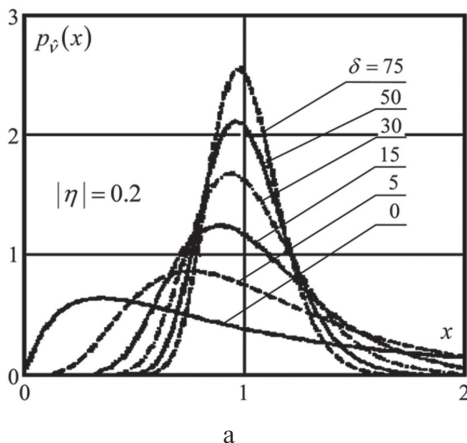
In a real **finite** N scenario, the consumption is even more due to resolution parameter $\hat{\gamma}$ (56) randomness. It depends on statistical properties of $\hat{\gamma}$. The properties are **significantly different** for methods (1). This is demonstrated by the exact and experimental results to be discussed below.

C. For the **MV** method, the **pdf** $p_{\hat{\gamma}}(x)$ of the normalized random parameter

$$\hat{\gamma} = \frac{\hat{\gamma}(\alpha_1, \alpha_2)}{\gamma(\alpha_1, \alpha_2)}, \quad \hat{\gamma}(\alpha_1, \alpha_2) = \frac{\hat{S}(\alpha_1)}{\hat{S}(\alpha_2)}, \quad \gamma(\alpha_1, \alpha_2) = \frac{S(\alpha_1)}{S(\alpha_2)} \quad (58)$$

given arbitrary $\alpha_1 \neq \alpha_2$ and $\delta \geq 0$ equals [15]

$$p_{\hat{\gamma}}(x) = \frac{\Gamma(2 \cdot \delta + 4)}{(\Gamma(\delta + 2))^2} \cdot \frac{(1 - |\eta|^2)^{\delta+2} \cdot x^{\delta+1} \cdot (1+x)}{((1+x)^2 - 4 \cdot |\eta|^2 \cdot x)^{\delta+2.5}} \cdot (59)$$



Here

$$\eta = \mathbf{x}^*(\alpha_1) \cdot \Psi \cdot \mathbf{x}(\alpha_2) \cdot \sqrt{S_1(\alpha_1) \cdot S_1(\alpha_2)}, \quad (60)^{3*}$$

$$S_1(\alpha_i) = (\mathbf{x}^*(\alpha_i) \cdot \Psi \cdot \mathbf{x}(\alpha_i))^{-1}, \quad i = 1, 2$$

is the “generalized” spatial correlation coefficient of radiations from directions α_1 and α_2 , which coincides with (24) for $\Phi = \Psi = \mathbf{I}_M$ and the vector $\mathbf{x}(\alpha)$ in the form of (2).

At $\delta \gg 1$, for the mean $\bar{\hat{\gamma}}$ and variance $\sigma_{\hat{\gamma}}^2$ of parameter $\hat{\gamma}$ (58), the following equalities are valid:

$$\bar{\hat{\gamma}} \approx 1 + \frac{1 - |\eta|^2}{\delta}, \quad \sigma_{\hat{\gamma}}^2 \approx \frac{2}{\delta} \cdot (1 - |\eta|^2). \quad (61)$$

An example of **pdfs** (59) for $|\eta| = 0.2$ and different δ values is given in Fig. 7a.

An **important property** of the **MV** method follows from analysis (59). It consists in that the random parameter $\hat{\gamma}(\alpha_1, \alpha_2)$ given any effective sample sizes $\delta \geq 0$ and values $\alpha_1 \neq \alpha_2$ will be **not less** than its true value $\gamma(\alpha_1, \alpha_2)$ (58) with the **fixed** probability $P = 0.5$. This statement is a consequence of the valid for (59) equality

$$p_{\hat{\gamma}}(x) = \frac{1}{x^2} \cdot p_{\hat{\gamma}}\left(\frac{1}{x}\right) \quad (62)$$

which means coincidence of **pdfs** (59) for positive random value $\hat{\gamma} > 0$ (58) and its inverse $\hat{\chi} = 1/\hat{\gamma}$. This also means that, given any $\alpha_1 \neq \alpha_2$, the point $x = x_0 = 1$ is the **pdf** (59) **median**, i.e.

$$\int_0^1 p_{\hat{\gamma}}(x) dx = \int_1^\infty p_{\hat{\gamma}}(x) dx = 1/2. \quad (63)$$

Indeed, by the normalization condition,

$$\int_0^\infty p_{\hat{\gamma}}(x) dx = \int_0^{x_0} p_{\hat{\gamma}}(x) dx + \int_{x_0}^\infty p_{\hat{\gamma}}(x) dx = 1.$$

But the first summand, by virtue of (62), is equal to

$$\int_0^{x_0} 1/x^2 \cdot p_{\hat{\gamma}}(1/x) dx = \int_{1/x_0}^\infty p_{\hat{\gamma}}(x) dx$$

and consequently,

3*) A shape of density (59) keeps also being invariable when using ML estimates of persymmetric CMs in centrosymmetrical AA but in this case, $\delta = N - (M + 1)/2$ [16 – 19].

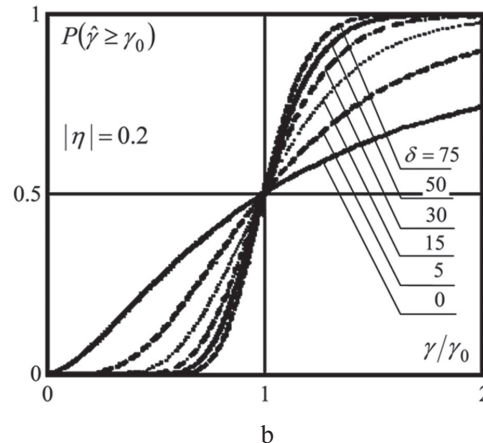


Fig. 7. (a) **pdfs** (59) at $|\eta| = 0.2$ and different δ . (b) The family of **cdfs** corresponding to **pdfs** $p_{\hat{\gamma}}(x)$ (59)

$$\int_{1/x_0}^{\infty} p_{\hat{v}}(x) dx + \int_{x_0}^{\infty} p_{\hat{v}}(x) dx = 1,$$

whence equality (63) immediately follows. In combination with (58), it means that in the **MV** method,

$$P(\hat{v} \geq 1) = P(\hat{v} \geq \gamma_0 = \gamma) = 0.5 \text{ for any } \delta \geq 0. \quad (64)$$

These results were for the first time obtained in [15] and later corroborated in [48].

Equality (64) is a **mathematical formulation** of the described **MV** method property. It is illustrated by a family of the **cdfs** shown in Fig. 7b

$$f_v(\gamma/\gamma_0) = \int_0^{\gamma/\gamma_0} p_{\hat{v}}(x) dx = \int_{\gamma/\gamma_0}^{\infty} p_{\hat{v}}(x) dx = P(\hat{v} \geq \gamma_0) \quad (65)$$

accounted for the **pdfs** $p_{\hat{v}}(x)$ (Fig. 7a).

By virtue of (62), these **cdfs** *de facto* describe the $\Gamma = \gamma/\gamma_0$ dependence of the probability $P(\hat{v} \geq \gamma_0)$ that the random parameter $\hat{v} = \hat{v}(\alpha_1, \alpha_2)$ will be not less than the specified threshold γ_0 .

As is seen from Fig. 7b, with the **increase** in the effective sample size δ , the probability $P(\hat{v} \geq \gamma_0)$ **grows** if $\gamma > \gamma_0$, keeps being **invariable** and equals 0.5 if $\gamma = \gamma_0$, and **decreases** if $\gamma < \gamma_0$. The formal reason of this is in transformation of **pdf** $p_v(x)$ (59) (Fig. 7a), which, as δ grows, “gathers” to the point $x_0 = 1$: its mean \bar{v} (61) tends to the median (the distribution “symmetrizes”), and the variance $\sigma_{\hat{v}}^2$ decreases. This means that with the δ growth, realizations \hat{v} concentrate in the more and more narrow vicinity of the true γ value. This increases (decreases) the probability that value \hat{v} exceeds the threshold γ_0 being smaller (larger) than γ . However if $\gamma_0 = \gamma$, the probability $P(\hat{v} \geq \gamma_0 = \gamma) = 0.5$ is constant for any $\delta \geq 0$.

Hence it follows that if a decision on resolution in a test (bisignal) scenario is made under condition that **at least one** of values at points α_ℓ of **SF** $S(\alpha)$ maxima is $\hat{v}_\ell = \hat{S}(\alpha_\ell) / \hat{S}_{mean}(\alpha) \geq \gamma_0$ ($\ell = 1, 2$), then the resolution probability P_r by criterion (56), given $\gamma = \gamma_0$, will be equal to

$$P_r \leq P(\hat{v}_1 \geq \gamma_0) \cdot P(\hat{v}_2 < \gamma_0) +$$

$$+ P(\hat{v}_1 < \gamma_0) \cdot P(\hat{v}_2 \geq \gamma_0) + P(\hat{v}_1 \geq \gamma_0) \cdot P(\hat{v}_2 \geq \gamma_0) = \quad (66)$$

$$= P(\hat{v} \geq \gamma_0) \cdot (2 - P(\hat{v} \geq \gamma_0)) = 0.75,$$

where (64) and the evident equalities

$$P(\hat{v}_\ell < \gamma_0) = 1 - P(\hat{v}_\ell \geq \gamma_0), \quad P(\hat{v}_\ell \geq \gamma_0) = P(\hat{v} \geq \gamma_0),$$

$\ell = 1, 2$, are taken into account.

An approximate nature of (66) is related to assumption of the events $\hat{v}_1 \geq \gamma_0$ and $\hat{v}_2 \geq \gamma_0$ independence, which is invalid in the general case (at small $\Delta \ll 1$), as well as the non-unit probability of occurrence of two maxima in **SF** $\hat{S}_1(\alpha)$ at any $\delta \geq 0$ even given $q > q_b$ (57).

It follows hence that curves 1, 2, 3 in Fig. 6 **not only** define the asymptotic (at $\delta \rightarrow \infty$) **Capon's MV** method resolution, but also set requirements to the energy of two equipotent sources spaced at a distance $\Delta < 1$ which for $\gamma_0 = \gamma$ will provide their resolution by the **Rayleigh** criterion with the probability

$$0.5 \leq P_r < 0.75 \quad (67)$$

at any $\delta \geq 0$.

D. It should be expected that, by virtue of asymptotic unbiasedness and consistence of **ML** estimates (6), (3), analogous properties (64), (67) for $\delta \rightarrow \infty$ will also be inherent in other methods (1) for which the exact **pdfs** of parameter \hat{v} (58) similar to (59) are not obtained yet. However, given finite δ , attainment of “starting” probability P_r (67) on their basis is possible for the threshold $\gamma_0 < \gamma$ only. Physical reasons of this are discussed in Section VII. Here, this statement is illustrated by the results of mathematical simulation.

Figs. 8a, b show families of the **cdfs**

$$f_v(x) = \int_0^x p_{\hat{v}}(y) dy \quad (68)$$

of parameter \hat{v} (58) of the **LP**, **MCA** and **MV** methods, given $\delta = 0, 25, 50$, for their **pdfs** $p_{\hat{v}}(y)$ obtained experimentally.

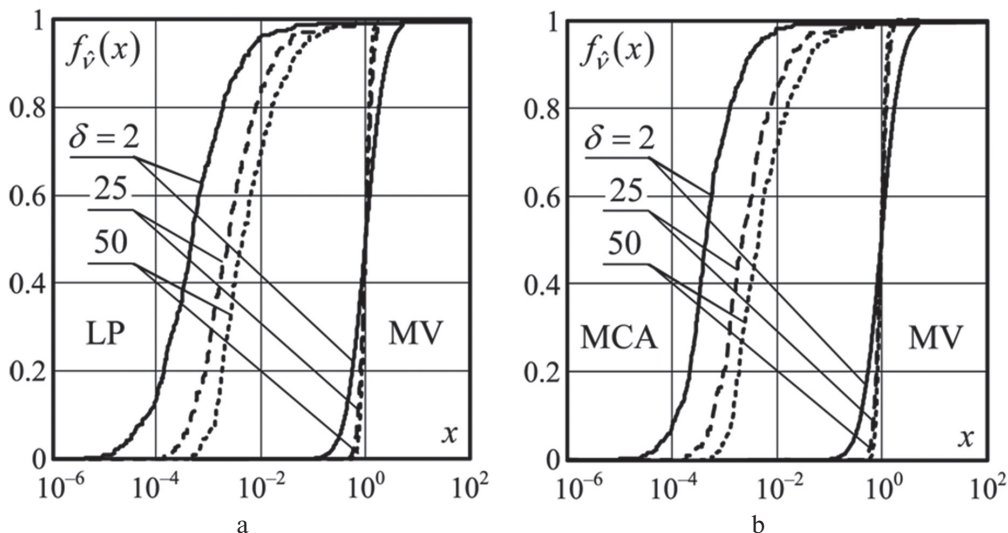


Fig. 8. Families of **cdfs** of parameter \hat{v} (58): (a) for the **LP** and **MV** methods; (b) for the **MCA** and **MV** methods

The scenario is simulated for two ($n = 2$) equi-potent sources with the relative distance $\Delta = 0.1$ between them for $q_1 = q_2 = q = 50.5$ (dB). Under these conditions, the **true** γ values are equal to 2 (3 dB) for the **MV** method and $\gamma > 10^3$ (30 dB) for the **LP** and **MCA** methods.

It is clearly seen that for the **MV** method the parameter \hat{v} (58) median is equal to $x = x_0 = 1$ regardless of δ , what fully conforms to the above theory. At the same time, medians of distribution functions (67) of the **LP** and **MCA** methods are located significantly more to the left of the point $x_0 = 1$ ($x_0 \approx 5 \cdot 10^{-4}$ for $\delta = 2$ and $x_0 \approx 5 \cdot 10^{-3}$ for $\delta = 50$). Therefore, probability P_r (67) of resolution with these methods is provided when choosing the threshold $\gamma_0 = x_0 \cdot \gamma \ll \gamma$ even for $\delta \geq 50$. The **BL** and **TN** methods also yield the results **close to aforementioned**.

Hence, it follows that **asymptotic** ($\delta \rightarrow \infty$) energy **gains** of methods (1) compared to the **MV** methods, which ensue from Fig. 6, by no means **guarantee** that their resolution probability by **Rayleigh** criterion (56) under **realistic** conditions of finite δ will be higher than that obtained with the **MV** method.

The results of experimental comparison of methods (1) under these conditions are given in Fig. 9 in the form of dependences $P_r(\delta)$ given $\Delta = 0.8$, $q = 10$ dB and the resolution threshold $\gamma_0 = 1.5$ (≈ 1.8 dB) that coincides with the γ value of the **MV** method. The γ values of the rest of methods are given in brackets under their abbreviations.

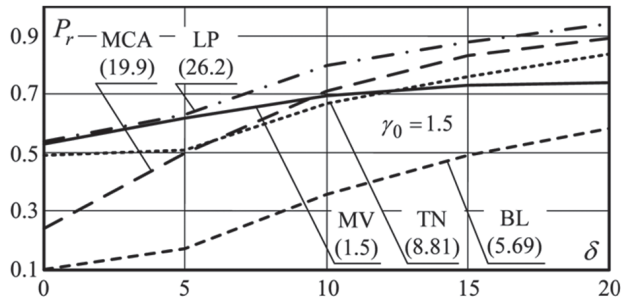


Fig. 9. The results of experimental comparison of methods (1)

As is seen from the figures, in the **MV** method, as δ grows, the resolution probability monotonically increases from $P_r \approx 0.5$ to $P_r \approx 0.75$, that is **namely so** as it has to theoretically vary at $\gamma_0 = \gamma$. At the same time the rest of methods at small $\delta \leq 10$ either insignificantly exceed (**LP**) or are even **worse** in efficiency than the **MV** method, although the values corresponding to them are $\gamma > \gamma_0$.

Thus for finite δ , all the methods (1) have **essentially worse** statistical properties than **Capon's MV** method. Their real resolution by both statistical (Section V) and non-statistical (Section VI) criteria under these conditions is therefore significantly worse than the asymptotic one (at $\delta \rightarrow \infty$).

Reasons of the difference and ways following from them for enhancement of methods (1) "**robustness**" are discussed below.

VII. REASONS OF DIFFERENCE IN STATISTICAL PROPERTIES AND WAYS OF THEIR IMPROVEMENT

A. The above established "**special**" place of **Capon's MV** method among methods (1) under conditions of finite effective sample size $\delta \geq 0$ can be explained using **interrelation** between their **SFs** as well as the specific **SF** property of the **MV** method itself. These interrelation and property are commonly known (see, e.g., [1 – 6, 14, 27, 32 etc.]) and, as a rule, used for explanation of the difference between corresponding methods under hypothetic conditions of **exact CM** Φ (4), (9).

Let us begin from this situation, considering the "**true**" **SFs** $S(\alpha)$ obtained by replacing matrix Ψ (3) in random **SFs** $\hat{S}(\alpha)$ by "**true**" matrix Ψ (11).^{4*}

B. Introduce the m th ($m \in 1, M$) order **SF** of the **MV** method

$$S_1(\alpha, m) = \left(\mathbf{x}_m^*(\alpha) \cdot \Psi_m \cdot \mathbf{x}_m(\alpha) \right)^{-1}, \quad (69)$$

$$\mathbf{x}_m(\alpha) = \{x_i(\alpha)\}_{i=1}^m, \quad \Psi_m = \Phi_m^{-1}, \quad \Phi_m = \{\varphi_{ij}\}_{i,j=1}^m.$$

The **SF** $S_1(\alpha, M-1)$ is related to the **SF** $S_1(\alpha) = S_1(\alpha, M)$ by the equality [1, 3, 17, 27, 32]

$$S_1^{-1}(\alpha, M) = S_1^{-1}(\alpha, M-1) + S_{ME}^{-1}(\alpha),$$

$$S_{ME}(\alpha) = \frac{\omega_{MM}}{|\mathbf{e}_M^*(\alpha) \cdot \Psi \cdot \mathbf{x}_M(\alpha)|^2} = S_2(\alpha), \quad m = M, \quad (70)$$

where $S_{ME}(\alpha)$ is **SF** of **Burg's** "maximum entropy" (**ME**) method [24, 32], which given $m = M$ coincides with the **SF** $S_2(\alpha)$ of **LP** method (1).

Hence and from a comparison of the first three **SFs** in (1), it follows that

$$S_{ME}(\alpha) = S_3(\alpha) \cdot S_1(\alpha, M) = C_3(\alpha) \cdot S_1(\alpha, M-1) = S_2(\alpha), \quad m = M, \quad (71a)$$

$$S_3(\alpha) = \frac{S_1(\alpha, M-1)}{S_1(\alpha, M-1) - S_1(\alpha, M)}, \quad (71b)$$

$$C_3(\alpha) = \frac{S_1(\alpha, M)}{S_1(\alpha, M-1) - S_1(\alpha, M)} = S_3(\alpha) - 1.$$

Consider functions $S_3(\alpha)$ or $C_3(\alpha)$ more in detail. Let us begin from their values at points $\alpha = \beta_\ell$ ($\ell \in 1, n$) of **sources location** when the steering vector $\mathbf{x}(\alpha) = \mathbf{G} \cdot \mathbf{e}_\ell$ coincides with the ℓ th column of matrix \mathbf{G} (9). As follows from (69), (11), in this case,

$$S_1^{-1}(\beta_\ell, M) = \mathbf{e}_\ell^* \cdot \mathbf{Q} \cdot (\mathbf{I}_n - \mathbf{T}) \cdot \mathbf{e}_\ell,$$

$$\mathbf{T} = \left(\mathbf{I}_n + (\mathbf{h} \cdot \mathbf{Q})^{-1} \right)^{-1}, \quad \mathbf{Q} = \mathbf{G}^* \cdot \mathbf{G}. \quad (72)$$

^{4*} Note that here we for the first time use in the theoretical treatment the specific peculiarities of structures of **CM** Φ (9) and Ψ (11) (which are used above for quantitative assessment only). All the analytical results of Sections IV – VI are therefore true not only for these **CMs**, but also for **arbitrary CMs** of Gaussian processes (e.g., corresponding to **correlated radiations**, **spatially distributed radiation sources** (reflections), etc.)

Let maximum eigenvalue $\lambda_{\max}(\mathbf{W})$ of matrix $\mathbf{W} = (\mathbf{h} \cdot \mathbf{Q})^{-1}$ satisfy the condition

$$\lambda_{\max}(\mathbf{W}) = \lambda_{\min}^{-1}(\mathbf{W}^{-1}) = \lambda_{\min}^{-1}(\mathbf{h} \cdot \mathbf{Q}) \ll 1, \quad (73)$$

whereat for matrix \mathbf{T} the following approximate equality is valid:

$$\mathbf{T} \approx \mathbf{I}_n - (\mathbf{h} \cdot \mathbf{Q})^{-1}.$$

Then $S_1^{-1}(\beta_\ell, M) \approx \mathbf{e}_\ell^* \cdot \mathbf{h}^{-1} \cdot \mathbf{e}_\ell$, so in the considered case of independent radiations (diagonal matrix \mathbf{h} (9))

$$S_1(\beta_\ell, M) \approx h_\ell, \quad \ell \in 1, n. \quad (74)$$

Equality (74) had been repeatedly mentioned in the literature, but its fulfilment had been linked either to the presence of distinct maxima in SF $S_1(\alpha)$ in the vicinity of points β_ℓ ($\ell \in 1, n$) or to even more rigorous requirement $h_\ell \rightarrow \infty$ [6]. It is essential, however, that it is valid in the “preasymptotic” domain as well, i.e. at smaller OSNR values q_ℓ than it is required for the occurrence of these maxima in the SF $S_1(\alpha)$.

Let us show this on the example of the M -element LUAA in the ($n=2$, $\Delta \leq 1$, $\mathbf{h} = h \cdot \mathbf{I}_2$, $q_1 = q_2 = q = M \cdot h$) test scenario. In this case, $\lambda_{\min}(\mathbf{h} \cdot \mathbf{Q}) = q \cdot (1 - \rho)$, so condition (73) is equivalent to the condition $q \gg (1 - \rho)^{-1}$ which can be considered as satisfied already with

$$q = M \cdot h = q_0 \geq 10 \cdot (1 - \rho)^{-1}, \quad (75)$$

$$\rho = \frac{\sin(\pi \cdot \Delta)}{\pi \cdot \Delta} = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(-1)^i \cdot (\pi \cdot \Delta)^{2i}}{(2 \cdot i + 1)!}.$$

The less Δ , the larger q_0 (75) values but given small $\Delta < 0.5$, when for ρ the presentations

$$\rho \approx 1 - \pi^2 \cdot \Delta^2 / 6 \approx 1 - 1.5 \cdot \Delta^2, \quad 1 - \rho \approx 1.5 \cdot \Delta^2 \quad (76)$$

are valid, requirement (73), which leads to equality (74), for $q_0 \geq 7/\Delta^2$ is also satisfied. This value of q_0 is approximately $(2 \cdot \Delta)^{-2}$ times less than q_b (57) of the MV method.

Growth of OSNR q to higher values than “boundary” value q_0 (15) practically does not change $S(\beta_\ell)$, $\ell \in 1, n$ (74), so for any

$$q > q_0, \quad q_0 < q_b,$$

the normalized SF $S_1(\alpha, M)/h$ at points $\alpha = \beta_\ell$ of sources location equals

$$S_n(\beta_\ell) = S_1(\beta_\ell, M)/h \approx 1. \quad (77)$$

Fig. 10a shows a family of normalized SFs (77) for the test scenario in LUAA given $\Delta = 0.1$, when $q_0 \approx 700$ (28 dB). The $q \in [20, 56]$ dB serves as the family parameter; sources location is shown by arrows.

It is well seen that

$$S_n(\beta_\ell) > 1 \text{ for } q < q_0, \quad q_0 < q_b, \quad (78)$$

but with increase in $q \geq q_0$, values $S_n(\beta_\ell)$ approach from top to unit (“stick together”) at points of true location of sources [17] even before the occurrence of “distinct” maxima in the $S_n(\alpha)$.

Now let us pay attention that condition (73) and equalities (74), (77), (78) ensuing from it are formulated for OSNR q , but not for its multipliers in (75) apart. Even for the fixed SNR $h_\ell = h$ at the points $\alpha = \beta_\ell$, SFs of all the orders $m \leq M$ of MV methods, whereat equalities $q_m = m \cdot h \geq q_0$ (75) are satisfied, are therefore close to each other (“stick together”).

Hence, it follows that when $M \gg 1$ and (73), (75) are valid,

$$S_1(\alpha, M-1) - S_1(\alpha, M) \geq 0, \quad \alpha = \beta_\ell, \quad \ell \in 1, n, \quad q \geq q_0 \quad (79)$$

and the more $q \geq q_0$, the closer this positive difference to null.

The small difference in denominators of the MCA SFs $S_3(\alpha)$ or $C_3(\alpha)$ (71b) under conditions (79) entails the distinct maxima in these SFs (resolution by criterion (56)) with less OSNR q values than those required for the MV method SFs $S_1(\alpha)$ being basic for the MCA SFs. This reveals itself when comparing families of SF $C_3(\alpha)$ (71b) shown in Fig. 10b with families of SF $S_1(\alpha)$ shown in Fig. 10a, as well as curves 4, 5, 6 with curves 2, 3 in Fig. 6.

By virtue of equalities (71a), the ME method given exact CM has the performance being close to that of MCA by criterion (56) and significantly exceeding that of the basic MV method. Besides, the established in [27] relations between SFs of the ME (LP) and TN methods show that the latter, being insignificantly worse than the ME method, under

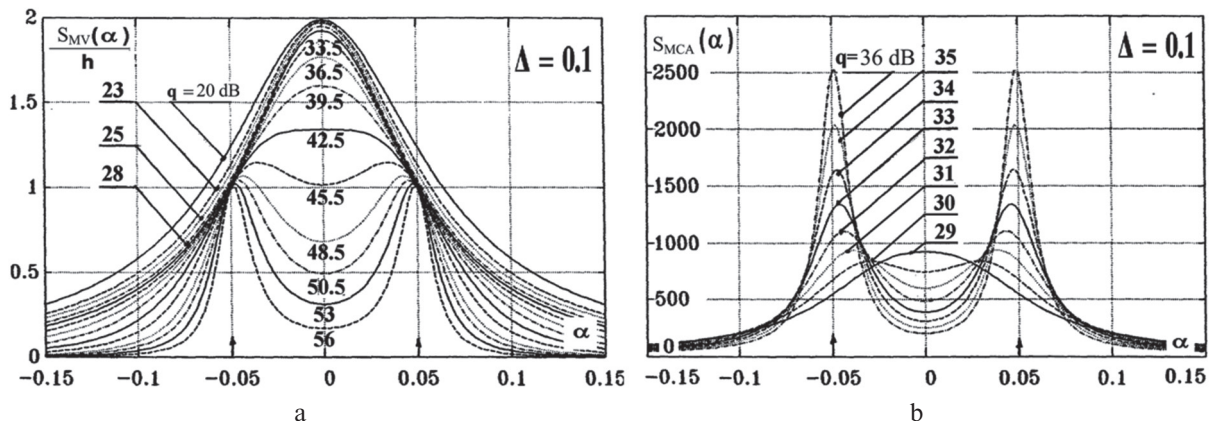


Fig. 10. (a) Family of normalized SFs (77). (b) Family of SF $C_3(\alpha)$ (71b)

these conditions can also significantly exceed the **MV** method. The same concerns the **BL** method whose **SF** $S_4(\alpha)$ in the “liaison”

$$S_5(\alpha) = S_4(\alpha) \cdot S_1(\alpha) \quad (80)$$

between **SFs** $S_5(\alpha)$ and $S_1(\alpha)$ of the **TN** and **MV** methods plays the same role as **SFs** $S_3(\alpha)$ or $C_3(\alpha)$ of **MCA** in “liaison” (71a).

Thus, in each of methods (1), there is used to this or that extent property (74), (77) of “**sticking together**” of **SFs** $S_1(\alpha)$ of the **MV** method of orders M and $M-1$ at points $\alpha = \beta_\ell$, $\ell \in 1, n$ of sources location under conditions (73), (75). It is not used in the **MV** method itself only, and namely for this reason in the hypothetic situation of exactly known **CM** Φ (4), (9) it has the “worse” resolution performance by criterion (56) than that of the rest of the methods (see Section VI-B, Fig. 6).

C. However, in the realistic situation of the estimation **CMs** $\hat{\Phi}$ (6), (27) and the finite size $\delta \geq 0$ samples, fine “**sticking together**” effects (79) can be **breakdown** by random errors of **CM** estimation. These “destructions” can be of two kinds.

First, the random difference

$$\hat{S}_1(\alpha, M-1) - \hat{S}_1(\alpha, M) \geq 0, \quad (81)$$

which keeps being non-negative, with the non-zero probability can be **less** than true one (79) in the **absence** of sources in the direction of analysis α . Namely this makes heavier **tails** in distribution (40) and requires to significantly increase the threshold constant x_0 to fix **FAP** F for the **MCA** method as well as for the **LP**, **BL**, **TN** ones (Section V-C, D).

Second, random difference (81), which is defined by the **CM** estimation **errors**, can be **larger** than true one (79) and **independent** of it at an arbitrary level of radiation in the direction of analysis $\alpha = \beta_\ell$, ($\ell \in 1, n$). This explains the “**bias to the left**” of the aforementioned methods **pdfs** and **cdfs** (Sections V, VI), as well as the paradoxical, at first sight, **constancy** of the **PDP** level D in **MCA** at arbitrarily large values of ∞ . The smaller effective sample size $\delta \geq 0$, the smaller D (Section V-C).

Namely for this reason **Capon's** **MV** method, wherein the easily destructible “**sticking together**” effects are **not used**, appear to be the most “**robust**” under these conditions.

The analytical and experimental results of Sections V, VI yield the quantitative characteristics of the described consequences of the conditions (79), (74) “**breakdown**” subject to the effective sample size $\delta \geq 0$ for each of methods (1). Allowance for them and the understanding of the described physical mechanism enable us to propose simple modifications of **SFs** (1) with significantly better statistical characteristics.

VIII. KINDS OF “SUPERRESOLVING” DOA ESTIMATORS

A. At the beginning, note that values of **SFs** $\hat{S}(\alpha)$ (1) of the **MV**, **LP** methods and **MCA** at an arbitrary

point $\alpha \in [\alpha_b, \alpha_e]$ of analysis can be obtained combining squared modules of elements of the vector

$$\begin{aligned} \mathbf{p} &= \mathbf{p}(\alpha) = \{p_m(\alpha)\}_{m=1}^M = \hat{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{x}, \\ \mathbf{x} &= \mathbf{x}(\alpha), \quad \alpha \in [\alpha_b, \alpha_e]. \end{aligned} \quad (82)$$

Here $\mathbf{x}(\alpha)$ is the steering vector similar to (2); $\hat{\mathbf{H}} = \{h_{i\ell}\}_{i,\ell=1}^M$ the $M \times M$ lower ($h_{i\ell} = 0$ for $\ell > i$) triangular matrix that is **Cholesky** multiplier of $\hat{\Psi}$ (3) presented as

$$\hat{\Psi} = \hat{\mathbf{H}}^* \cdot \hat{\mathbf{H}} \quad (83)$$

which under conditions (5) exists for any $\delta = N - M \geq 0$.

It is easy to make sure that in these designations

$$\begin{aligned} \hat{S}_1(\alpha) &= (\mathbf{p}^* \cdot \mathbf{p})^{-1} = \left(\sum_{m=1}^M |p_m|^2 \right)^{-1} = \\ &= (\mathbf{p}_{-M}^* \cdot \mathbf{p}_{-M} + |p_M|^2)^{-1}, \quad \mathbf{p}_{-M} = \{p_m\}_{m=1}^{M-1}, \end{aligned} \quad (84a)$$

$$\begin{aligned} \hat{S}_{ME}(\alpha) &= |p_M|^{-2} = (\mathbf{p}^* \cdot \mathbf{p} - \mathbf{p}_{-M}^* \cdot \mathbf{p}_{-M})^{-1} = \\ &= \hat{S}_2(\alpha), \quad m = M, \end{aligned} \quad (84b)$$

$$\hat{S}_3(\alpha, M) = \frac{\mathbf{p}^* \cdot \mathbf{p}}{|p_M|^2} = \hat{C}_3(\alpha) + 1, \quad (84c)$$

$$\hat{C}_3(\alpha) = \frac{\mathbf{p}_{-M}^* \cdot \mathbf{p}_{-M}}{|p_M|^2}, \quad m = M.$$

When deriving (84b), it is taken into account that by virtue of (83),

$$\hat{\omega}_{MM} = \hat{h}_{MM}^2, \quad \mathbf{e}_M^* \cdot \hat{\mathbf{H}}^* = h_{MM} \cdot \mathbf{e}_M^*.$$

B. As is seen from (84b), **SF** $\hat{S}_{ME}(\alpha) = \hat{S}_{ME}(\alpha, M)$ (70) is defined by squared module of a **single** (last) element p_M of the vector $\mathbf{p} = \{p_m\}_{m=1}^M$ (82), whereas the **SF** $\hat{S}_1(\alpha)$ is defined by squared modules of **all** the vector elements. The squared m th element module as a function of α has a meaning of radiation pattern (**RP**) of the $m-1$ order spatial linear prediction filter with minimum RMS in the m -element **AA** with the decreased (in the case of **LUAA**, M/m times) aperture size. The less m , the “smoother” these **RPs** as functions of α (in particular, the **SF** $|p_1|^{-2}$ do not depend on α at all). Namely this full accumulation of the **all** the orders $m \in 1, M$ **SFs** $\hat{S}_{ME}(\alpha, m)$ with different degrees of smoothing explains both asymptotically (at $N \rightarrow \infty$) minimum **Capon's** method resolution compared to other methods (1) by **Rayleigh** criterion (Section VI-B) and its maximum “**robustness**” under conditions of small effective sample size $\delta = N - M \geq 0$ (Sections V-B, VI-C, VII). And vice versa, namely the full **absence** of accumulation of the smoother $m < M$ order **SFs** $\hat{S}_{ME}(\alpha, m)$ causes significantly higher resolution, by the **Rayleigh** criterion, of the **ME** method given $N \rightarrow \infty$ due to the “**sticking together**” effect, as well as its minimum “**robustness**” in conditions of small $\delta \geq 0$ when the effect **breakdowns** (Sections V-D, VI-D, VII).

In this connection, in real scenarios of finite-size sample, more useful can be “intermediate” SFs $\hat{S}_{int}(\alpha)$ looking like [33]

$$\hat{S}_{int}(\alpha) = (\mathbf{p}^* \cdot \mathbf{p} - \mathbf{p}_{\chi \cdot M}^* \cdot \mathbf{p}_{\chi \cdot M})^{-1} = (\mathbf{p}_{int}^* \cdot \mathbf{p}_{int})^{-1}, \quad (85a)$$

$$\mathbf{p}_{\chi \cdot M} = \{p_m\}_{m=1}^{\chi \cdot M}, \quad \mathbf{p}_{int} = \{p_m\}_{m=1+\chi \cdot M}^M.$$

They are formed by the “intermediate” number

$$n_{int} = (1 - \chi) \cdot M, \quad \chi \in 0, (M-1)/M \quad (85b)$$

of last components of the vector \mathbf{p} or, what is equivalent, its first $\chi \cdot M$ components are **excluded** from them. In the boundary cases $\chi = 0$ and $\chi = (M-1)/M$,

$$\hat{S}_{int}(\alpha) = \begin{cases} \hat{S}_1(\alpha), & \chi = 0, & n_{int} = M, \\ \hat{S}_E(\alpha), & \chi = (M-1)/M, & n_{int} = 1. \end{cases} \quad (85c)$$

“Intermediate” variants of MCA SF (84c), for whose designation we use (\sim) instead of $(\hat{})$, take the form:

$$\tilde{S}_3(\alpha) = \mathbf{p}^* \cdot \mathbf{p} / \mathbf{p}_{int}^* \cdot \mathbf{p}_{int} = \tilde{C}_3(\alpha) + 1, \quad (85d)$$

$$\tilde{C}_3(\alpha) = \mathbf{p}_{\chi \cdot M}^* \cdot \mathbf{p}_{\chi \cdot M} / \mathbf{p}_{int}^* \cdot \mathbf{p}_{int}.$$

C. The proceeding from SFs (84) to “intermediate” SFs (85) is accompanied by two “fighting” effects. On the one hand, their asymptotic ($N \rightarrow \infty$) resolution increases to be the closer to the ME method (84b) resolution, the closer value χ is to the upper bound $\chi = (M-1)/M$. On the other hand, their “robustness” decreases in conditions of small effective size $\delta = N - M \geq 0$, when the “sticking together” effect **breakdowns** (Section VII). Therefore, an expediency of intermediate SFs (85) depends on which of effects stronger reveals itself.

A comparative theoretical analysis of the effects impact [33] has shown that there exists a rather wide parameter domain $0 < \chi < (M-1)/M$ wherein “intermediate methods (85a), (85d) under conditions of small size sample appear to be significantly more efficient than their “boundary” analogues (84), (85c) with $\chi = 0$ or $\chi = (M-1)/M$.

As an example, for the $M = 16$ -element LUAA given different values of the parameter

$\chi \in 0, (M-1)/M \approx 0.94$, Fig. 11 shows modeling dependences of the resolution probability $P_r(\delta)$ given the resolution threshold $\gamma_0 = \gamma_{MV} = 2$ dB (Section VI-C, D) for SFs $\hat{S}_{int}(\alpha)$ (85a) (Fig. 11a) and $\tilde{C}_3(\alpha)$ (85d) (Fig. 11b).

It can be seen that, already with small effective sample sizes $\delta = N - M \geq 0$, the “intermediate” SFs

$\hat{S}_{int}(\alpha)$ provide resolution by the **Rayleigh** criterion with such a probability that is either provided by their “boundary” kinds (85c) given significantly larger sample size $\delta \gg 1$ ($\hat{S}_E(\alpha)$) or not provided at all ($\hat{S}_V(\alpha)$). It is also seen that the “intermediate” SFs $\tilde{C}_3(\alpha)$ are more efficient than the “intermediate” SFs $\hat{S}_{int}(\alpha)$ given small values $\delta \geq 0$ and not worse than they at any $\delta \gg 1$.

D. Of a great many of possible in principle filters with MIC $\hat{\mathbf{H}}$, the most interesting are adaptive lattice filters (ALF) [37 – 40]. Having the input steering vector $\mathbf{x}(\alpha)$, simply combining squared modules of output signals of the tuned ALFs, it is possible to realize not only considered SFs (1), (85) but a diversity of their kinds with practically useful properties. In typical cases of $M \gg 1$ their aggregate forms a rather capacious “bank” of noneigenstructure (NES) methods of DoA estimation. On its basis, the proposed by **A. Gershman** idea [12, 43 – 46] of combined direction finding with an aggregate of “superresolving” DoA estimators can be easily realized. He has shown that in this case, using a respective strategy, it is possible to obtain the higher **efficiency** of DoA estimation, and besides to reduce requirements to the sample size compared with each of the “bank” methods apart.

E. Specificity of the “banks” proposed in [12, 43 – 46] is in insertion in them of DoA estimators realizing “eigenstructure (ES)” methods of MUSIC type [1 – 4, 7]. Their high potential efficiency is based on allowing for the *a priori* information that a signal constituent rank of the correlation matrix of $M > 1$ spatial receive channels output signals is equal to the number $n < M$ of external independent sources. However, such an equality corresponds to an idealized scenario

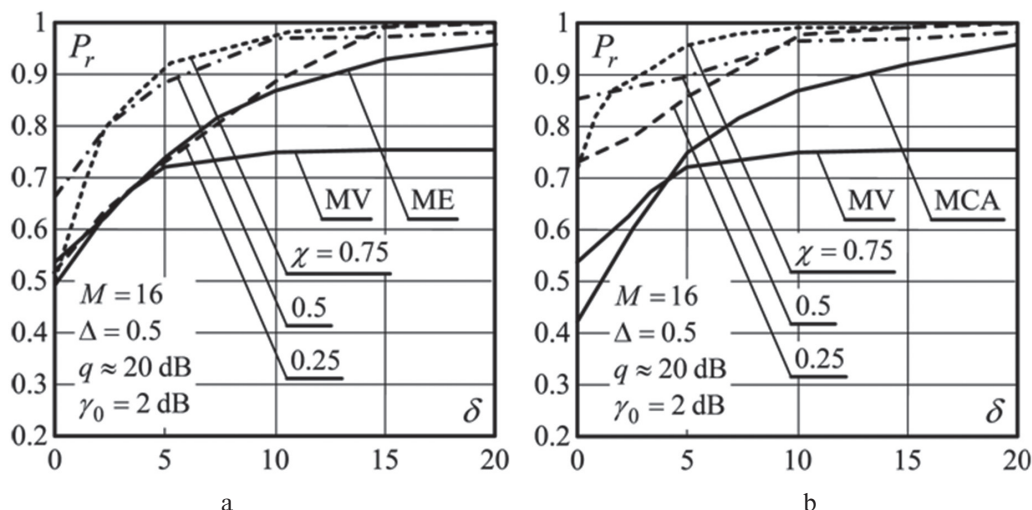


Fig. 11. The results of experimental comparison of methods (85)

of exact matching of a **CM** model used as the basis for the **ES** methods synthesis and the real **CM** that can differ from the model for a number of reasons.

One of reasons of this is practically inevitable non-identity of frequency (pulse) characteristics of spatial receive channels. As a special testing has shown [41, 42], this effect essentially differently impacts on efficiencies of “**ES-bank**” and **ALF**-based “**NES-bank**”. The “**ES-bank**” can become practically unserviceable at such a level of non-identity whereat the “**NES-bank**” efficiency decreases insignificantly. Therefore, it is expedient to use namely the **ALF**-based bank when realizing in practice fruitful **Gershman’s idea** of combined **DoA** estimation for point sources radiation.

CONCLUSIONS

The paper is devoted to the investigations of a number of known “superresolving” methods resolution for **DoA** estimation of point sources noise radiation in an M -element antenna array (**AA**) given a finite-size sample, and to substantiation on this basis of their new variants with heightened efficiencies under these conditions.

1. From the **Shirman’s** statistical theory positions, potentialities of **resolution-detection** are defined for Gaussian noise signals of point sources against the background of Gaussian self-noise of M receive channels. They are provided under hypothetical conditions of full *a priori* definiteness and optimal processing of available K -variate sample of M -variate vectors of complex amplitudes of the additive signal and noise mixture at the receive channel outputs. **Shirman’s** classic results related to the case of $K=1$, are generalized to the case of arbitrary K . It is shown that in the test $n=2$ equipotent sources with **SNR** q scenario a minimum angular distance between sources under resolution for $D=0.5$ and $F=10^{-6}$ is inversely proportional to \sqrt{q} if $K=1$ and to q if $K>30$. In real conditions of the *a priori* uncertainty, **additional** signal energy consumption is needed for resolution (Section III).

2. A degree of proximity to the established potentialities is estimated for efficiencies of five known “noneigenstructure” (**NES**) methods of spectral analysis (**SA**). Their spectral functions (**SF**) are defined by a matrix being inverse to the maximum likelihood (**ML**) estimate of the correlation matrix (**CM**) of the input mixture under analysis. It is assumed that it is formed by a $N \geq M$ -size sample and has well-known **Wishart’s** complex distribution. The sample size $N \geq M$ dependence of these methods resolution-detection by the statistical criterion is estimated. It is shown that “payment” ε for the *a priori* lack of knowledge of **CM** is minimum in **Capon’s** method. Given already $N = K + \varepsilon$ with $\varepsilon = M - 1$, this method provides the same statistical characteristics of the threshold detection as those provided by the optimal threshold processing of the K -variate sample in the absence of the *a priori* uncertainty (given exactly known **CM** by hypotheses of the presence and absence

of “useful” signal). In the rest of the methods, “payment” for a lack of knowledge is significantly higher, what is explained by the revealed effect of these **SFs** distribution densities “**bias to the left**” with growth of radiation intensity (Sections IV, V).

3. It is difficult to realize in real conditions of the *a priori* uncertainty the established **Capon** method advantages, since the information necessary for setting a corresponding detection threshold is usually absent. In this connection, there is analyzed resolution of the methods under consideration by the widely used **non-statistical Rayleigh** criterion for two equipotent harmonics resolution.

It is shown that in a hypothetical asymptotic scenario ($N \rightarrow \infty$), the best of the considered methods by this criterion is the Modified **Capon** Algorithm (**MCA**). When using it, a distance between resolvable harmonics is inversely proportional to the cubic root of their relative intensity q . The worst of them is the **Capon** method (the distance is inversely proportional to the fourth root of q). However, under real conditions of finite $N \geq M$ they can “switch places”. This is related to the specificity of distribution density of ratio of **Capon** method **SF** values at two points, which consists in that this (random) ratio given any sample size $N \geq M$ with the fixed probability $P=0.5$ is not less than its true value in the absence of the *a priori* uncertainty.

In order to provide such a probability with other methods, much larger-size samples are needed. In real situations of finite size samples, the **Capon** method resolution can therefore be not less and even higher than that of the rest of methods (Section VI).

4. Physical reasons of better statistical properties of the **Capon** method **SF** are explained. It is shown that the rest of the methods to this or that extent use the “**sticking together**” effect of exact different order **SFs** of the **Capon** method at points of true sources location even before distinct maxima occur in these **SFs** in the sources directions. This property is not used in the **Capon** method itself only. And namely for this reason under hypothetical asymptotic conditions ($N \rightarrow \infty$), it has worse resolution characteristics by the **Rayleigh** criterion than the rest of methods. But having a real finite size sample, when fine effects of “**sticking together**” breakdown due to estimation errors, their advantages compared with the **Capon** method disappear and the latter appears to be the most “robust” in these conditions (Section VII).

5. New kinds of “superresolving” **DoA** estimation methods with essentially better statistical characteristics are proposed. It is shown that on their basis, already with small effective sample sizes $\delta = N - M \geq 0$, the sources are resolvable by the **Rayleigh** criterion with such a probability that on the basis of known methods is either provided given much larger sample sizes $\delta \gg 1$ or not provided at all.

The possibility of aggregate (“bank”) of proposed **NES** methods realization on the unified structurally algorithmic basis of adaptive lattice filters (**ALF**) is noted. The corresponding “**ALF-bank**” is signifi-

cantly more robust to impact of various decorrelating factors than “banks” of ES methods of MUSIC type. Therefore namely the “ALF-bank” is most suitable for practical realization of Gershman’s idea [12, 43 – 46] about direction finding using high-resolution bearing estimators of various types (Section VIII).

References

- [1] S.L. Marple, Jr., Digital Spectral Analysis with Applications, Prentice Hall, 1987.
- [2] S. Haykin, J. Litva, T.J. Shepherd (Eds.), Radar Array Processing, Springer-Verlag, Berlin, 1993.
- [3] P. Stoica, R.L. Moses, Introduction to Spectral Analysis, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 1997.
- [4] H. Krim, M. Viberg, Two decades of array signal processing research: the parametric approach, IEEE Signal Processing Mag., vol. 13, no. 4 (1996) 67–94.
- [5] V.V. Drogalin, V.I. Merkulov, V.A. Rodzivilov et al., Algorithms for estimation of radiation sources angular coordinates based on spectral analysis methods, Radiolocation and Radiometry, 1 (1999) 52–68, in Russian.
- [6] J. Munier, G.Y. Delisle, Spatial analysis in passive listening using adaptive techniques, IEEE Proc., vol. 75, no. 11 (1987) 1458–1471.
- [7] P. Stoica, A. Nehorai, MUSIC, maximum likelihood, and Cramer-Rao bound, IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Process., vol. 37, no. 5 (1989) 720–741.
- [8] P. Stoica, A. Nehorai, MUSIC, maximum likelihood, and Cramer-Rao bound: further results and comparisons, IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Process., vol. 38, no. 12 (1990) 2140–2150.
- [9] P. Stoica, A. Nehorai, Performance study of conditional and unconditional direction-of-arrival estimation, IEEE Trans. Acoust., Speech, Signal Process., vol. 38, no. 10 (1990) 1783–1795.
- [10] P. Stoica, K.C. Sharman, Novel eigenanalysis method for direction estimation, IEE Proc. F Radar and Signal Process., vol. 137, no. 1 (1990) 19–26.
- [11] D.I. Lekhovitskiy, P.M. Flexer, D.V. Atamanskiy, I.G. Kirillov, “Statistical analysis of some “superresolution” noise direction finding methods in array antenna at finite number of snapshots,” Antennas, no. 2 (45), pp. 23–39, 2000, in Russian.
- [12] A.B. Gershman, Direction finding using high-resolution bearing estimators of various type, Radiotechn. and Electron., vol. 40, no. 6 (1995) 918–924.
- [13] A.B. Gershman, P. Stoica, On unitary and forward-backward MODE, vol. 9, no. 2, (1999) 67–75.
- [14] O.P. Cheremisin, Efficiency of adaptive methods for interference direction finding, Radiotechniques and Electronics, vol. 34, no. 9, (1989) 1850–1861, in Russian.
- [15] D.I. Lekhovitskiy, P.M. Flekser, Statistical analysis of quasi-harmonic spectral estimation resolution with Capon’s method, Proc. Int. Sci. and Tech. Conf. “Modern Radiolocation”, Kyiv, Ukraine, vol. 1, (1994) 66–71, 1994, in Russian.
- [16] D.I. Lekhovitskiy, P.M. Flekser, Statistical analysis of the resolution of adaptive spectral estimation algorithms, Abstracts of Int. Sci. and Tech. Conf. “Modern Radiolocation”, Kyiv, Ukraine, vol. 1, (1994) 134, in Russian.
- [17] D.I. Lekhovitskiy, S.B. Milovanov, V.M. Pishchukhin, P.M. Flekser, Modified Capon algorithm for problems of the harmonic spectral analysis of space-time random signals, Abstracts of the 5th all-Union school-seminar “Design of automated systems for compound objects control and driving”, Tuapse, (1992), in Russian.
- [18] Ya.D. Shirman, V.N. Manzhos, D.I. Lekhovitskiy, Some stages of development and problems of the radar signals resolution theory and technique, Radiotechniques, no. 1, (1997) 31–42, in Russian.
- [19] D.I. Lekhovitskiy, D.V. Atamanskiy, I.G. Kirillov, P.M. Flexer, Problems and new results of spectral estimation and antenna arrays superresolution techniques, Proc. of the 3rd Int. Conf. Antenna Theory and Techniques, Sevastopol, Ukraine, (1999) 62–68.
- [20] Ya.D. Shirman, Theory of useful signal detection against the background of Gaussian noise and the arbitrary number of interfering signals with random amplitudes and initial phases, Radiotechniques and Electronics, vol. 4, no. 12, (1959) in Russian.
- [21] Ya.D. Shirman, Statistical analysis of optimal resolution, Radiotechniques and Electronics, vol. 6, no. 8, (1961) 1232, in Russian.
- [22] J. Capon, N.R. Goodman, Probability distributions for estimators of the frequency-wavenumber spectrum, IEEE Proc., vol. 58, no. 10 (1970) 1785–1786.
- [23] L.E. Brennan, I.S. Reed, An adaptive array signal processing algorithm for communications, IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst., vol. 18, no. 1 (1982) 124–130.
- [24] J.P. Burg, Maximum entropy spectral analysis, paper presented at the 37th Annual International Meeting, Soc. of Explor. Geophys., Oklahoma City, Okla., (1967).
- [25] V.V. Karavaev, V.S. Molodtsov, Accuracy characteristics of the superresolving antenna, Radiotechniques and Electronics, vol. 32, no. 1, (1987) 22–26, in Russian.
- [26] V.T. Yermolaev, K.V. Rodyushkin, The distribution function of maximum eigenvalue of sample correlation matrix of internal noise of antenna array elements, Izvestiya vuzov. Radiophysics, vol. 42, no. 5, (1999) 494–500, in Russian.
- [27] A.B. Gershman, V.T. Yermolaev, Interconnection between spectral estimates of maximum entropy and “thermal noise”, Radiotechniques, no. 9, (1988) 39, in Russian.
- [28] D.I. Lekhovitskiy, On the theory of adaptive signal processing in systems with central symmetry of receiving channels, Radiotechniques, no. 100, pp. 140–158, 1996, in Russian.
- [29] D.R. Brillinger, Time Series: Data Analysis and Theory, Holden-Day, Inc., San Francisco, 1981.
- [30] N.A.J. Hastings, J.B. Peacock, Statistical Distributions: A Handbook for Students and Practitioners, Butterworth, London, 1975.
- [31] A.P. Prudnikov, Yu.A. Brychkov, O.I. Marichev, Integrals and Series. Additional Chapters, Nauka, Moscow, 1986, in Russian.
- [32] J.P. Burg, The relationship between maximum entropy and maximum likelihood spectra, Geophysics, vol. 37 (1972) 375–376.
- [33] D.I. Lekhovitskiy, D.V. Atamanskiy, I.G. Kirillov, Kinds of “superresolving” space-time spectrum analyzers of random signals on the basis of whitening adaptive lattice filters, Antennas, no. 2 (45), (2000) 40–54, in Russian.
- [34] Ya.D. Shirman, Signal Resolution and Compression, Soviet Radio, Moscow, 1974, in Russian.
- [35] Ya.D. Shirman (Ed.), Radioelectronic Systems: Fundamentals of Construction and the Theory, Handbook, 2nd ed., Radiotechniques, Moscow, 2007, in Russian.

- [36] J. Capon, High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis, IEEE Proc., vol. 57, no. 8 (1969) 1408–1418.
- [37] B. Friedlander, Lattice filters for adaptive processing, IEEE Proc., vol. 70, no. 8 (1982) 829–867.
- [38] C.F.N. Cowan, P.M. Grant (Eds.), Adaptive filters, Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1985.
- [39] D.I. Lekhovyt'skiy, Generalized Levinson's algorithm and universal lattice filters, Radiophysics, vol. 35, no. 9–10 (1992) 790–808, in Russian.
- [40] D.I. Lekhovyt'skiy, thirty years experience in development of adaptive lattice filters theory, techniques and testing in Kharkiv, Proc. of the VIII Int. Conf. Antenna Theory and Techniques, Kyiv, Ukraine, (2011) 51–56.
- [41] M.F. Bondarenko, D.I. Lekhovyt'skiy, Combined direction finders of point noise radiation sources in AA based on adaptive lattice filters, Proc. of the First IEEE Int. Workshop on Computational Advances in Multi-Sensor Adaptive Processing, Puerto Vallarta, Jalisco, Mexico, (2005).
- [42] D.I. Lekhovyt'skiy, D.V. Atamanskiy, V.V. Dzhus, F.F. Mysik, Comparison of different type combined direction-finders resolutions in receive systems with non-identical channels, Antennas, no. 12 (79) (2003) 9–15, in Russian.
- [43] A.B. Gershman, High-resolution direction finding using eigendecomposition based estimators and joint estimation strategy, Electronics Letters, vol. 27 (1991) 2308–2309.
- [44] A.B. Gershman, Pseudo-randomly generated estimator banks: a new tool for improving the threshold performance of direction finding, IEEE Trans. Signal Process., vol. SP-46 (1998) 1351–1364.
- [45] A.B. Gershman, J.F. Böhme, Pseudorandomly generated estimator banks: a new resampling scheme for improving the threshold performance of second and higher-order direction finding methods, Proc. of the 2nd Int. Conf. on Antenna Theory and Techniques, Kyiv, Ukraine, (1997).
- [46] A.B. Gershman, Direction finding using beamspace root estimator banks, IEEE Trans. Signal Process., vol. SP-46 (1998) 3131–3135.
- [47] R.J. Muirhead, Aspects of Multivariate Statistical Theory, Wiley, New York, 1982.
- [48] C.D. Richmond, Capon algorithm mean squared error threshold SNR prediction and probability of resolution, IEEE Tran. Signal Process., vol. 53, no. 8 (2005) 2748–2764.
- [49] D.I. Lekhovyt'skiy, Y.S. Shifrin, and D.V. Atamanskiy, “Rapidly convergent “superresolving” direction finders of noise radiation sources in adaptive arrays,” Proc. of the 9th International Conference on Antenna Theory and Techniques, ICATT 2013, pp. 28–33, 2013
- [50] D.I. Lekhovyt'skiy and Y.S. Shifrin, “Statistical analysis of “superresolving” methods for direction-of-arrival estimation of noise radiation sources under finite size of training sample,” Signal Processing, vol. 93, no. 12, pp. 3382–3399, 2013.

Поступила в редколлегию 10.02.2015



David I. Lekhovyt'skiy, Doctor of Technical Science Professor, Chief researcher in the Kharkiv National University of Radio Electronics. Research interests are in adaptive space-time signal processing in different information systems.



Yakov S. Shifrin, Doctor of Technical Science Professor, Chief researcher in the Kharkiv National University of Radio Electronics. Research interests are radiophysics and applied electrodynamics.

УДК 621.396.965

Швидкодіючі «надрозділяючі» методи оцінювання напрямків джерел шумових випромінювань в адаптивних АР / Д. І. Леховицький, Я. С. Шифрін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2015. – Т. 14. – № 1. – С. 7–23.

Порівнюється ефективність деяких «надрозділяючих» методів оцінювання в АР просторового спектра гаусівських шумових випромінювань при кінцевому обсязі навчаючої вибірки в максимально правдоподібній оцінці їх кореляційних матриць. Порівняння базується на аналізі точних або емпіричних законів розподілу випадкових параметрів, що визначають роздільну здатність відповідних методів за статистичними та нестатистичними критеріями. Показано істотну відмінність цих законів для різних методів, у зв'язку з якою висновки, які базуються на аналізі асимптотичних властивостей цих методів, можуть змінитися на протилежні в реальних умовах вибірок малого обсягу. Встановлюються причини цих відмінностей та, впливаючи з їх аналізу, можливості підвищення «швидкодії» адаптивних методів пеленгації джерел шумових випромінювань в АР.

Ключові слова: оцінювання напрямку поширення, «надрозділяючий» просторово-часовий спектральний аналіз, швидкодія, статистичний аналіз, розділення, вибірка обмеженого обсягу, адаптивний решітчастий фільтр.

Л.: 11. Бібліогр.: 50 найм.

УДК 621.396.965

Быстродействующие «сверхразрешающие» методы оценивания направлений источников шумовых излучений в адаптивных АР / Д. И. Леховицкий, Я. С. Шифрин // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. – 2015. – Т. 14. – № 1. – С. 7–23.

Сравнивается эффективность ряда «сверхразрешающих» методов оценивания в АР пространственного спектра гауссовских шумовых излучений при конечном объеме обучающей выборки в максимально правдоподобных оценках их корреляционных матриц. Сравнение базируется на анализе точных или эмпирических законов распределения случайных параметров, определяющих разрешающую способность соответствующих методов по статистическим и нестатистическим критериям. Показаны существенные различия этих законов, в силу которых выводы о сравнительных достоинствах различных методов, основанные на анализе их асимптотических свойств, могут меняться на противоположные в реальных условиях выборок малого объема. Устанавливаются причины этих отличий и вытекающие из их анализа возможности повышения «быстродействия» адаптивных методов пеленгации источников шумовых излучений в АР.

Ключевые слова: оценивание направления прихода, «сверхразрешающий» пространственно-временной спектральный анализ, быстродействие, статистический анализ, разрешение, выборка конечного объема, адаптивный решетчатый фильтр.

Рис.: 11. Библиогр. : 50 назв.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЩЕЛЕВЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

С.Л. БЕРДНИК, В.А. КАТРИЧ, М.В. НЕСТЕРЕНКО, Ю.М. ПЕНКИН

В строгой самосогласованной постановке решена задача об излучении электромагнитных волн из волноводной секции в пространство над идеально проводящей сферой. Излучение реализовано через апертуру узкой щели, прорезанной в торце (в общем случае с импедансным покрытием) полубесконечного прямоугольного волновода, в котором может быть размещен щелевой проходной резонатор. Численно исследовано влияние радиуса сферы, величины поверхностного импеданса волноводной секции, а также размеров резонатора на электродинамические характеристики щелевого излучателя.

Ключевые слова: щелевой сферический излучатель, распределенный поверхностный импеданс, щелевой проходной резонатор, обобщенный метод наведенных МДС.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1], не выступающим щелевым излучателям на практике отдают предпочтение при размещении антенн на мобильных объектах, поскольку щелевые антенны не вносят существенных изменений в их массогабаритные параметры и аэродинамические свойства. Диапазон применения таких антенн очень широк: от космических летательных аппаратов [1] до автономных микроустройств [2]. Обычно при моделировании корпус мобильного объекта (или его конструктивную часть) аппроксимируют сферической поверхностью, радиус которой соизмерим с рабочей длиной волны антенны. Поэтому среди разработчиков антенн интерес к щелевым сферическим антеннам, имеющим резонансные размеры, не исчезает уже на протяжении нескольких десятилетий.

Достаточно подробно в литературных источниках исследованы характеристики кольцевых и секториальных узких щелей, расположенных на сферических рассеивателях [3–12]. В большинстве рассмотренных случаев предполагается аксиально-симметричное возбуждение щелевых антенн. Не проводя здесь сравнительного анализа особенностей постановок задач и методов их решения, заметим, что наряду с идеально проводящими сферами в [10, 12] рассмотрены сферические антенны с импедансными поверхностями. Дифракция плоской волны на полой проводящей оболочке, имеющей кольцевую щель или отверстие с круговой апертурой, изучалась соответственно в [13, 14]. Характеристики сферических антенн со щелевыми излучателями прямоугольной формы исследовались в [5, 15–17]. При этом в [5, 17] были рассмотрены только внешние электродинамические характеристики щелевых антенн в предположении заданного косинусоидального распределения магнитного тока вдоль оси узкого щелевого излучателя полуволновой длины. Так, в [5] для дальней зоны получены диаграммы направленности излучения сферической антенны в экваториальной плоскости. В [17] исследованы внешние собственные и

взаимные проводимости полуволновых щелевых излучателей, расположенных вдоль параллелей на поверхности проводящей сферы. В [15, 16] с использованием метода моментов проанализированы характеристики узких прямоугольных щелей, прорезанных в проводящей бесконечно тонкой сферической оболочке. В первом случае щель связывает свободное пространство вне сферического рассеивателя и внутреннюю область антенны в виде полого сферического резонатора [15]. Во втором случае [16] – свободное пространство и сферический резонатор, внутри которого вложена концентрично проводящая сфера меньшего радиуса. В обоих случаях рассмотрено возбуждение щелевого элемента посредством гипотетического точечного генератора напряжения.

В настоящее время на практике получили широкое применение управляемые СВЧ-устройства, основными функциональными компонентами которых являются полупроводниковые сосредоточенные элементы (например, р-і-п диоды). Такие маломощные управляющие устройства достаточно полно исследованы теоретически и освоены в производстве. Однако дальнейшее развитие СВЧ-техники характеризуется переходом от традиционного исполнения элементов и устройств к структурам, использующим технологию пленочных гибридных микросхем. Это позволяет существенно улучшить технико-эксплуатационные показатели СВЧ-аппаратуры, определяет возможность ее комплексной миниатюризации и повышает эффективность ее функционирования в режиме автоматического управления (например, при сопряжении с ЭВМ или локальным процессором). Но такие элементы пленочного типа, имеющие распределенный характер, изучены еще недостаточно полно. Поэтому разработки управляемых СВЧ-устройств на их основе затруднены из-за отсутствия физически адекватных математических моделей. Особенно это касается комбинированных излучающих волноводных устройств, в которых управляющий пленочный элемент становится частью поверхности, влияющей на

формирование полей излучателя. Подчеркнем, что первостепенная роль математического моделирования в этом случае определяется многопараметричностью задачи создания устройства, при которой экспериментальные разработка и оптимизация функциональных элементов становятся длительными и дорогостоящими процессами, а иногда и вовсе невозможными.

Интеграция различных элементов в одном устройстве, связанная с реализацией новых возможностей управления их характеристиками, требует и «усложнения» математических моделей для анализа и проектирования этих устройств. Как правило, для каждого из типов элементов, используемых в комбинированных устройствах, может быть выбран (из развитых ранее) нужный электродинамически строгий численно-аналитический метод анализа, который учитывает геометрические и физические особенности локальной электродинамической задачи. При этом непосредственное объединение таких методов для нахождения общего электромагнитного поля в большинстве случаев становится невозможным, что приводит к необходимости использования прямого численного моделирования. В свою очередь, для открытых поверхностных антенных устройств, применение прямого численного моделирования также становится ограниченным их электрическими размерами. В некоторых случаях альтернативным оказывается использование в общей формулировке задачи приближенных односторонних граничных условий, например, условий импедансного типа, позволяющих «сократить» количество сопряженных электродинамических объемов, учитываемых в её решении. Возможность исключения на уровне постановки задачи необходимости определять поля внутри металло-диэлектрических структурных элементов является главным преимуществом применения граничных условий импедансного типа [18].

Конструктивное объединение резонаторов, обладающих ярко выраженными частотно-избирательными свойствами, со щелевыми излучателями дает возможность формирования требуемых частотно-энергетических и пространственных характеристик антенн подобного типа [19–23]. Следует однако отметить, что результаты, приведенные в данных публикациях, ограничены рассмотрением случаев возбуждения щели в резонаторе δ -генератором напряжения.

В монографии [24] авторами данной статьи для решения задач дифракции на щелевых элементах был предложен и обоснован численно-аналитический метод, названный обобщенным методом наведенных МДС. Предварительно в строгой самосогласованной постановке была сформулирована задача о возбуждении электромагнитных полей отверстием связи двух произвольных электродинамических объемов. Эта задача была сведена к двумерному интегральному уравнению относительно поверхностного экви-

валентного магнитного тока на отверстии связи. Также был обоснован физически корректный переход от полученного интегрального уравнения к одномерному уравнению для тока на узкой щели. Предложена общая методика решения подобных одномерных уравнений для волноводно-щелевых структур с плоским проводящим фланцем. В данной статье будет представлено развитие этого метода для решения задачи об излучении электромагнитных волн волноводно-щелевой структурой во внешнее пространство над идеально проводящей сферой.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕШЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ТОКА

Пусть в полном полубесконечном прямоугольном волноводе с идеально проводящими стенками (индекс области “ V^i ”) и поперечным сечением размером $\{a \times b\}$ из области $z = \infty$ распространяется волна основного типа H_{10} (рис. 1). Декартова система координат, связанная с волноводом, представлена на рис. 1, а. В торцевой стенке волноводной секции симметрично относительно продольной оси волновода ($x_0 = a/2$) прорезана узкая поперечная щель, имеющая апертуру S_i шириной d и длиной $2L_i$ ($[d/(2L_i)] \ll 1$, $[d/\lambda] \ll 1$, λ – длина волны в свободном пространстве). Внутренняя сторона торцевой стенки волноводной секции характеризуется постоянным распределенным поверхностным импедансом $\bar{Z}_S = Z_S/Z_0$ (нормированным к импедансу свободного пространства $Z_0 = 120\pi$ Ом). Щель излучает в пространство с материальными параметрами ϵ_1 и μ_1 (диэлектрической и магнитной проницаемостями соответственно) вне идеально проводящей сферы с радиусом R (индекс области “ V^e ”). Сферическая система координат, связанная со сферическим рассеивателем (фланцем), показана на рис. 1, в. Геометрический центр внутренней апертуры щелевого элемента S_i в декартовой системе координат определяется координатами $(a/2, y_0, 0)$, центр внешней апертуры S_e в сферической системе координат – координатами $(R, \pi/2, 0)$. Длина внешней апертуры щели S_e по дуге в сферической системе координат составляет $2L_e$.

Туннельная полость щели – область (индекс области “ V^v ”), ограниченная между апертурами S_i и S_e , представляет собой резонатор сложной пространственной формы. Его объем будет изменяться при варьировании радиуса сферы и размеров поперечного сечения волновода $\{a \times b\}$, поскольку эти геометрические параметры определяют возможность пространственного взаимного сближения апертур щели S_i и S_e (рис. 1, б).

Для рассматриваемой структуры сферической антенны исходная система уравнений формулируется на основании непрерывности тангенциальных составляющих магнитных полей на внутренней и внешней апертурах щели:

$$\begin{cases} \text{для } S_i: \vec{H}_\tau^i(\vec{e}_{si}) + \vec{H}_{0\tau}^i = \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{si}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{se}) \\ \text{для } S_e: \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{si}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{se}) = \vec{H}_\tau^e(\vec{e}_{se}), \end{cases} \quad (1)$$

где $\vec{e}_{si}, \vec{e}_{se}$ – электрические поля на поверхностях S_i и S_e ; $\vec{H}_\tau^i(\vec{e}_{si}), \vec{H}_\tau^e(\vec{e}_{se}), \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{si}), \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{se})$ – возбужденные полями $\vec{e}_{si}, \vec{e}_{se}$ тангенциальные (по отношению к апертурам щели) составляющие магнитного поля в соответствующих электродинамических объемах; $\vec{H}_{0\tau}^i$ – компонент стороннего магнитного поля в волноводе, возбуждающего щель. Заметим, что уравнения (1) принципиально позволяют использовать представления магнитных полей в произвольно выбранных локальных системах координат для каждого из сопряженных объёмов.

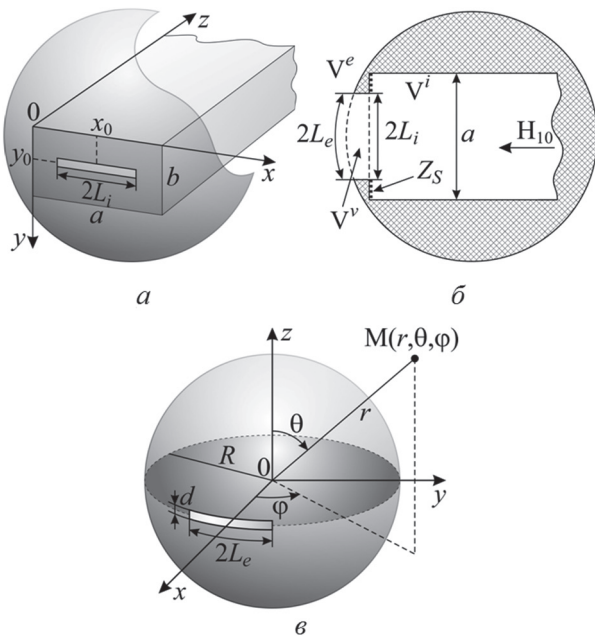


Рис. 1. Геометрия структуры и принятые обозначения

В [25] представлено математически строгое обоснование возможности сведения системы уравнений типа (1) к одному уравнению.

$$\vec{H}_\tau^i(\vec{e}_{si}) + \vec{H}_{0\tau}^i = \vec{H}_\tau^e(\vec{e}_{se}), \quad (2)$$

в котором уже отсутствуют поля, определяемые в полости щели V^v . Это обоснование было выполнено для задачи сопряжения двух произвольных электродинамических объёмов посредством узкой прямоугольной щели при условии, что область V^v является прямоугольным параллелепипедом с размерами $2L_i \times d \times h$. Также в [25] доказано, что при выполнении неравенства $(hd/\lambda^2) \ll 1$ решение задачи для щели, прорезанной в стенке конечной толщины h ($(h/\lambda) \ll 1$), и решение щелевой задачи для бесконечно тонкой стенки будут приближённо равными, если в случае бесконечно тонкой стенки фактическую ширину щели d заменить эквивалентной шириной d_e . В [25] понятие d_e было введено для узких прямоугольных щелей, прорезанных в плоских

участках экранирующей поверхности. Был также сделан вывод о том, что на основании физических принципов можно полагать сохранение представления d_e и для изогнутой узкой щели, прорезанной на произвольной гладкой поверхности, если только радиус изгиба осевой линии щели и главные радиусы кривизны поверхности будут много больше d и h . Эти же аргументы являются уместными и для рассматриваемого здесь случая, когда полость щели V^v представляет собой часть прямоугольного параллелепипеда, геометрия одной грани которого подвержена малым возмущениям, величина которых при больших радиусах сферы R становится бесконечно малой величиной.

Таким образом, не теряя электродинамической строгости, задачу для щелевой сферической антенны будем решать, основываясь на уравнении (2). Для обеспечения также и математической корректности решения задачи, это уравнение представим в единой системе обобщённых координат (ξ_1, ξ_2, ξ_3) и потребуем его выполнения на некотором воображаемом сечении S , которое будет виртуально расположено в окрестности апертуры S_e в полости щели V^v . Не теряя общности положим, что единичный вектор \vec{e}_{ξ_1} координаты ξ_1 совпадает с направлением продольной оси этого сечения, а орт \vec{e}_{ξ_2} – с направлением его поперечной оси. Умножив левую и правую части уравнения (2) на некоторую заданную скалярную функцию $\psi(\xi_1)$, и проинтегрировав их далее по поверхности сечения S , получим:

$$\begin{aligned} \int_S \vec{H}_\tau^i[\vec{e}_s] \psi(\xi_1) ds + \int_S \vec{H}_{0\tau}^i(s) \psi(\xi_1) ds = \\ = \int_S \vec{H}_{\tau s}^e[\vec{e}_s] \psi(\xi_1) ds. \end{aligned} \quad (3)$$

Поскольку полость щели предполагается узкой, искомое (постоянное в направлении \vec{e}_{ξ_2}) поле в сечении S может быть представлено в виде [18]: $\vec{e}_s = \vec{e}_{\xi_2} E_0 f(\xi_1)$, где (ξ_1', ξ_2', ξ_3') – координаты точки источника, $f(\xi_1')$ – неизвестная скалярная функция, а E_0 – ее комплексная амплитуда.

Предположим, что малые возмущения поверхности сечения S будут вызваны представлениями магнитных полей для сопряженных объёмов V^i и V^e в разных локальных системах координат, для которых S не является координатной поверхностью. Тогда, используя операцию суммирования в формальном смысле, можно ввести представления возмущенных поверхностей: $S_e = S + \Delta S_e$ и $S_i = S + \Delta S_i$, где $\Delta S_{e(i)}$ – символы малых возмущений, и переписать уравнение (3) в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_0 \int_{S+\Delta S_e} \vec{H}_\tau^e[\vec{e}_{\xi_2} f(\xi_1')] \psi(\xi_1) ds - \\ - E_0 \int_{S+\Delta S_i} \vec{H}_\tau^i[\vec{e}_{\xi_2} f(\xi_1')] \psi(\xi_1) ds = \int_{S+\Delta S_i} \vec{H}_{0\tau}^i(s) \psi(\xi_1) ds. \end{aligned} \quad (4)$$

Полученное уравнение (4) является приближенным и только при условии $\Delta s_{e(i)} \rightarrow 0$ становится точным. Его физический смысл для малых возмущений $\Delta s_{e(i)}$ легче уяснить, используя подобие рассматриваемой ситуации с классической задачей возбуждения тонкого проволочного вибратора, где предполагается, что электрический ток в вибраторе сосредоточен на его продольной оси, а выполнение граничных условий для электромагнитного поля требуется на его образующей [26]. Подобно этому, здесь поверхность S можно рассматривать как сечение, на котором сосредоточен вторичный магнитный ток (эквивалентный полю \vec{e}_s), а выполнение граничных условий для полей требуется на поверхностях сечений S_i и S_e .

Следует отметить, что введение локальных систем координат в (4) вынуждает представлять магнитные поля $\vec{H}_\tau^e[\vec{e}_{\xi_2} f(\xi_1)]$, $\vec{H}_\tau^i[\vec{e}_{\xi_2} f(\xi_1)]$ также в этих координатах, а следовательно, возмущать и поверхность S , на которой выше мы полагали сосредоточение вторичных источников возбуждения этих полей. Тогда магнитные поля будут определяться с помощью интегро-дифференциальных операторов, интегрирование в которых необходимо проводить по поверхностям сечений $S_e = S + \Delta s_e$ и $S_i = S + \Delta s_i$ вместо интегрирования по сечению S , как в уравнении (3). При этом, если $f(\xi_1)$ будет представлять собой функциональную зависимость точного решения уравнения (2) на сечении S , то она одновременно будет являться и функциональной зависимостью для приближенного решения уравнения (4) с достаточно малой ошибкой. Но, как известно из общей теории антенн, малые ошибки при определении распределений тока не приводят к существенным погрешностям при вычислении интегральных величин, таких, как возбуждаемые электромагнитные поля. То есть использование уравнения (4) вместо уравнения (3), при выборе равенства базисной $f(\xi_1)$ и весовой $\psi(\xi_1)$ функций и выполнении неравенства $|\Delta s_{e(i)}| \ll \lambda^2$, не будет нарушать корректность решения электродинамической задачи.

Выше перечисленные утверждения представляют собой обоснование возможности использования для анализа характеристик рассматриваемой сферической антенны обобщенного метода наведенных МДС, предложенного и апробированного для решения щелевых задач в монографии [24]. В качестве исходного возьмём уравнение (4), которое запишем с учетом выбранных локальных систем координат (рис. 1, \vec{e}_0 и \vec{e}_y – единичные векторы):

$$E_0 \int_{-L_e/R}^{L_e/R} \vec{H}_\tau^e[\vec{e}_0 f(\varphi)] \psi(\varphi) d\varphi - E_0 \int_{x_0-L_i}^{x_0+L_i} \vec{H}_\tau^i[\vec{e}_y f(x)] \psi(x) dx = \int_{x_0-L_i}^{x_0+L_i} \vec{H}_{0\tau}^i(x) \psi(x) dx. \quad (5)$$

Здесь также учтено, что

$$\vec{e}_s = \vec{e}_0 J_0 \delta(r' - R) f(\varphi')$$

в сферической системе координат и

$$\vec{e}_s = \vec{e}_y J_0 \delta(z') f(x')$$

в прямоугольной системе координат (при условии постоянства поля \vec{e}_s поперек щели), а параметры $\theta_0 = \pi/2$ и $x_0 = a/2$ фиксированы в постановке задачи.

Согласно обобщенному методу наведенных МДС в качестве базисной функции f будем использовать функциональную зависимость аналитического решения уравнения (3), полученного асимптотическим методом усреднения для ключевой задачи излучения электромагнитных волн через щель в импедансном торце полубесконечного прямоугольного волновода в полупространство над идеально проводящей плоскостью [18]. Тогда в сферической системе координат

$$f(\varphi) = \cos(kR\varphi) \cos(\pi L_e/a) - \cos kL_e \cos(\pi R\varphi/a),$$

в прямоугольной систем координат

$$f(x) = \cos k \left(x - \frac{a}{2} \right) \cos \left(\frac{\pi L_i}{a} \right) - \cos kL_i \cos \left[\frac{\pi(x - a/2)}{a} \right].$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; ω – круговая частота при выбранной зависимости электромагнитных полей от времени t как $e^{i\omega t}$.

Из уравнения (5) можно найти искомую комплексную амплитуду:

$$E_0 = F_0^m / (\tilde{Y}^e + \tilde{Y}^i), \quad (6)$$

где магнитодвижущая сила определяется выражением:

$$F_0^m = \int_{a/2-L_i}^{a/2+L_i} H_{0x}^i(x) f(x) dx, \quad (7)$$

а проводимости щели в соответствующих электродинамических объемах равны:

$$\tilde{Y}^e = \int_{-L_e/R}^{L_e/R} H_\varphi^e[\vec{e}_0 f(\varphi)] f(\varphi) d\varphi, \quad (8)$$

$$\tilde{Y}^i = - \int_{a/2-L_i}^{a/2+L_i} H_x^i[\vec{e}_y f(x)] \psi(x) dx.$$

Для нахождения явного вида выражений (7) и (8) воспользуемся традиционной для решений щелевых задач заменой электрического поля в щели эквивалентными одномерными магнитными токами $\vec{J}_{se(si)}^m = -[\vec{n}, \vec{e}_{se(si)}]$, где \vec{n} – орт нормали к поверхности щели, обращенный внутрь области, в которой определяется поле. Как известно, такая замена (при условной металлизации щелевых апертур) позволяет использование в решении задачи функций Грина для объемов с целостными граничными поверхностями. Далее учитываем формульные связи вектора Герца магнитного типа $\vec{\Pi}_{e(i)}^m(\vec{r})$ с магнитным полем

$\vec{H}^{e(i)}(\vec{r}) = (\text{grad div} + k_1^2) \vec{\Pi}_{e(i)}^m(\vec{r})$, корректную при условии $\Pi_{e(i)r}^m(\vec{r}) = 0$, с одной стороны, и магнитными токами $\vec{J}_{se(si)}^m(\vec{r}')$, – с другой:

$$\vec{\Pi}_{e(i)}^m(\vec{r}) = \frac{1}{i\omega\mu_1} \int_{S_{e(i)}} \hat{G}^{e(i)}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}_{se(si)}^m(\vec{r}') dr',$$

где $\hat{G}^{e(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$ – тензорные функции Грина магнитного типа рассматриваемых объемов, \vec{r} и \vec{r}' – радиус-векторы точек наблюдения и источника соответственно, $k_1 = k\sqrt{\epsilon_1\mu_1}$.

Внешнюю проводимость щели \tilde{Y}^e будем находить с помощью пары компонентов тензора Грина, который для пространства вне идеально проводящей сферы был построен в монографии [12]. Первоначально определим компоненты магнитного вектора Герца $\vec{\Pi}_e^m$:

$$\begin{aligned} \Pi_{e\theta}^m(r, \theta, \varphi) &= \frac{1}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left\{ \frac{m Q_n(r) F S_m(\varphi)}{n(n+1) C_{nm}} \times \right. \\ &\times \left[\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} F_n^m + \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \Phi_n^m \right] \Big\} \\ \Pi_{e\varphi}^m(r, \theta, \varphi) &= \frac{1}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left\{ \frac{\epsilon_m Q_n(r) F C_m(\varphi)}{2n(n+1) C_{nm}} \times \right. \\ &\times \left[m^2 \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m + \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m \right] \Big\} \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} Q_n(r) &= \frac{h_n^{(2)}(k_1 r)}{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 R) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R)}, \\ F_n^m &= P_n^m(\cos\theta') \Big|_{\theta'=\pi/2}, \\ \Phi_n^m &= \frac{dP_n^m(\cos\theta')}{d\theta'} \Big|_{\theta'=\pi/2}, \\ FC_m(\varphi) &= \int_{-L_e/R}^{L_e/R} f(\varphi') \cos(m(\varphi - \varphi')) d\varphi', \\ FS_m(\varphi) &= \int_{-L_e/R}^{L_e/R} f(\varphi') \sin(m(\varphi - \varphi')) d\varphi', \\ C_{nm} &= \frac{2\pi(n+m)!}{(2n+1)(n-m)!}, \quad \epsilon_m = \begin{cases} 1, m=0, \\ 2, m \neq 0, \end{cases} \end{aligned}$$

m и n – целые числа, $P_n^m(\cos\theta)$ – присоединенные функции Лежандра первого рода,

$$\begin{aligned} h_n^{(2)}(k_1 r) &= \sqrt{\frac{\pi}{2k_1 r}} J_{n+1/2}(k_1 r) - \\ -i \sqrt{\frac{\pi}{2k_1 r}} N_{n+1/2}(k_1 r) &= \sqrt{\frac{\pi}{2k_1 r}} H_{n+1/2}^{(2)}(k_1 r) - \end{aligned}$$

сферическая функция Ханкеля второго рода, $J_{n+1/2}(k_1 r)$, $N_{n+1/2}(k_1 r)$ – функции Бесселя и Неймана с полуцелым индексом.

Далее, используя выражение для $H_\varphi(r, \theta, \varphi)$:

$$\begin{aligned} H_\varphi(r, \theta, \varphi) &= \\ &= \frac{1}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{Q_n(r) F C_m(\varphi)}{2n(n+1) C_{nm}} \left\{ \epsilon_m k_1^2 \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m - \right. \\ &\left. - 2m^2 \left[\frac{1}{r^2} n(n+1) - k_1^2 \right] \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m \right\} \end{aligned}$$

получим выражение для внешней проводимости щели $Y^e = -\frac{i\omega}{2k} \tilde{Y}^e$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} Y^e &= Y^e(k_1 L_e, k_1 R) = \\ &= \frac{4}{kR\mu_1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} \cdot \frac{1}{(n+1) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R) / h_n^{(2)}(k_1 R)} \times \\ &\times \left\{ (k_1 R)^2 C_0^2 A_n^0 \tilde{A}_n^0 - 2 \sum_{m=1}^n C_m^2 \times \right. \\ &\times \left[m^2 (n(n+1) - (k_1 R)^2) B_n^m \tilde{B}_n^m - (k_1 R)^2 A_n^m \tilde{A}_n^m \right] \Big\}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{где } A_n^m = \sqrt{\frac{\pi}{C_{nm}}} \Phi_n^m, \quad \tilde{A}_n^m = \sin\theta \frac{d\bar{P}_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Big|_{\theta=\frac{\pi}{2} + \frac{d_e}{4R}},$$

$$B_n^m = \sqrt{\frac{\pi}{C_{nm}}} F_n^m, \quad \tilde{B}_n^m = \bar{P}_n^m \left(\cos \left(\frac{\pi}{2} + \frac{d_e}{4R} \right) \right),$$

$$\begin{aligned} C_m^I &= \frac{\cos(\pi L_e/a)}{m^2 - (k_1 R)^2} \left[m \sin \frac{m L_e}{R} \cos k_1 L_e - k_1 R \cos \frac{m L_e}{R} \sin k_1 L_e \right] \\ &- \frac{\cos k_1 L_e}{m^2 - (\pi R/a)^2} \left[m \sin \frac{m L_e}{R} \cos \frac{\pi L_e}{a} - \frac{\pi R}{a} \cos \frac{m L_e}{R} \sin \frac{\pi L_e}{a} \right] = \\ &= C_m^I - C_m^{II}, \end{aligned}$$

$$C_m^I \Big|_{m \rightarrow k_1 R} = \left(\frac{L_e}{2R} + \frac{\sin(2k_1 L_e)}{4k_1 R} \right) \cos \frac{\pi L_e}{a},$$

$$C_m^{II} \Big|_{m \rightarrow \frac{\pi R}{a}} = \left(\frac{L_e}{2R} + \frac{\sin(2\pi L_e/a)}{4\pi R/a} \right) \cos k_1 L_e,$$

$\bar{P}_n^m(\cos\theta) = \sqrt{\pi/C_{nm}} P_n^m(\cos\theta)$ – нормированные присоединенные функции Лежандра первого рода; $h_n^{(2)}(k_1 r) = \sqrt{\frac{\pi}{2k_1 r}} H_{n+1/2}^{(2)}(k_1 r)$ – сферические функции Ханкеля второго рода.

Внутренняя проводимость щели в волновой секции $Y^i = -\frac{i\omega}{2k} \tilde{Y}^i$ равна (m и n – целые числа):

$$Y^i = Y^i(kL_i, \bar{Z}_S) = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_n (k^2 - k_x^2)}{k k_z} \times \quad (11)$$

$$\times \cos k_y y_0 \cos k_y (y_0 + d_e/4) F_Z(k_z, \bar{Z}_S) g^2(kL_i),$$

$$\text{где } k_x = \frac{m\pi}{a}, k_y = \frac{n\pi}{b}, k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}, \epsilon_n = \begin{cases} 1, n=0 \\ 2, n \neq 0 \end{cases},$$

$$F_Z(k_z, \bar{Z}_S) = \frac{k k_z (1 + \bar{Z}_S^2)}{(ik + k_z \bar{Z}_S)(k \bar{Z}_S - ik_z)} \left(1 - i \frac{k k_z \bar{Z}_S}{k^2 - k_x^2} \right),$$

$$\begin{aligned} g(kL_i) &= 2 \left\{ \frac{k \sin kL_i \cos k_x L_i - k_x \cos kL_i \sin k_x L_i}{k^2 - k_x^2} \cos \frac{\pi L_i}{a} - \right. \\ &\left. - \frac{\left(\frac{\pi}{a} \right) \sin \frac{\pi L_i}{a} \cos k_x L_i - k_x \cos \frac{\pi L_i}{a} \sin k_x L_i}{(\pi/a)^2 - k_x^2} \cos kL_i \right\}. \end{aligned}$$

Полагая, что волноводная секция возбуждается волной основного типа

$$H_{10}(x, z) = H_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-ik_g z},$$

где H_0 – амплитуда, $k_g = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$ – постоянная распространения, после выполнения интегрирования в (4) получаем формулу для определения магнитного тока на апертуре щели:

$$J(s) = -\frac{i\omega}{k^2} H_0 F(kL_i) \times \frac{[\cos ks \cos(\pi L_{i(e)}/a) - \cos kL_{i(e)} \cos(\pi s/a)]}{Y^i(kL_i, \bar{Z}_S) + Y^e(kL_e, k_1 R)}, \quad (12)$$

где

$$F(kL_i) = 2 \cos \frac{\pi L_i}{a} \frac{\sin kL_i \cos \frac{\pi L_i}{a} - \left(\frac{\pi}{ka}\right) \cos kL_i \sin \frac{\pi L_i}{a}}{1 - (\pi/ka)^2} - \cos kL_i \frac{\sin \frac{2\pi L_i}{a} + \frac{2\pi L_i}{a}}{(2\pi/ka)},$$

а текущая координата $s = R\varphi'$ в системе сферических координат (при определении полей в пространстве вне сферы) и $s = x' - a/2$ в системе прямоугольных координат (при определении полей внутри волноводной секции).

Таким образом, построенное асимптотическое решение (12) интегрального уравнения (4) для магнитного тока в щели дает возможность дальнейшего нахождения как энергетических, так и пространственных характеристик излучения волноводно-щелевого излучателя рассматриваемой геометрии. Для коэффициента отражения (по полю) в волноводе получаем формулу в виде:

$$S_{11} = \left\{ \frac{1 - (k_g/k) \bar{Z}_S}{1 + (k_g/k) \bar{Z}_S} - \right. \quad (13)$$

$$\left. \frac{8\pi k_g F^2(kL_i)}{iabk [Y^i(kL_i, \bar{Z}_S) + Y^e(kL_e, k_1 R)]} \cdot \frac{1 + \bar{Z}_S^2}{1 + \frac{k_g}{k} \bar{Z}_S} \right\} e^{-2ik_g z}.$$

Коэффициент излучения (по мощности) антенны равен:

$$|S_\Sigma|^2 = \frac{P_\Sigma}{P_{10}} = \frac{|E_0|^2}{2} \text{Im} \tilde{Y}^e, \quad (14)$$

где P_Σ – средняя мощность, излучаемая через апертуру щели (поток вектора Умова-Пойтинга через щель), P_{10} – подводимая мощность волны H_{10} , $\text{Im} \tilde{Y}^e$ – мнимая часть внешней проводимости щели.

Величину эквивалентной ширины щели d_e , согласно [24] рассчитываем по формуле $d_e \approx d \exp\left(-\frac{\pi h_e}{2d}\right)$, где $h_e = V^v / S_i$, V^v – объем полости щели, S_i – площадь внутренней апертуры щели, при выполнении условия $[(h + h_{\text{эм}})d / \lambda^2] \ll 1$, где $(h + h_{\text{эм}})$ – максимальный размер туннельной полости щели в радиальном направлении с уче-

том реальной толщины $h_{\text{эм}}$ импедансного покрытия торца волноводной секции.

Для определения мощности потерь P_σ в импедансном покрытии торца волноводной секции используем условие выполнения энергетического баланса $|S_{11}|^2 + |S_\Sigma|^2 + P_\sigma = 1$. Это условие будет также использоваться для проверки правильности реализации алгоритмов расчета энергетических параметров сферической щелевой антенны в случае мнимых значений поверхностного импеданса \bar{Z}_S , когда потери в импедансном элементе антенны отсутствуют и $P_\sigma = 0$.

Если в волноводной секции разместить на расстоянии H от торца щелевую резонансную диафрагму (длина щели $2L_d$, ширина – d_d , толщина – h_d , положение – y_{0d}), то в волноводном тракте образуется проходной резонатор в общем случае с размерами $\{a_r \times b_r \times H\}$. В этом случае импедансное покрытие может наноситься на поверхность диафрагмы, обращенную к источнику падающей волны. Тогда коэффициент отражения данной структуры будет определяться выражением [25]:

$$S_{11} = \left\{ 1 - \frac{8\pi k_g F^2(kL_d)}{iabk^3} \times \right. \quad (15)$$

$$\times [Y^e(kL_e, k_1 R) + Y^r(kL_i, kH)] /$$

$$/ [Y^i(kL_d, \bar{Z}_S) + Y^r(kL_d, kH)] \times$$

$$\times (Y^e(kL_e, k_1 R) + Y^r(kL_i, kH)) -$$

$$\left. - Y^r(kL_{di}) Y^r(kL_{id}) \right\} e^{-i2k_g z}.$$

Здесь $Y^i(kL_d, \bar{Z}_S)$ вычисляется по формуле (11),

$$k_x = \frac{m\pi}{a\{a_r\}}, k_y = \frac{n\pi}{b\{b_r\}}, k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2},$$

$$Y^r(kL_{d(i)}, kH) =$$

$$= \frac{4\pi}{a_r b_r} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} \coth k_z H \times \quad (16)$$

$$\times \cos k_y y_{d(i)} \cos k_y (y_{d(i)} + d_{d(i)}/4) g^2(kL_{d(i)}),$$

$$Y^r(kL_{d(i)d}) =$$

$$\frac{4\pi}{a_r b_r} \sum_{m=1,3,\dots} \sum_{n=0} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{kk_z} \text{sh} k_z H \times$$

$$\times \cos k_y y_{0d(i)} \cos k_y (y_{0d(i)} + d_{i(d)}/4) \times \quad (17)$$

$$\times g(kL_d) g(kL_i).$$

2. ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Установленное в итоге решения распределение магнитного тока в щели (12) позволяет рассчитать и электродинамические характеристики антенны в пространстве вне сферы. Согласно рассмотренной ранее модели сферической поверхностной антенны (рис. 1, в) ее полное поле излучения будет определяться двумя компонентами магнитного вектора Герца $\Pi_{e\theta}^m(r, \theta, \varphi)$ и

$\Pi_{e\varphi}^m(r, \theta, \varphi)$ (9). При этом в формулы (9) необходимо подставить найденное распределение тока $J(s) = J(R\varphi')$ в виде (12). Тогда выражения для компонентов полного поля излучения сферической поверхностной антенны будут иметь вид:

$$\begin{aligned}
 E_{er}(r, \theta, \varphi) &= -\frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} Q_n(r) \times \\
 &\times \left(\frac{FC_0(\varphi)}{2C_{n0}} P_n(\cos\theta) \frac{dP_n(\cos\theta')}{d\theta'} \Big|_{\theta'=\pi/2} + \right. \\
 &\left. + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{FC_m(\varphi)}{C_{nm}} P_n^m(\cos\theta) \Phi_n^m \right); \\
 E_{e\theta}(r, \theta, \varphi) &= \frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{(2-\delta_{0m}) Q_n^*(r) FC_m(\varphi)}{2n(n+1)C_{nm}} \times \\
 &\times \left[m^2 \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m + \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m \right]; \\
 E_{e\varphi}(r, \theta, \varphi) &= -\frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \frac{m Q_n^*(r) FS_m(\varphi)}{n(n+1)C_{nm}} \times \\
 &\times \left[\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} F_n^m + \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \Phi_n^m \right]; \\
 H_{er}(r, \theta, \varphi) &= -\frac{1}{i\omega\mu_1 r^2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left\{ \frac{m FS_m(\varphi)}{C_{nm}} \times \right. \\
 &\times \left. \left(Q_n^*(r) - 2Q_n(r) \right) P_n^m(\cos\theta) F_n^m \right\}; \\
 H_{e\theta}(r, \theta, \varphi) &= \frac{k_1^2}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \left\{ \frac{Q_n(r) m FS_m(\varphi)}{n(n+1)C_{nm}} \times \right. \\
 &\times \left. \left[\frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \Phi_n^m + \left(1 - \frac{n(n+1)}{(k_1 r)^2} \right) \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} F_n^m \right] \right\}; \\
 H_{e\varphi}(r, \theta, \varphi) &= \frac{k_1^2}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left\{ \frac{Q_n(r) FC_m(\varphi)}{2n(n+1)C_{nm}} \times \right. \\
 &\times \left[(2-\delta_{0m}) \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m + \right. \\
 &\left. \left. + 2m^2 \left(1 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right) \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m \right] \right\},
 \end{aligned} \tag{18}$$

где

$$Q_n^*(r) = \frac{\partial}{\partial r} (r Q_n(r)) = \frac{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 r) - k_1 r h_{n+1}^{(2)}(k_1 r)}{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 R) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R)}.$$

Отметим, что формулы (18) позволяют находить электромагнитные поля излучения на любом расстоянии от антенны, т. е. при произвольном $r \geq \tilde{R}$. Если внешняя однородная среда не характеризуется потерями и ϵ_1 является чисто действительной величиной, то для дальней зоны антенны ($r \gg \lambda$) формулы (18) упростятся, поскольку в них можно будет опустить слагаемые, пропорциональные множителям $1/r^2$ и $1/r^3$.

В качестве примера представим в явном виде выражения для составляющих магнитного поля излучения сферической антенны:

$$H_{er}(r, \theta, \varphi) = 0;$$

$$\begin{aligned}
 H_{e\theta}(r, \theta, \varphi) &= \frac{k_1^2}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^n \frac{Q_n(r) m FS_m(\varphi)}{n(n+1)C_{nm}} \times \\
 &\times \left[\frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} \Phi_n^m + \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} F_n^m \right]; \\
 H_{e\varphi}(r, \theta, \varphi) &= \frac{k_1^2}{i\omega\mu_1} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{Q_n(r) FC_m(\varphi)}{2n(n+1)C_{nm}} \times \\
 &\times \left[(2-\delta_{0m}) \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} \Phi_n^m + 2m^2 \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} F_n^m \right].
 \end{aligned} \tag{19}$$

Учитывая, что для дальней зоны антенны выполняются соотношения $\tilde{k}_1 r \rightarrow \infty$ и $|\tilde{k}_1 r| \gg n$ и сферические функции Ханкеля второго рода могут быть заменены асимптотическим представлением $h_n^{(2)}(kr) \approx (i)^{n+1} \frac{e^{-ikr}}{kr}$, то в (19):

$$\begin{aligned}
 \tilde{Q}_n(r) &= \frac{e^{-k_1 r}}{k_1 r} \cdot \frac{(i)^{n+1}}{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 R) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R)}; \\
 \tilde{Q}_n^*(r) &= \frac{e^{-k_1 r}}{k_1 r} \cdot \frac{(i)^{n+1} (n+1 - ik_1 r)}{(n+1)h_n^{(2)}(k_1 R) - k_1 R h_{n+1}^{(2)}(k_1 R)}.
 \end{aligned}$$

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Сферическая антенна с идеально проводящими поверхностями. Достаточная точность и корректность реализации численного моделирования были подтверждены сравнением расчетных и экспериментальных данных. На рис. 2 представлено фото макета, который был изготовлен для проведения экспериментальных исследований и имеет следующие геометрические параметры: $R=50$ мм, $2L_i=18$ мм, $d=1.5$ мм, $a=23$ мм, $b=10$ мм. При этом расчетные величины эффективной толщины внутренней полости щели и эффективной ширины щели составляют соответственно $h_e=0.1$ мм и $d_e=1.35$ мм.

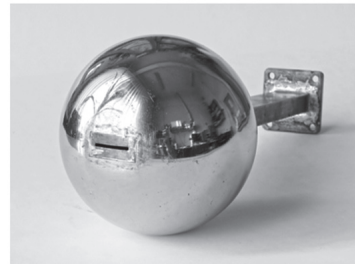


Рис. 2. Макет щелевой сферической антенны

Полученные экспериментальные значения для модуля коэффициента отражения в волноводе $|S_{11}|$ и излученной мощности антенны $|S_{\Sigma}|^2$ представлены кружками на рис. 3. Здесь же сплошными кривыми приведены расчетные диапазонные зависимости этих энергетических характеристик. Как видно, расчетные и экспериментальные данные достаточно удовлетворительно согласуются между собой. Максимум излучения антенны, близкий к единице, наблюдается на длине волны $\lambda \approx 37.5$ мм при длине щели $2L_i \approx 0.48\lambda$ (что соответствует $2L_e \approx 0.484\lambda$) и дифракционном радиусе сферы $kR=8.38$. Здесь максимум излучения обеспечивается ре-

жимом оптимального согласования сферической антенны с волноводным трактом. Несовпадение по длине волны расчетной и экспериментальной точек максимума излучения антенны может быть объяснено трудностью совмещения продольной оси щели с осью поперечного сечения волновода при изготовлении макетного образца. Необходимо отметить достаточно большую широкополосность исследуемого макета антенны. Так, отношение ширины рабочей полосы длин волн антенны по уровню половинной мощности излучения $\Delta\lambda \in [29.0; 42.5]$ мм к рабочей длине волны $\lambda \approx 37.5$ мм составляет $\approx 35\%$.

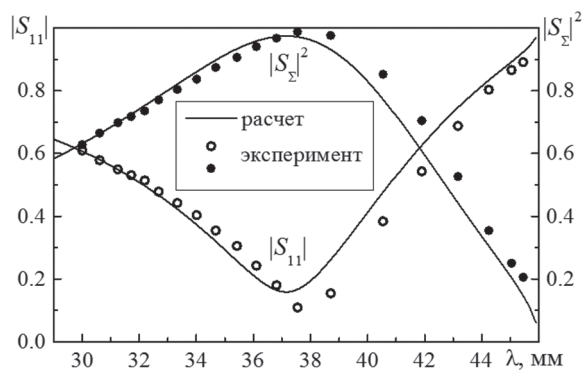


Рис. 3. Энергетические характеристики антенны-макета при $R=50$ мм, $2L_e=18$ мм, $d=1.5$ мм, $a=23$ мм, $b=10$ мм

Наблюдаемая закономерность уменьшения резонансной длины щели (определяемой по максимально достигнутому уровню излученной антенной мощности) по сравнению с половиной длины волны связан с влиянием как сферической формы рассеивателя, так и размера внутренней полости щели. В отличие от случая бесконечного экрана, где влияние на излучение щели его реальной толщины может быть исследовано непосредственно, в рассматриваемой задаче, при условии фиксации размеров поперечного сечения волновода, это оказывается невозможным. Действительно, в нашем случае изменение радиуса сферического рассеивателя одновременно влечет за собой и изменение размера внутренней полости щелевого излучателя. Поэтому представляет интерес исследование энергетических характеристик сферической антенны при варьировании радиуса сферы с целью определения электрических параметров антенны, обеспечивающих ее максимальное излучение на заданной длине волны одноименного режима возбуждающего волновода.

На рис. 4 представлены диапазонные зависимости энергетических характеристик щелевой сферической антенны при изменении радиуса сферы для волновода стандартного поперечного сечения $\{23 \times 10\}$ мм². Численные результаты моделирования позволили выявить следующие закономерности. Прежде всего, следует отметить, что подбором длины щелевого излучателя можно обеспечить максимальный уровень его излучения на любой заданной длине волны в диапазоне

одноименного режима волновода (исключая область, близкую к критической длине волны). Для малых радиусов сферы, например, в случае $\pi R/(2L_e) = 3$, резонансная длина щели близка к полуволновой $2L_e \approx 0.5\lambda$, а при увеличении радиуса возрастает ее укорочение. Максимальное уменьшение резонансной длины щели наблюдается для бесконечного экрана и соответствует длине щели порядка $2L_e \approx 0.48\lambda$. Ширина полосы коэффициента излучения антенны по уровню половинной мощности является максимальной также в случае бесконечного экрана и существенно сокращается при уменьшении радиуса сферы и рабочей длины волны. В окрестности резонанса сферической антенны применение приближения идеального экрана становится корректным уже для $kR \geq 10$. Однако вдали от резонанса, расчет диапазонных зависимостей энергетических характеристик сферической антенны не позволяет использовать приближение идеального экрана даже для достаточно больших радиусов сферы порядка $kR \approx 33$. Дополнительные расчеты показали, что удовлетворительную для практики точность моделирования сферических щелевых антенн при использовании проводимости щели в бесконечном экране можно получить для $kR \geq 50$. Отметим, что для других соотношений $d/(2L_e)$ (в рамках принятых ограничений на узость щели) все описанные тенденции сохраняются при изменении лишь численной оценки укорочения резонансной длины щели.

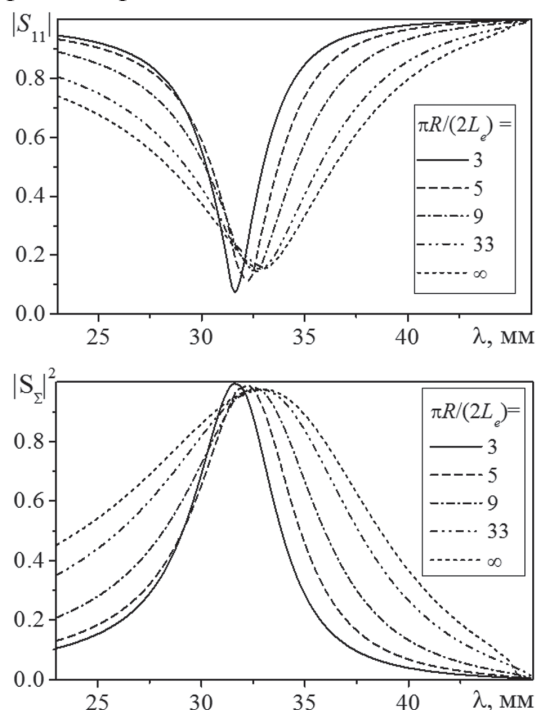


Рис. 4. Энергетические характеристики сферической антенны ($2L_e = 16$ мм, $d/(2L_e) = 0.05$) с волноводным трактом стандартного поперечного сечения $\{23 \times 10\}$ мм²

Для предложенной конструкции щелевой сферической антенны важным для практики является вопрос о возможности эффективного

применения волноводов с заниженной (по отношению к стандартной) высотой поперечного сечения b . На рис. 5 представлены расчетные диапазонные зависимости коэффициента излучения сферических антенн для волноводов с высотами $b = 5$ мм, $b = 7.5$ мм и $b = 10$ мм. Здесь зафиксировано значение дифракционного радиуса сферы $\pi R / (2L_e) = 3$ при сохранении остальных параметров, используемых в предыдущей серии расчетов. Как видно из графиков, уменьшение высоты прямоугольного волновода несколько уменьшает резонансную длину волны сферической антенны, и для обеспечения ее максимального излучения необходима корректировка длины щелевого элемента. Подобный вид имеют диапазонные зависимости для других радиусов сферы. Однако все закономерности, присущие сферической антенне с волноводом стандартного поперечного сечения, справедливы и для случаев использования волноводов с заниженной высотой поперечного сечения.

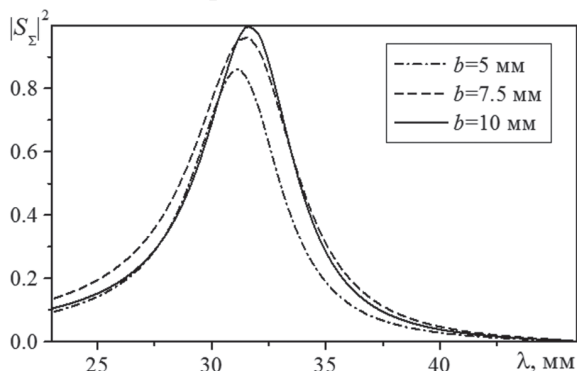


Рис. 5. Энергетические характеристики сферической антенны ($2L_e = 16$ мм, $\pi R / (2L_e) = 3$) с волноводным трактом стандартного и заниженного поперечного сечения $\{23 \times b\}$ мм²

Сферическая антенна с импедансным торцом волноводной секции. Как было отмечено выше, подбором длины щелевого излучателя можно обеспечить максимальный уровень его излучения на любой заданной длине волны в диапазоне одномодового режима волновода (исключая область, примыкающую к критической длине волны). При этом для малых радиусов сферы, например, $\pi R / (2L_e) = 3$, резонансная длина щели близка к полуволновой $2L_e \approx 0.5\lambda$, а при увеличении радиуса сферы возрастает ее укорочение. Поэтому для практических приложений оказывается важным вопрос: в каких пределах может быть обеспечена перестройка сферической антенны посредством изменения импеданса элемента покрытия? Для примера на рис. 6 представлены расчетные диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны со щелью, длиной $2L_e = 14$ мм, расположенной на сферах с радиусами $R = 10L_e / \pi$ и $R = 20L_e / \pi$. Волноводная секция антенного устройства имеет поперечное сечение $\{a \times b\} = 23 \times 10$ мм² и расчеты производились в диапазоне ее одномодового режима.

Как видно из рис. 6 рост величины \bar{Z}_S импедансного элемента приводит к смещению максимума излучаемой антенной мощности в длинноволновую часть диапазона. При этом рассматриваемый интервал изменения $\bar{Z}_S \in [0; i0,2]$ обеспечивает возможность широкой перестройки резонансной длины волны сферической антенны в пределах (30–35)% по отношению к случаю $\bar{Z}_S = 0$. Несмотря на то, что ширина диапазона перестройки составляет практически половину диапазона одномодового режима волноводной секции, величина коэффициента отражения антенны существенно не возрастает и уровень максимального коэффициента излучения не уменьшается. Таким образом, можно констатировать факт сохранения согласования антенны с питающим трактом во всем интервале перестройки рабочего диапазона длин волн. Отметим, что при увеличении радиуса сферы наблюдается тенденция незначительного сужения диапазона перестройки антенны (рис. 6, б). Также нужно указать, что ширина полосы излучения антенны по уровню половинной мощности (для любого значения \bar{Z}_S импедансного элемента) является максимальной в случае большого радиуса сферы и существенно сокращается при уменьшении радиуса сферы. С другой стороны, при увеличении радиуса сферы резонансная длина волны щели смещается сначала в длинноволновую часть диапазона ($\pi R / 2L_e = 5$), а затем – в коротковолновую ($\pi R / 2L_e = 10; 20$).

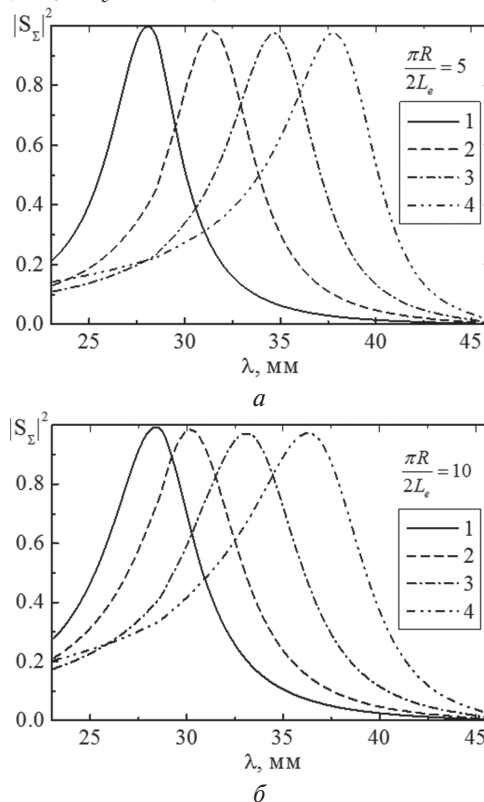


Рис. 6. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны при изменении значения мнимого импеданса: 1 – $\bar{Z}_S = 0$, 2 – $\bar{Z}_S = i0.01$, 3 – $\bar{Z}_S = i0.05$, 4 – $\bar{Z}_S = i0.2$

На рис. 7 представлен пример для анализа этих тенденций при фиксированных значениях длины щели $2L_e = 14$ мм и поверхностного импеданса покрытия $\bar{Z}_s = i0.05$.

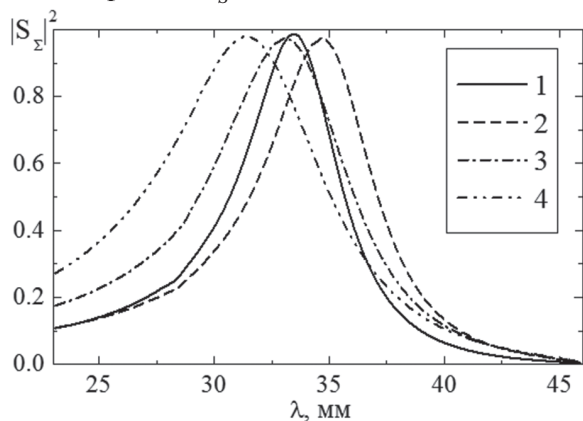


Рис. 7. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны в зависимости от радиуса сферы при $2L_e = 14$ мм, $\bar{Z}_s = i0.05$: 1 – $\pi R/2L_e = 3$, 2 – $\pi R/2L_e = 5$, 3 – $\pi R/2L_e = 10$, 4 – $\pi R/2L_e = 20$

Сферическая антенна с проходным резонатором в волноводном тракте. Конструктивное объединение резонаторов, обладающих ярко выраженными частотно-избирательными свойствами, со щелевыми излучателями обеспечивает широкие возможности формирования требуемых частотно-энергетических и пространственных характеристик антенн подобного типа [24].

На рис. 8 представлены зависимости коэффициента излучения по мощности $|S_\Sigma|^2$ от длины волны (частотные характеристики) в одномодовом диапазоне стандартного прямоугольного волновода ($a = 23.0$ мм, $b = 10.0$ мм) для системы «резонансная диафрагма – проходной резонатор – излучающая щель» при фиксированном радиусе сферы $R = 80/\pi$ мм. Параметры щелевой диафрагмы следующие: длина щели $2L_d = 2L_i$, ширина $d_d = d = 0.8$ мм, толщина $h_d = 1.0$ мм, положение $y_{0d} = b/8$.

Размещение в волноводном тракте проходного резонатора ($H = a/2$) существенно повышает добротность системы, при этом резонансная кривая обладает большой крутизной, а ее форма приближается к прямоугольной (рис. 8, а). Очевидно, что каскадное соединение нескольких проходных резонаторов приведет к еще большему изменению крутизны скатов частотной характеристики. Варьированием длины проходного резонатора ($H = 3a/4$, $H = 3a/2$) можно добиться максимального излучения (без учета конечной проводимости стенок) на двух или трех частотах в диапазоне H_{10} волны, причем форма основной резонансной кривой практически совпадает со случаем $H = a/2$ (рис. 8, а). Изменение длины щели и соответственно длины резонатора приводит к “перемещению” экстремумов частотных характеристик (практически

без изменения их формы) в ту или иную часть рабочего диапазона (рис. 8, б).

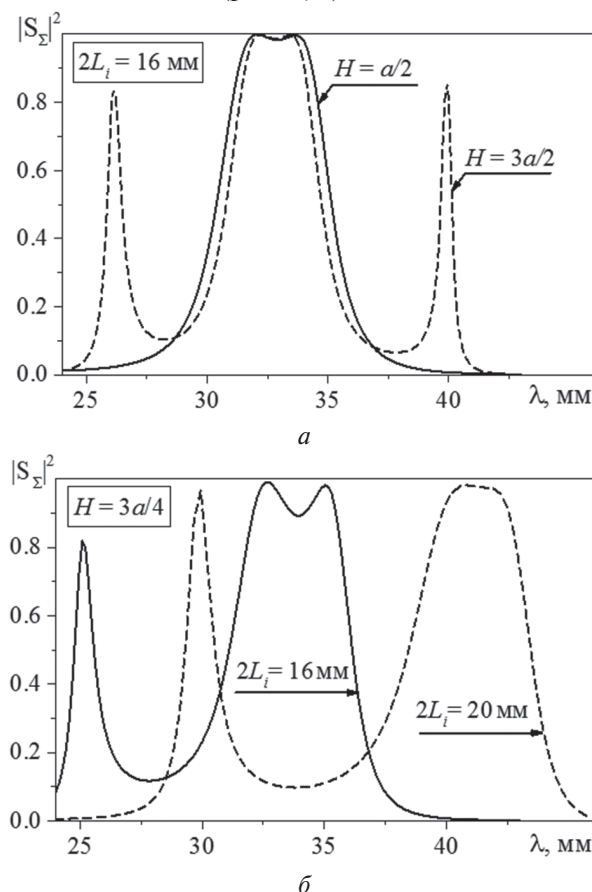


Рис. 8. Диапазонные зависимости коэффициента излучения щелевой сферической антенны с проходным резонатором

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обобщенным методом наведенных МДС решена задача об излучении электромагнитных волн в пространство вне идеально проводящей сферы через узкую щель, прорезанную в импедансном торце полубесконечного прямоугольного волновода (или резонатора). Особенностью решения задачи является использование понятия эквивалентной ширины щели, что позволяет исключить необходимость определения полей во внутренней полости щели, а также применение в качестве единственной базисной функции в методе наведенных МДС функциональной зависимости аналитического решения интегрального уравнения для тока в щели, предварительно полученного асимптотическим методом усреднения для задачи дифракции волн на поперечной щели, прорезанной в торце полубесконечного прямоугольного волновода и излучающей в полупространство над идеально проводящим экраном. Преимуществом решения задачи является использование двух разных локальных систем координат в сопрягаемых электродинамических объемах, что позволило найти поля в пространстве вне сферического рассеивателя и внутри волноводной секции с помощью соответствующих функций Грина.

Достоверность найденного решения подтверждена удовлетворительным согласованием расчетных и экспериментальных данных.

Представленные результаты могут быть непосредственно использованы при проектировании и разработке щелевых сферических антенн.

Авторы выражают глубокую благодарность Заслуженному деятелю науки и техники Украины, Почетному доктору Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина, Президенту Украинской национальной ассоциации «Антенны», Действительному члену Международного общества радиоинженеров (Life Fellow IEEE), соросовскому профессору, академику и члену президиума Академии наук прикладной радиоэлектроники, доктору технических наук, профессору **Шифрину Якову Соломоновичу** за постоянное внимание, содействие и поддержку наших научных исследований, за ценнейшие научные дискуссии, которые вдохновляют на дальнейший научный поиск.

Авторы от имени научного коллектива Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина искренне и сердечно поздравляют уважаемого и признанного во всем мире ученого в области радиофизики и прикладной электродинамики, прекрасного человека, человека широчайшей эрудиции, высокой культуры, чуткого и доброжелательного, человека с чувством высочайшей ответственности за судьбу украинской науки и ее интеграции в мировую научную среду, патриота Украины, **глубокоуважаемого Якова Соломоновича с 95-летием со дня рождения и 70-летием научно-педагогической деятельности!**

Человеку, посвятившему свою жизнь созданию и развитию научной школы радиофизиков, прошедшему тяжелый, но славный путь участника боевых действий в Великой Отечественной войне, ветерану Войны, ветерану Вооруженных Сил, награжденному многими орденами и медалями, наши искренние уважение и признательность!

Литература

- [1] *Резников Г. Б.* Антенны летательных аппаратов. – М.: Сов. радио, 1967. – 416 с.
- [2] *Schantz H.* Nanoantennas: a concept for efficient electrically small UWB devices // IEEE International Conference ICU 2005. – 2005. – P. 264–268.
- [3] *Ramo S., Whinnery J. R., Van Duzer T.* Fields and Waves in Communication Electronics, 3rd edition. – Wiley, 1994.
- [4] *Karr P. R.* Radiation properties of spherical antennas as a function of the location of the driving force // J. Res. Nat. Bur. Stand. – 1951. – Vol. 46. – P. 422–436.
- [5] *Mushiaki Y., Webster R. F.* Radiation characteristics with power gain for slots on a sphere // IRE Trans. Antennas and Propagat. – 1957. – Vol. AP-5 – P. 47–55.
- [6] *Liepa V. V., Senior T. B. A.* Modification to the scattering behavior of a sphere by reactive loading // Proc. IEEE. – 1965. – P. 1004–1011.
- [7] *Lin C. C., Chen K. M.* Improved radiation from a spherical antenna by overdense plasma coating // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1969. – Vol. AP-17. – P. 675–678.
- [8] *Lin C. C., Chen K. M.* Radiation from a spherical antenna covered by a layer of lossy hot plasma // Proc. IEEE. – 1971. – Vol. 118. – P. 36–42.
- [9] *Towajj S. J., Hamid M. A. K.* Diffraction by a multilayered dielectric-coated sphere with an azimuthal slot // Proc. IEEE. – 1971. – Vol. 119. – P. 1209–1214.
- [10] *Пенкин Ю. М.* Исследование проводимости импедансной сферической щелевой антенны // Радиофизика и радиоастрономия. – 1998. – Т. 3, № 3. – С. 341–347.
- [11] *Jang S. O., Hyo J. E.* Radiation of a hertzian dipole in a slotted conducting sphere // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2009. – Vol. AP-57. – P. 3847–3851.
- [12] *Пенкин Ю. М., Катрич В. А.* Возбуждение электромагнитных волн в объемах с координатными границами. – Харьков: Факт, 2003. – 231 с.
- [13] *Gavris B.* Plane wave diffraction by a sphere loaded with a circular slot // Radiophys. Quant. Electron. – 1992. – Vol. 35. – P. 126–130.
- [14] *Rothwell E., Cloud M.* Natural frequencies of a conducting sphere with a circular aperture // J. of Electromagn Waves and Applicat. – 1999. – Vol. 13. – P. 729–755.
- [15] *Leung K. W.* Theory and experiment of a rectangular slot on a sphere // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1998. – Vol. MTT-46. – P. 2117–2123.
- [16] *Kwok W. L.* Rectangular and zonal slots on a sphere with a backing shell: theory and experiment // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 2003. – Vol. AP-51. – P. 1434–1442.
- [17] *Пенкин Ю. М., Климович Р. И.* Собственные и взаимные проводимости щелевых излучателей на идеально проводящей сфере // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 75–80.
- [18] *Бердник С. Л., Пенкин Д. Ю., Катрич В. А., Пенкин Ю. М., Нестеренко М. В.* Использование концепции поверхностного импеданса в задачах электродинамики (75 лет спустя) // Радиофизика и радиоастрономия. – 2014. – Т. 19, № 1. – С. 57–80.
- [19] *Long S. A.* Experimental study of the impedance of cavity-backed slot antennas // IEEE Trans. Antennas and Propag. – 1975. – Vol. AP-23, No. 1. – P. 1–7.
- [20] *Гринев А. Ю., Котов А. Ю.* Машинный метод анализа и частичного параметрического синтеза резонаторно-щелевых структур // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1978. – Т. 21, № 2. – С. 30–35.
- [21] *Lee J. Y., Horng T. Sh., Alexopoulos N. G.* Analysis of cavity-backed aperture antennas with a dielectric overlay // IEEE Trans. Antennas and Propag. – 1994. – Vol. AP-42, No. 11. – P. 1556–1562.
- [22] *Кириленко А. А., Рудь Л. А., Сенкевич С. Л., Ткаченко В. И.* Электродинамический синтез и анализ широкополосных волноводных фильтров на резонансных диафрагмах // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1997. – Т. 40, № 11. – С. 54–62.
- [23] *Нестеренко М. В., Катрич В. А.* Метод наведенных магнитодвижущих сил для резонаторно-щелевых излучателей и ответствий связи // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2004. – Т. 47, № 1. – С. 12–20.

- [24] *Nesterenko M. V., Penkin Yuriy M., Katrich V. A., Berd-nik S. L Analytical and Hybrid Methods in Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamical Volumes* – New York: Springer Science+Business Media, 2008. – 146 p.
- [25] *Гарб Х. Л., Левинсон И. Б., Фридберг П. Ш. Учет толщины стенки в щелевых задачах электродинамики // Радиотехника и электроника. – 1968. – Т. 13, № 12. – С. 2152–2161.*
- [26] *Mitra R. Computer Techniques for Electromagnetics.* – Oxford-NY: Pergamon Press, 1973.

Поступила в редколлегию 18.02.2015



Бердник Сергей Леонидович, канд. физико-математических наук, старший научный сотрудник, доцент кафедры физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Научные интересы: теория электромагнетизма, теория волноводно-щелевых и импедансных вибраторных излучающих структур.



Катрич Виктор Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Научные интересы: теория электромагнетизма, задачи дифракции в прикладной электродинамике, теория волноводно-щелевых и импедансных вибраторных излучающих структур.



Нестеренко Михаил Васильевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник кафедры физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Научные интересы: теория электромагнетизма, теория тонких импедансных вибраторов, щелевых излучателей и отверстий связи электродинамических объемов.



Пенкин Юрий Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой фармакоинформатики Национального фармацевтического университета. Научные интересы: теория электромагнетизма, теория возбуждения электромагнитных волн в объемах с криволинейными координатными границами, теория информации в области фармации.

УДК 621.396.67

Електродинамічні характеристики щілинних сферичних випромінювачів / С.Л. Бердник, В.О. Катрич, М.В. Нестеренко, Ю.М. Пенкін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2015. – Том 14. – № 1. – С. 24–35.

У суворій самоузгодженій постановці розв'язано задачу про випромінювання електромагнітних хвиль із хвилевідної секції в простір над ідеальною провідною сферою. Випромінювання реалізоване через апертуру вузької щілини, прорізаної в торці (у загальному випадку з імпедансним покриттям) напівнескінченного прямокутного хвилеводу, у якому може бути розміщений щілинний прохідний резонатор. Чисельно досліджено вплив радіуса сфери, значення поверхневого імпедансу хвилевідної секції, а також розмірів резонатора на електродинамічні характеристики щілинного випромінювача.

Ключові слова: щілинний сферичний випромінювач, розподілений поверхневий імпеданс, щілинний прохідний резонатор, узагальнений метод наведених МРС.

Л.: 8. Бібліогр.: 26 найм.

UDC 621.396.67

Electrodynamical characteristics of slot spherical radiators / S.L. Berdnik, V.A. Katrich, M.V. Nesterenko, Yu.M. Penkin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2015. – Vol. 14. – № 1. – P. 24–35.

The problem of radiating electromagnetic waves from waveguide sections into space above a perfectly conducting sphere is solved using a rigorous self-consistent formulation. The radiation is implemented through the aperture of a narrow slot which has been cut through in an end-wall (generally with an impedance cover) of a semi-infinite rectangular waveguide in which a slot-hole transmission resonator can be disposed. Influence of the sphere radius, the value of the surface impedance of the waveguide section, as well as the resonator sizes upon the electrodynamic characteristics of a slot-hole radiator is numerically investigated.

Keywords: slot spherical radiator, distributed surface impedance, slot-hole transmission resonator, generalized method of induced MMF.

Fig.: 8. Ref.: 26 items.

ОБНАРУЖЕНИЕ МАЛОРАЗМЕРНЫХ НАЗЕМНЫХ ОБЪЕКТОВ МАТРИЧНЫМИ РАДИОМЕТРИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ

В.Н. БЫКОВ, Д.Д. ИВАНЧЕНКО, Н.Н. КОЛЧИГИН, Т.Д. БЕРЕЖНАЯ

На основании выражений для вероятности правильного обнаружения и радиояркостного контраста произведена оценка вероятности и дальности обнаружения с помощью пассивной матричной радиометрической системы миллиметрового диапазона объемного малоразмерного наземного объекта на фоне земной поверхности. Показано, что наибольшие дальности обнаружения имеют место для боковой поверхности объекта при углах визирования 0° – 40° от надира. Осуществлены количественные оценки влияния маскировочного покрытия на максимальную дальность обнаружения малоразмерного наземного объекта. Установлено, что маскировочное покрытие с ослаблением радиояркостного контраста на 10 дБ уменьшает дальность обнаружения наземного объекта не менее, чем в 3 раза.

Ключевые слова: летательный аппарат, малоразмерный наземный объект, матричная радиометрическая система, миллиметровый диапазон, шумовая подсветка, маскировочное покрытие

ВВЕДЕНИЕ

Радиометрические системы миллиметрового диапазона (РМС ММД) радиоволн позволяют решать широкий круг народнохозяйственных, научных и военных задач [1–3]. РМС, размещаемые на летательных аппаратах (ЛА) различного назначения, применяются для обнаружения и идентификации площадных, протяженных и малоразмерных наземных, в том числе подвижных, объектов. В качестве подвижных наземных объектов рассматриваются отдельные автомобили, колонны автотракторной техники, подвижные объекты-реперы.

На основании полученных в предыдущих работах [1–3] выражений для вероятности правильного обнаружения и суммарного радиояркостного контраста малоразмерных наземных объектов на фоне земной поверхности произведены оценки дальности обнаружения объектов матричными РМС ММД. Особый интерес вызывает применение «подсветки» объекта независимым источником широкополосного шумового сигнала, что позволяет увеличить дальность радиометрического обнаружения малоразмерного наземного объекта в полтора – два раза [1–3]. Следует отметить, что в указанных работах оценка дальности обнаружения наземных объектов произведена для случая наблюдения объекта с верхней полушеры при угле визирования антенны РМС $\theta=0$ от вертикали. При этом объект представляется в виде плоской фигуры с определенной площадью. Оценке подвергался малоразмерный наземный объект, площадь верхней части которого (кузова, кабины) составляет $S=25\text{ м}^2$.

В данной статье представляется целесообразным оценить возможность обнаружения объемного объекта с размерами, обеспечивающими площадь верхней части (крыши) $S_{\text{в}}=25\text{ м}^2$, площадь боковой поверхности $S_{\text{б}}=17\text{ м}^2$, площадь лобовой (или задней) проекции $S_{\text{л(з)}}=9\text{ м}^2$. При этом обнаружение объекта производится пассивной РМС в миллиметровом диапазоне волн.

Целью данной статьи является вероятностная оценка дальности обнаружения подвижного

малоразмерного наземного объекта при различных углах визирования пассивной радиометрической системы миллиметрового диапазона. Оценка дальности обнаружения производится в присутствии мешающих факторов в виде принудительной маскировки объекта, затрудняющей оптическую визуализацию и ослабляющей естественное излучение объекта в миллиметровом диапазоне волн.

1. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

В качестве средств принудительной маскировки наземного объекта рассматривается применение маскировочного покрытия (МП), характеристики которого приведены в работе [4]. МП в виде радиопоглощающего материала на сетевой основе обеспечивает поглощение электромагнитных волн видимого, сантиметрового и миллиметрового диапазонов. При этом применение однослойного покрытия приводит к снижению коэффициента излучения объекта в миллиметровом диапазоне ($\lambda \approx 8\text{ мм}$) в 3,47 раз, т. е. на 5,4 дБ [2]. Применение двухслойного МП, как показали экспериментальные исследования [3, 5], снижает коэффициент излучения не менее, чем в 10 раз.

Применение такого покрытия, по мнению авторов работ [3, 4], препятствует созданию цельного изображения наземных объектов информационными датчиками матричных РМС.

Как и в предыдущих работах [1–3], постановка задачи сводится к следующему. Летательный аппарат, носитель РМС, движется, в общем случае, по наклонной траектории, в диапазоне высот $H=(0,5-10)$ км. Матричная РМС ММД размерностью, например, $N \geq N_1 \times N_2 = 8 \times 8$ элементов (N_1, N_2 – количество строк и столбцов в изображении, соответственно), формирует кадр изображения визируемой земной поверхности с расположенным на ней объектом (объектами). В качестве рабочей длины волны РМС могут быть выбраны длины волн $\lambda=8,6\text{ мм}$, $\lambda=3,2\text{ мм}$, являющиеся «окнами прозрачности» атмосферы в

миллиметровом диапазоне. Минимальное время формирования изображения выбирается из условия реализации требуемой чувствительности РМ датчика, максимальное время – из условия отсутствия «смаза» изображения вследствие высокой скорости полета ЛА ($V \geq 300 \text{ м/с}$). Исходя из этих условий и технических характеристик современных РМ датчиков [3] время формирования изображения должно быть равно времени интегрирования сигнала в одном РМ канале $\tau \approx (0,1 - 0,01) \text{ с}$. Для простоты представим, что матричная РМС комплектуется радиометрами компенсационного типа.

В работах [1–3] приведены аналитические выражения для вероятности ложной тревоги и правильного обнаружения малоразмерных наземных объектов матричной РМС при двухальтернативном обнаружении по критерию Неймана-Пирсона:

$$F' = \int_{T_0 - T_n}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{T^2}{2\sigma^2}} dT = \frac{1}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{T_0 - T_n}{\sigma} \right) \right], \quad (1)$$

$$D = \frac{1}{2} \left[1 + \Phi \left(\frac{T_n + \Delta T - T_0}{\sigma} \right) \right] = \frac{1}{2} \left[1 + \Phi \left(q - \Phi^{-1} \left(1 - \frac{2 \cdot F}{N} \right) \right) \right]. \quad (2)$$

В выражениях (1), (2) приняты следующие обозначения: $\Delta T \approx (T_s - T_n)$ – радиояркий контраст «объект – фон», K , T_s – радиояркая температура объекта, K , T_n – радиояркая температура фона, $K \cdot T_0 = T_n + \sigma \Phi^{-1} \left(1 - \frac{2 \cdot F}{N} \right)$ – пороговое значение, при котором определяется вероятность правильного обнаружения, $\Phi^{-1}(x)$ – функция, обратная интегралу вероятностей $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-t^2/2} dt$. Отношение сигнал-шум на выходе РМ приемника $q = \frac{\Delta T}{\sigma}$, $\sigma = \frac{T_r}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}}$ – среднее квадратическое отклонение (СКО) шума РМ приемника, T_r – шумовая температура РМ приемника, K , Δf – ширина полосы пропускания РМ приемника, Гц. F' – вероятность ложной тревоги для одного элемента изображения. Вероятность хотя бы одной ложной тревоги для совокупности из N элементов в РМ матрице $F = 1 - (1 - F')^N$, при $N = 8 \times 8 \gg 1$, $F \approx N \cdot F'$.

На рис. 1 приведены зависимости вероятности правильного обнаружения от отношения сигнал-шум на выходе РМ приемника, параметром служит величина вероятности ложной тревоги F .

Так, величина вероятности ложной тревоги для всех элементов изображения (например, при размерности изображения $N = 10 \times 10$ элементов) $F = 10^{-2}$ (штрихпунктирная кривая на рис. 1) соответствует величине ложной тревоги в одном элементе $F' \approx 10^{-4}$. Сплошная кривая на рис. 1 соответствует величине вероятности ложной тревоги

для всех элементов изображения $F = 10^{-4}$ (при достаточно малой величине вероятности ложной тревоги $F' = 10^{-6}$ в одном элементе изображения).

На рис. 1 показана граница, выше которой величина вероятности правильного обнаружения наземных объектов $D \geq 0,9$. Для достижения этой величины необходимо обеспечить требуемое отношение сигнал-шум на выходе каждого РМ канала матричной РМС. Так, при вероятности ложной тревоги $F = 10^{-2}$ ($F' = 10^{-4}$ в одном элементе изображения) необходимо обеспечить величину отношения сигнал-шум $q \geq 3,51$. Ужесточение требования по величине вероятности ложной тревоги до величины $F = 10^{-4}$ ($F' = 10^{-6}$ в одном элементе изображения) приводит к увеличению требуемого отношения сигнал-шум до величины $q \geq 5,91$.

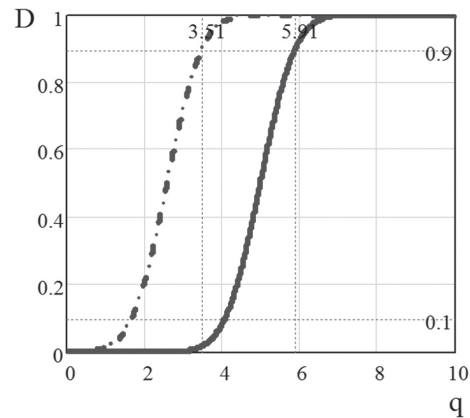


Рис. 1. Зависимость $D = f(q)$

На рис. 1 показана также граница устойчивого не обнаружения объекта радиометрической системой ММД ($D \leq 0,1$). При этом величина требуемого отношения сигнал-шум (для случая $F = 10^{-4}$, $F' = 10^{-6}$ в одном элементе изображения) составляет $q \leq 4$.

В работах [1–3] приведено аналитическое выражение для суммарного радиояркого контраста «объект – фон», формируемого как естественным излучением объекта (T_1), так и отраженным от объекта сигналом источника подсветки (T_2):

$$T = T_1 + T_2 = \Delta \chi \cdot T_{12} \cdot Q \cdot K(R) + \frac{P_i \cdot G_i \cdot G_r \cdot \lambda^2 \cdot \Delta \sigma \cdot \cos^4 \theta \cdot K(2R)}{(4\pi)^3 \cdot k \cdot \Delta f \cdot R^4}, \quad (3)$$

где P_i – мощность источника подсветки; G_i, G_r – коэффициент направленного действия антенн источника подсветки и РМ датчика, соответственно; $\Delta \sigma$ – разность значений эффективной поверхности рассеяния объекта и фона.

Выражение (3) получено для случая однопозиционной подсветки наземного объекта. В случае двухпозиционной подсветки необходимо заменить дальность R на дальность источника подсветки R_i и дальность до РМ датчика РМС R_r . В случае вертикального визирования, что характерно для радиометрических систем, дальность до объекта необходимо заменить на высоту

визирования источника подсветки и высоту приёма сигнала РМ датчиком РМС H_i, H_r .

В случае использования только пассивного режима работы РМС, без применения принудительной искусственной подсветки, выражение для радиояркостного контраста «объект – фон» имеет вид:

$$T = \Delta\chi \cdot T_{12} \cdot Q \cdot K(R). \quad (4)$$

Составляющими выражения (4) являются: $\Delta\chi$ – разность излучательной способности объекта и фона; T_{12} – контрастообразующая, т.е. разность радиояркостных температур объекта и фона земной поверхности (в случае металлизированных объектов используется излучение «холодного» неба, отраженного от объекта); $K(R) = \exp(-0,23 \cdot \alpha \cdot R)$ – множитель ослабления радиоволн при распространении в атмосфере; α – погонный коэффициент ослабления, дБ/км; $R = H \cdot \sec\theta$ – наклонная дальность до визируемого объекта; θ – угол наклона линии визирования объекта, отсчитывается от надира. Коэффициент заполнения луча диаграммы направленности антенны (ДНА) Q – параметр, характеризующий объект как «малоразмерный». Для малоразмерного объекта $Q \leq 1$, для протяженного или площадного объекта $Q = 1$:

$$Q = \frac{4 \cdot S}{\pi \cdot L^2}, \quad Q = 0 \dots 1, \quad (5)$$

где S – площадь визируемого объекта; $L = \frac{\lambda \cdot H}{d}$ – сечение ДНА плоскостью земли; при конусной аппроксимации луча ДНА и вертикальном визировании объекта сечение представляет собой диаметр окружности; d – диаметр бортовой антенны. В ходе дальнейших расчетов выбрано соотношение $\frac{d}{\lambda}$, обеспечивающее в ММД коэффициент направленного действия антенны не менее 40 дБ. Это может быть практически реализуемо на длине волны $\lambda = 3,2$ мм при диаметре зеркальной параболической антенны $d = 200$ мм, либо на длине волны $\lambda = 8,6$ мм при диаметре антенны $d = 500$ мм. Коэффициент направленного действия антенны $G_r = 3,855 \cdot 10^4$. При этом ширина ДНА РМС составляет $2\theta_{0,5}^0 \approx 1,1^0 - 1,2^0$.

При наклонном визировании объекта вместо высоты H в выражение для сечения L следует подставлять наклонную дальность R .

Следует заметить, что в выражении (4) хотя отсутствует эффект принудительной подсветки от искусственного источника электромагнитных волн (детерминированного или широкополосного шумового излучения), однако имеет место естественная подсветка объекта (с металлическим покрытием) излучением «холодного» неба.

Для упрощения расчетов принято, что обнаружение объекта осуществляется в условиях «чистой» безоблачной атмосферы $K(R) = K(2R) \approx 1$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ДАЛЬНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ

На рис. 2 представлена геометрия визирования малоразмерного наземного объекта РМС обнаружения.

Площадь объекта при изменении угла визирования радиометрической системы обнаружения от надира (θ) для плоскости «надир – боковая проекция» и угла (φ) в плоскости «надир – лобовая (задняя) проекция» вычисляется по формулам:

$$S(\theta) = S_B(\theta) + S_G(\theta) = S_B \cdot \cos\theta + S_G \cdot \sin\theta = 25 \cdot \cos\theta + 17 \cdot \sin\theta, \quad (6)$$

$$S(\varphi) = S_B(\varphi) + S_{л(з)}(\varphi) = S_B \cdot \cos\varphi + S_{л(з)} \cdot \sin\varphi = 25 \cdot \cos\varphi + 9 \cdot \sin\varphi. \quad (7)$$

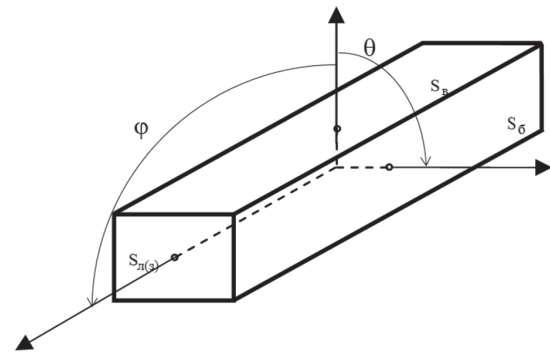


Рис. 2. Геометрия визирования малоразмерного наземного объекта

На рис. 2 и в формулах (6), (7) обозначено: $S_B, S_G, S_{л(з)}$ – площадь верхней, боковой и лобовой (задней) проекции объекта, θ, φ – углы визирования объекта в плоскости «надир – боковая проекция» и «надир – лобовая (задняя) проекция» объекта, соответственно.

В табл. 1, 2 приведены результаты расчетов по формулам (6), (7) величины площади объекта от угла визирования. В табл. 3, 4 приведены результаты расчета дальности обнаружения РМС ММД наземного объекта в плоскости «надир – боковая проекция» и «надир – лобовая (задняя) проекция», соответственно, произведенные по формуле (4), для случая $D \geq 0,9$, $q \geq 5,91$.

Таблица 1

Площадь объекта в плоскости «надир – боковая проекция»

Угол визирования θ , град	Площадь объекта $S(\theta)$, м ²
0	25
10	27,572
20	29,307
30	30,151
40	30,079
50	29,092
60	27,222
70	24,525
80	21,083
89	17,434
90	17

Таблица 2

Площадь объекта в плоскости «надир – лобовая проекция»

Угол визирования φ , град	Площадь объекта $S(\varphi)$, м ²
0	25
10	26,183
20	26,57
30	26,151
40	24,936
50	22,964
60	20,294
70	17,008
80	13,204
89	9,435
90	9

Таблица 4

Дальность обнаружения объекта в плоскости «надир – лобовая проекция»

Угол визирования θ , град	Дальность обнаружения R , м	
	$\Delta T = 200 K$	МП (10 дБ) $\Delta T = 20 K$
0	1945	615
10	1962	620
20	1885	596
30	1723	545
40	1489	471
50	1198	379
60	876	277
70	548	173
80	245	77
89	20	6

Расчеты проведены для следующих условий. Величина разности излучательной способности объекта и фона для металла на фоне травы (леса) составляет $\Delta\chi = -0,9$, величина радиояростной контрастообразующей температуры выбрана равной $T_{12} = 200 K$, что соответствует справочным данным для разности температур излучения металла на фоне земной поверхности (травы, песка, глинозема, леса) [3]. Указанные величины $\Delta\chi$ и T_{12} соответствуют также величине контраста «объект – лес, трава» $T \approx 177 K$, полученной экспериментально [5].

Расчеты (табл. 3, 4) проведены для объекта, не защищенного маскировочным покрытием ($\Delta T = 200 K$) и для объекта под МП, снижающим коэффициент излучения в 10 раз ($\Delta T = 20 K$).

Таблица 3

Дальность обнаружения объекта в плоскости «надир – боковая проекция»

Угол визирования θ , град	Дальность обнаружения R , м	
	$\Delta T = 200 K$	МП (10 дБ) $\Delta T = 20 K$
0	1945	615
10	2013	637
20	1980	626
30	1850	585
40	1635	517
50	1349	426
60	1015	321
70	659	208
80	310	98
89	28	8

На рис. 3 приведены зависимости вероятности правильного обнаружения от угла визирования для двух проекций объекта.

Верхняя пара кривых соответствует объекту без маскировочного покрытия, нижняя пара – объекту под маскировочным покрытием, снижающим излучательную способность объекта на 10 дБ. В каждой паре верхняя кривая характеризует объект в плоскости «надир – боковая проекция», нижняя кривая – объект в плоскости «надир – лобовая (задняя) проекция».

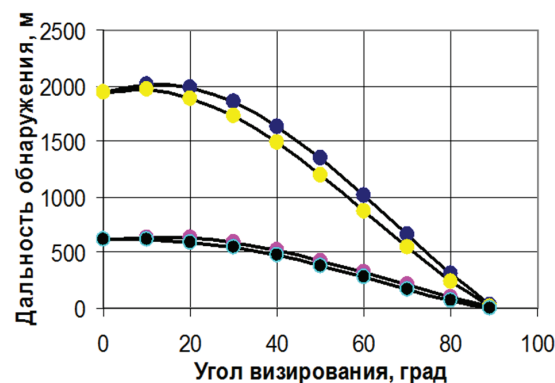


Рис. 3. Зависимость $D = f(\theta, \varphi)$ для пассивной РМС

ВЫВОДЫ

Проанализировано выражение для вероятности правильного обнаружения малоразмерных наземных объектов матричными радиометрическими системами миллиметрового диапазона волн. Получено выражение для суммарного радиояростного контраста «объект – фон», формируемого за счет естественного излучения объекта, а также за счет искусственной подсветки объекта независимым источником широкополосного шумового сигнала. Показано (в предыдущих работах), что применение подсветки, позволяет увеличить дальность радиометрического обнаружения малоразмерного наземного объекта не менее, чем в полтора – два раза.

На основании выражения для радиояростного контраста проанализирована вероятность и дальность обнаружения с помощью пассивной РМС ММД объемного малоразмерного наземного объекта на фоне земной поверхности. Наилучшие условия для обнаружения объектов с помощью РМС обнаружения находятся в пределах углов $\theta = \varphi = 0^{\circ} - 40^{\circ}$ от надира. Наибольшие дальности обнаружения имеют место для боковой поверхности объекта, как обладающей большей площадью.

Объект, обладающий осевой симметрией по соответствующей оси, обладает также симметрией по дальности обнаружения в отношении рассматриваемой оси объекта.

Осуществлены количественные оценки влияния маскировочного покрытия на вероятность правильного обнаружения и максимальную дальность обнаружения наземных объектов. Применение маскировочного покрытия с ослаблением контраста на 10 дБ уменьшает дальность обнаружения наземного объекта в 3,16 раз.

Результаты данной статьи могут явиться основой для создания метода (методики) оценки возможности обнаружения наземных объектов с помощью систем радиовидения, применяемых на летательных аппаратах различного назначения.

Литература

- [1] *Быков В.Н.* Обнаружение малоразмерных объектов радиометрическими информационными системами миллиметрового диапазона с шумовой подсветкой / В.Н. Быков // *Радиоелектронні і комп'ютерні системи*. Наук.-техн. журнал. — Харків: Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського «ХАІ». — Вип. 2(10), 2005. — С. 5–10.
- [2] *Антюфеев В.И.* Обнаружение малоразмерных наземных объектов матричными радиометрическими системами с шумовой подсветкой / В.И. Антюфеев, В.Н. Быков, Д.Д. Иванченко, Н.Н. Колчигин, Т.Д. Бережная // *Харків: Радоелектронні і комп'ютерні системи, науково-технічний журнал, ХАІ, 2013.* — № 2(61). — С. 7–13.
- [3] Матричные радиометрические корреляционно-экстремальные системы навигации летательных аппаратов: Монография / В.И. Антюфеев, В.Н. Быков, А.М. Гричанюк, Д.Д. Иванченко, Н.Н. Колчигин, В.А. Краюшкин, А.М. Сотников. — Х.: Изд-во ООО «Щедрая усадьба плюс», 2014. — 372 с.
- [4] *Ткаліч М.В., Топчев М.Д., Комаров В.О., Глебов В.В., Ващенко В.П.* Під українським маскувальним покриттям — танка не видно... // *Винахідник і раціоналізатор*. — 2002. — № 2–3. — С. 5–6.
- [5] *Быков В.Н.* Экспериментальная оценка радиометрической заметности малоразмерных объектов в условиях неопределенности / В.Н. Быков // *Системы обработки информации*. — Х.: ХВУ, 2004. — Вип. 3. — С. 11–17.

Поступила в редколлегию 20.02.2015

Быков Виктор Николаевич, доктор технических наук, с. н. с., ведущий научный сотрудник кафедры теоретической радиофизики, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина. Научные интересы: радиотеплолокация, системы навигации летательных аппаратов, дистанционное зондирование Земли, цифровая обработка изображений.

Иванченко Дмитрий Дмитриевич, кандидат физико-математических наук, с.н.с., ведущий научный сотрудник кафедры теоретической радиофизики, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина. Научные интересы: антенны СВЧ, экспериментальное исследование рассеяния электромагнитных волн.



Колчигин Николай Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической радиофизики, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина. Научные интересы: исследование характеристик рассеяния электромагнитных волн на объектах сложной формы, взаимодействие сверхкоротких импульсов со сложными объектами, разработка и моделирование антенн для импульсных и широкополосных сигналов.



Бережная Татьяна Дмитриевна, инженер кафедры теоретической радиофизики, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина. Научные интересы: радиотеплолокация, системы навигации летательных аппаратов, дистанционное зондирование Земли.



УДК 621.396.96

Виявлення малорозмірних наземних об'єктів матричними радіометричними системами / В.М. Быков, Д.Д. Иванченко, М.М. Колчигин, Т.Д. Бережная // *Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал*. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 36–40.

На основі виразів для ймовірності правильного виявлення і контрасту радіояскравості зроблено оцінку ймовірності і дальності виявлення за допомогою пасивної матричної радіометричної системи міліметрового діапазону об'ємного малорозмірного наземного об'єкта на фоні земної поверхні. Показано, що найбільші дальності виявлення мають місце для бокової поверхні об'єкта при кутах візування 0° – 40° від надіру. Здійснено кількісні оцінки впливу маскувального покриття на максимальну дальність виявлення малорозмірного наземного об'єкта. Встановлено, що маскувальне покриття з ослабленням контрасту радіояскравості контрасту на 10 дБ зменшує дальність виявлення наземного об'єкта не менш, ніж у 3 рази.

Ключові слова: літальний апарат, малорозмірний наземний об'єкт, матрична радіометрична система, міліметровий діапазон, шумове підсвічування, маскувальне покриття.

Табл.: 04. Іл.: 03. Бібліогр.: 05 найм.

UDC 621.396.96

Detection of small ground objects by matrix radiometric systems / V.M. Bykov, D.D. Ivanchenko, N.N. Kolchigin, T.D. Berezhnaya // *Applied Radio Electronics: Sci. Journ.* — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 36–40.

Based on the expressions for the probability of correct detection and radio brightness contrast the paper estimates the probability and range of detecting a volumetric ground small-sized object against the background of the earth's surface by a passive matrix radiometric system of millimeter range. It is shown that maximum detection ranges occur for the side surface of the object at viewing angles of 0° – 40° from a nadir. The quantitative estimations of influencing camouflage cover on the maximum range of detecting a small-sized ground object have been performed. It was found that the camouflage cover with a 10 dB radio brightness contrast reduction decreases the detection range of the ground object by a factor of not less than 3.

Keywords: aircraft, ground small-sized object, matrix radiometric system, millimeter range, noise lighting, camouflage cover.

Tab.: 04. Fig.: 03. Ref.: 05 items.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАСПРЕДЕЛЕННЫХ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ ВЫСОКОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

В.К. ВОЛОСЮК, В.Ф. КРАВЧЕНКО, В.В. ПАВЛИКОВ, Е.Н. ТИМОЩУК

Посвящается глубокоуважаемому ученому и наставнику, исключительно порядочному, чуткому и толерантному Якову Соломоновичу Шифрину, ко дню его 95-летнего юбилея с сердечными пожеланиями здоровья и долгих лет жизни, быть всегда вдохновленным и вдохновлять других.

Обобщаются результаты исследований по статистической теории синтеза сверхширокополосных пространственно-распределенных радиометрических систем высокого пространственного разрешения. Рассмотрены предпосылки возможности формирования радиометрических изображений высокого разрешения и математический аппарат пространственно-временных и пространственно-частотных V -преобразований, используемый для решения задач сквозного синтеза сверхширокополосных систем. Синтезирован алгоритм оптимальной обработки сверхширокополосных пространственно-временных сигналов и исследованы его потенциальные характеристики. Разработана обобщенная структурная схема M антенной радиометрической системы и исследованы её функции неопределенности для разных геометрий антенных решеток при использовании сверхширокополосного, многополосного и узкополосного входного тракта.

Ключевые слова: статистическая теория радиометрических систем, системы высокого пространственного разрешения, апертурный синтез, многополосные системы.

ВВЕДЕНИЕ

Радиометрические системы с пространственно-распределенными антенными решетками и корреляционной обработкой пространственно-временных сигналов применяются для формирования изображений в дистанционном зондировании Земли и радиоастрономии. Теоретические основы построения таких систем разработаны ещё в середине XX века, но фундаментальная значимость этой теории была осознана несколько позже в радиоастрономии [1], где проблему формирования радиометрических изображений высокого пространственного разрешения невозможно было решить без использования радиоинтерферометрических систем. В основе разрабатываемых в то время алгоритмов обработки пространственно-временных сигналов лежала теорема Ван Циттерта-Цернике [2, 3]. Выведенные на её основе алгоритмы получили название “методы апертурного синтеза”, а системы, реализующие эти методы, – системы апертурного синтеза. Наиболее точное определение систем апертурного синтеза дано в [4, с. 53; 5, с. 138] – «это неэквидистантные пространственно-распределенные антенные системы с кросскорреляционной и пространственно-спектральной обработкой сигналов, предназначенные для формирования радиометрических изображений с высоким разрешением».

Эффективность эвристических алгоритмов подтвердилась во второй половине XX века новыми результатами [6, 7], полученными в результате статистического синтеза радиометрических систем апертурного синтеза. Решенные задачи значительно развили методики расчета предельных погрешностей оценок параметров радиотеплового излучения, полученных с использованием метода апертурного синтеза.

Общим для эвристического и статистического методов синтеза оставалось решение задач с использованием квазимонохроматического приближения (КМП) [7]. В значительной мере этому способствовали узкополосная радиоэлементная база и сложности решения интегральных уравнений, содержащих произведения пространственных и временных частот (т.н. «проблема разделения пространственных и временных частот»).

Традиционный узкополосный подход применяется и в настоящее время при создании систем дистанционного зондирования Земли [8–10]. Несмотря на простоту синтеза алгоритмов и доступность узкополосной элементной базы, такое ограничение приводит к необходимости существенного усложнения антенных систем. В частности, получение однозначных (по пространственным координатам) оценок параметров объектов и сред требует создания сложных геометрий антенных решеток, обеспечивающих (при заданной рабочей длине волны) равномерное заполнение области пространственной спектральной чувствительности радиометрической системы. Последняя связана с функцией неопределенности системы и, соответственно, определяет основные характеристики направленности системы в целом.

Перспективы обработки широкополосных и сверхширокополосных (СШП) сигналов для формирования радиометрических изображений отмечены в [4–6, 11–15]. В [4, 5, 16, 17] показаны возможности упрощения геометрии антенных решеток в случае перехода к обработке СШП пространственно-временных сигналов. Постановка и решение таких задач стали возможны благодаря преодолению отмеченных выше проблем – современная промышленность производит сверхширокополосные радиоэлек-

тронные узлы и блоки, а математический аппарат V -преобразований [11–15] позволяет решать задачи сквозного синтеза сверхширокополосных систем.

Решение задач сквозного синтеза системы предполагает получение ответов на комплекс следующих взаимосвязанных вопросов [4, 11, 18–21]:

- разработка уравнений наблюдений и анализ их статистических характеристик;
- решение задачи статистического синтеза и вывод алгоритмов оптимальной и квазиоптимальной обработки сигналов с последующей их физической интерпретацией;
- разработка соответствующей алгоритму структурной схемы;
- исследование потенциальных характеристик алгоритма и системы;
- установление связей между оценками параметров радиотеплового излучения и параметрами излучающего объекта;
- поиск условий оптимального проведения эксперимента (углов визирования, частот настройки системы и т.д.).

В работе обобщаются полученные ранее и приводятся новые результаты, развивающие статистическую теорию радиометрических систем с многоэлементными антенными решетками в направлении формирования изображений высокого пространственного разрешения за счет обработки сверхширокополосных и многополосных пространственно-временных сигналов.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ФОРМИРОВАНИЯ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ВЫСОКОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ. V -ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

При решении широкого класса задач дистанционного зондирования и радиоастрономии возникает проблема применимости теоремы Ван Циттерта-Цернике, связывающей взаимную корреляционную функцию комплексно-сопряженных пространственно-временных случайных процессов (функцию взаимной когерентности) со спектральной яркостью источника излучения, совпадающей (или близкой) с математическим определением спектральной плотности, заданной теоремой Хинчина-Винера. Проблема заключается в невозможности разделения пространственных и временных частот в показателях экспонент. Только при выполнении КМП формулы, соответствующие теореме Ван Циттерта-Цернике, можно рассматривать как преобразования Фурье или Френеля. В общем случае, когда условия КМП не выполняются, связь пространственно-временных полей и их корреляционных функций с соответствующими спектральными характеристиками устанавливается согласно V -преобразованиям. Эти преобразования обобщают преобразования Фурье, Френеля, Лапласа

и Ганкеля на случай спектрального анализа широкополосных и СШП волновых полей.

Рассмотрим структуру пространственно-временного поля радиотеплового излучения вблизи антенной решетки. Для этого представим геометрию задачи в виде, показанном на рис. 1.

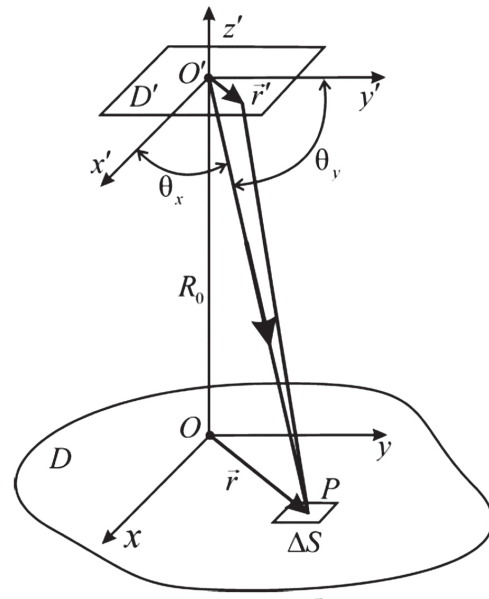


Рис. 1. Взаимное расположение области регистрации поля – апертуры антенны ($\vec{r}' = (x', y') \in D'$) и элемента излучения ΔS поверхности ($\vec{r} = (x, y) \in D$)

На рис. 1 D – область излучения поля. Источник излучения плоский или условно приведенный к плоскости. Положение излучающих элементов характеризуется направляющими косинусами $\vec{\vartheta} = (\vartheta_x = \cos\theta_x, \vartheta_y = \cos\theta_y)$, а их излучающая способность – функцией

$$\dot{A}(\vec{\vartheta}, f) \exp\{j2\pi f t\} df d\vec{\vartheta}, \quad (1)$$

где $\dot{A}(\vec{\vartheta}, f)$ – спектрально-угловая плотность комплексной амплитуды (по переменной определены так же, как и спектральная плотность в теории преобразований Фурье для функций одной переменной t).

Поле излучения регистрируется элементами плоскости D' через некоторый промежуток времени $t_3 = R(r, r')/c$, обусловленный запаздыванием волн на расстоянии R при их распространении со скоростью c от элемента излучения с координатами \vec{r} до регистрирующего элемента с координатами $\vec{r}' = (x', y') \in D'$, т.е.

$$R(\vec{r}, \vec{r}') = \sqrt{R_0^2 + (x - x')^2 + (y - y')^2}. \quad (2)$$

Если область регистрации поля D' сравнительно невелика и находится в дальней зоне, так что лучи $O'P$ и $\vec{r}'P$ практически параллельны (зона Фраунгофера), то

$$R[\vec{r}(\vec{\vartheta}), \vec{r}'] \approx R[\vec{r}(\vec{\vartheta}), O'] - \vec{\vartheta} \vec{r}',$$

где $\vec{\vartheta} \vec{r}' = \vartheta_x x' + \vartheta_y y'$ – скалярное произведение векторов.

Суммарное вещественное поле, регистрируемое элементом поверхности D' в точке \vec{r}' , запишем как интегральный результат излучения всех элементов источника с координатами $\vec{\vartheta} \in \Theta$

$$s(\vec{r}', t) = \operatorname{Re} \int \int_{\Theta_0} R^{-1}[\vec{r}(\vec{\vartheta}), \vec{r}'] \dot{A}(\vec{\vartheta}, f) \times \exp\{j2\pi f[t - R(\vec{r}, O')c^{-1} + \vec{\vartheta}\vec{r}'c^{-1}]\} df d\vec{\vartheta} \approx \operatorname{Re} \int \int_{\Theta_0} R^{-1}[\vec{r}(\vec{\vartheta}), \vec{r}'] \dot{A}(\vec{\vartheta}, f) \times \exp\{j2\pi f[t - R(\vec{r}, O')c^{-1} + \vec{\vartheta}\vec{r}'c^{-1}]\} df d\vec{\vartheta}, \quad (3)$$

где $d\vec{\vartheta} = d\vartheta_x d\vartheta_y$.

Множитель $\exp\{-j2\pi fc^{-1}R(\vec{r}, O')\}$ в (3) не определен, так как расстояние $R(\vec{r}, O')$ с точностью до длины волны неизвестно. Его можно включить в функцию $\dot{A}(\cdot)$, т. к. в конечном итоге обычно находят не ее комплексные значения, а модуль или средний квадрат модуля. Для упрощения множитель ослабления $R^{-1}[\vec{r}(\vec{\vartheta}), O']$ также включаем в функцию $\dot{A}(\cdot)$. Тогда регистрируемое поле представим в следующем виде:

$$s(\vec{r}', t) = \operatorname{Re} \int \int_{\Theta_0} \dot{A}(\vec{\vartheta}, f) \exp\{j2\pi f[t + c^{-1}\vec{\vartheta}\vec{r}']\} df d\vec{\vartheta}. \quad (4)$$

При выполнении КМП в бесконечных пределах интегрирования (4) может быть сведено к трехмерному преобразованию Фурье. В полученном виде (4) его форма отличается от классических представлений многомерных преобразований Фурье, т.е. в виде разложений функций по комплексным экспонентам. Это отличие заключается в том, что одна из переменных f есть сомножитель при других переменных. В данном случае временные частоты f – сомножители пространственных частот $c^{-1}\vec{r}'$.

Преобразования V_F, V_F^{-1} . Как и в теории преобразований Фурье, распространим спектральную функцию $\dot{A}(\vec{\vartheta}, f)$ в отрицательную область переменной f , $\dot{A}(\vec{\vartheta}, f) = \dot{A}^*(\vec{\vartheta}, -f)$, уменьшив ее в два раза по абсолютному значению. Внутренний интеграл в (4) по этой переменной, а, следовательно, и функция $s(\vec{r}', t)$ станут вещественными. Учитывая, что область определения функции $\dot{A}(\cdot)$ по переменной $\vec{\vartheta}$ есть круг $\vec{\vartheta}_x^2 + \vec{\vartheta}_y^2 \leq 1$, распространим формально пределы интегрирования на $\pm\infty$. В результате получим два взаимно обратимых преобразования V_F^{-1} и V_F [11–13]:

$$s(\vec{r}', t) = V_F^{-1}[\dot{A}(\vec{\vartheta}, f)] = \int \int_{-\infty}^{\infty} \dot{A}(\vec{\vartheta}, f) \exp\{j2\pi f[t \pm c^{-1}\vec{\vartheta}\vec{r}']\} df d\vec{\vartheta}, \quad (5) f^{-2}c^2 \dot{A}(\vec{\vartheta}, f) = V_F[s(\vec{r}', t)] = \int \int_{-\infty}^{+\infty} u(\vec{r}', t) \exp\{-j2\pi f(t \pm c^{-1}\vec{\vartheta}\vec{r}')\} dt d\vec{r}'.$$

Знаки “ \pm ” принципиального значения не имеют, т. к. на обратимость преобразований не влияют.

Полученная пара V_F, V_F^{-1} -преобразований, как и их разновидности [11] ($V_{\Phi 1}, V_{\Phi 1}^{-1}, V_{\Phi 2}, V_{\Phi 2}^{-1}$) и модификации [11, 20] ($V_{FL}, V_{FL}^{-1}, V_{\Phi L}, V_{\Phi L}^{-1}$) в технических приложениях (например, в радиоастрономии, спектроскопии, гидроакустике) используются при исследовании широкополосных и СШП пространственно-временных процессов и систем, в частности, при исследовании свойств и способов формирования изображений различных источников излучений.

2. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПОЛЕЗНЫХ СИГНАЛОВ, ШУМОВ И УРАВНЕНИЙ НАБЛЮДЕНИЯ. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАБЛЮДЕНИЙ

Источник информации в радиометрических системах – пространственно-временное поле $s(t, \vec{r}')$ (4). Для разработки моделей уравнений наблюдения необходимо определиться с антенной системой. Предположим, что антенная решетка радиометрической системы состоит из M антенн (рис. 2).

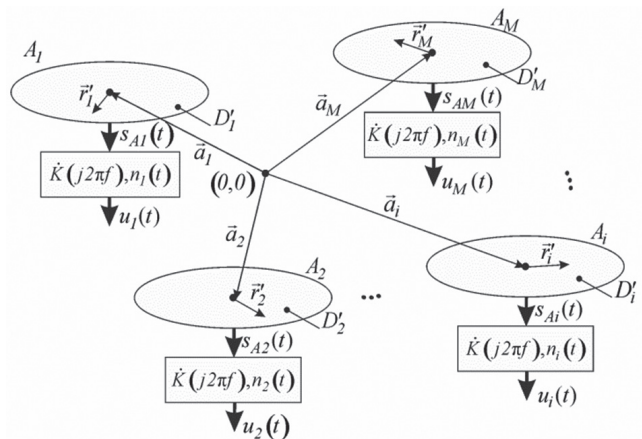


Рис. 2. Геометрия антенной решетки

Фазовый центр решетки расположен в точке $(0,0)$. Апертура i -й антенны A_i ($i=1,2,..M$) ограничена областью D'_i , а положение её фазового центра будем характеризовать вектором \vec{a}_i . Положение точек в пределах области D'_i характеризуем радиус-вектором \vec{r}'_i .

Поле $s(t, \vec{r}')$ на выходе каждой антенны преобразуется в сигнал $s_{A_i}(t)$. Воздействие i -й антенны на поле представим в виде прохождения $s(t, \vec{r}')$ через пространственный фильтр, характеризуемый амплитудно-фазовым распределением (АФР) вида

$$i(f, \vec{\vartheta}_0, \vec{r}'_i) = I_a(f, \vec{r}'_i) \exp\left(-j2\pi f \frac{\vec{\vartheta}_0 \vec{r}'_i}{c}\right), \quad (6)$$

где экспоненциальный множитель обеспечивает фокусировку главного лепестка ДН антенны на направление, заданное вектором направ-

ляющих косинусов $\vec{\vartheta}_0$, $I_a(f, \vec{r}') = C_f I(f, \vec{r}')$ – амплитудное распределение антенны (амплитудная чувствительность точек раскрыва антенны на частоте f), $C_f = [\eta_A \Omega_{eff}(f)]^{-0.5} f c^{-1}$, η_A – коэффициент полезного действия антенны (в случае отсутствия омических потерь в антенне и согласованной нагрузке $\eta_A = 1$), $\Omega_{eff}(f) = \iint_{\vartheta_x^2 + \vartheta_y^2 \leq 1} |\dot{F}(f, \vartheta_x, \vartheta_y)|^2 \frac{d\vartheta_x^2 d\vartheta_y^2}{\sqrt{1 - \vartheta_x^2 - \vartheta_y^2}}$ – эффективный телесный угол антенны. Амплитудное распределение поля в апертуре антенны $I(f, \vec{r}')$ необходимо выбирать в виде спадающих к краям апертуры функций. В [22–26] отмечена целесообразность использования в качестве амплитудных распределений весовых функций Кравченко, разработанных на основе атомарных функций.

С выхода i -й антенны сигнал $s_{Ai}(t)$ поступает на вход додетекторной части i -го канала приемника, характеризуемого передаточной характеристикой $\dot{K}(j2\pi f)$. В работе рассматриваются следующие ограничения на вид передаточной характеристики:

– передаточная характеристика удовлетворяет условию широко- или сверхширокополосности (показатель широкополосности [27] $0,1 < \mu = \Delta F f_0^{-1} < 2$, где ΔF , f_0 – ширина и центральная частота рабочей полосы частот канала);

– передаточная характеристика многополосная [28–30], т.е. $\dot{K}(j2\pi f) = \bigcup_{l=1}^L \dot{K}_l(j2\pi f)$, где L – количество полос;

– передаточная характеристика узкополосная (показатель широкополосности $\mu < 0,1$).

Кроме ограничения спектра сверхширокополосного по своей природе полезного сигнала, в додетекторной части сигнал смешивается с внутренними шумами $n_i(t)$.

Отмеченное выше позволяет записать модель вектора уравнения наблюдения в следующем виде:

$$\vec{u}(t) = \vec{s}(t) + \vec{n}(t) + \vec{n}_r(t), \quad (7)$$

где $\vec{u}^T(t) = \|u_1(t), u_2(t), \dots, u_M(t)\|$, « T » – оператор транспонирования,

$\vec{s}^T(t) = \|s(t - t_3(a_1, \vec{\vartheta}_0)), \dots, s(t - t_3(a_M, \vec{\vartheta}_0))\|$ – вектор полезных сигналов на выходах M элементной антенной решетки, отличающихся на время запаздывания $t_3(a_i, \vec{\vartheta}_0)$ относительно фазового центра решетки, $\vec{n}^T(t) = \|n_1(t), n_2(t), \dots, n_M(t)\|$ – вектор внутренних шумов M каналов приемника, $\vec{n}_r^T(t) = \|n_{r,1}(t), n_{r,2}(t), \dots, n_{r,M}(t)\|$ – вектор регуляризирующих добавок [11], исключающих сингулярные решения интегральных уравнений. В (7) модель полезного сигнала представим с учетом (5), (6) так

$$s(t - t_3(a_i, \vec{\vartheta}_0)) = V_F^{-1} \left[\dot{A}(\vec{\vartheta}, f) \dot{K}(j2\pi f) I_a(f, \vec{r}_i') \times \exp\{-j2\pi f(\vec{\vartheta}_0 \vec{r}_i' + \vec{a}_i) c^{-1}\} \right], \quad (8)$$

где $V_F^{-1}[\cdot]$ – оператор обратного преобразования Волосюка (см. (5)).

В (7) $s_i(t)$, $n_i(t)$, $n_r(t)$ взаимно независимые гауссовские шумы.

Матрицу корреляционных функций наблюдений найдем в виде

$$\underline{R}(\cdot) = \langle \vec{u}(t_1) \vec{u}^T(t_2) \rangle = \underline{R}_s(\cdot) + \underline{R}_n(\cdot) + \underline{R}_r(\cdot), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \underline{R}_s(t_1 - t_2, B(\vec{\vartheta}')) &= \langle \vec{s}(t_1) \vec{s}^T(t_2) \rangle = \\ &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{K}(j2\pi f)|^2 \exp\{j2\pi f(t_1 - t_2)\} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} A_{eff}(f, \vec{\vartheta}' - \vec{\vartheta}_0) B(\vec{\vartheta}') \dot{E}(j2\pi f, \vec{\vartheta}' - \vec{\vartheta}_0, \underline{\Delta \vec{a}'}) d\vec{\vartheta}' df, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \underline{R}_n(t_1 - t_2) &= \langle \vec{n}(t_1) \vec{n}^T(t_2) \rangle = \\ &= 0,5 N_{0n} \underline{I} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{K}(j2\pi f)|^2 \exp\{j2\pi f(t_1 - t_2)\} df, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \underline{R}_r(t_1, t_2) &= \langle \vec{n}_r(t_1) \vec{n}_r^T(t_2) \rangle = \\ &= 0,5 N_{0r,a} \delta(t_1 - t_2) \underline{I} + 0,5 N_{0r,b} \delta(t_1 - t_2). \end{aligned} \quad (12)$$

В выражениях (10)–(12) введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \dot{E}(j2\pi f, \vec{\vartheta}' - \vec{\vartheta}_0, \underline{\Delta \vec{a}'}) &= \\ &= \exp \left\{ j2\pi f(\vec{\vartheta}' - \vec{\vartheta}_0) \begin{bmatrix} 0 & \vec{a}'_1 - \vec{a}'_2 & \dots & \vec{a}'_1 - \vec{a}'_M \\ \vec{a}'_2 - \vec{a}'_1 & 0 & \dots & \vec{a}'_2 - \vec{a}'_M \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \vec{a}'_M - \vec{a}'_1 & \vec{a}'_M - \vec{a}'_2 & \dots & 0 \end{bmatrix} c^{-1} \right\}, \end{aligned}$$

$B(\vec{\vartheta}')$ – радиояркость (искомое РМИ), $0,5 N_{0n}$ – двухсторонняя СПМ внутренних шумов приемника, $0,5 N_{0r}$ – двухсторонняя СПМ регуляризирующего шума (предполагается, что $N_{0n} \gg N_{0r}$), $A_{eff}(f, \vec{\vartheta}' - \vec{\vartheta}_0)$ – эффективная площадь антенны [31], $\delta(\cdot)$ – дельта-функция, \underline{I} – единичная матрица размерности $M \times M$, $\langle \cdot \rangle$ – оператор статистического усреднения.

При выводе (10) учтены статистические свойства спектрально-угловой плотности комплексной амплитуды [6, 7, 11] радиотеплового излучения

$$\langle \dot{A}(f_1, \vec{\vartheta}_1) \dot{A}^*(f_2, \vec{\vartheta}_2) \rangle = B(f_1, \vec{\vartheta}_1) \delta(f_1 - f_2) \delta(\vec{\vartheta}_1 - \vec{\vartheta}_2),$$

где $B(f_1, \vec{\vartheta}_1)$ – спектрально-угловая плотность мощности, рассматриваемая в работе как гиперспектральное РМИ, $\delta(\cdot)$ – дельта-функция, « $*$ » – символ комплексного сопряжения. Далее в работе зависимостью $B(f, \vec{\vartheta})$ от частоты пренебрежем. Это предположение не существенно, т.к. под радиометрическим изображением, формируемым оптимальным образом, будем понимать зависимость радиояркости от угловых координат, т.е. $B(\vec{\vartheta})$. Предположение оправдано и в силу теоремы о среднем [32].

3. СТАТИСТИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ АЛГОРИТМОВ ОПТИМАЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Постановку задачи статистического синтеза радиометрических систем формирования изображений высокого пространственного разрешения сформулируем следующим образом. По вектору наблюдений $\vec{u}(t)$ на выходах высокочастотных частей приемника радиометрической системы, высокочастотный тракт которой задан передаточной характеристикой $K(j2\pi f)$, необходимо дать оптимальную оценку радиометрического изображения $B(\vec{\vartheta})$ – усредненной по частотам радиояркости, как функции пространственных координат. Ограничения на передаточную характеристику введены в п. 2.

Априорные сведения, рассмотренные в п. 2, позволяют решить поставленную задачу методом максимального правдоподобия [33]. В [11] изложены принципы формирования функционалов правдоподобия для гауссовых коррелированных и некоррелированных случайных процессов и пространственно-временных полей. Функционал правдоподобия для стохастических моделей принимаемых сигналов запишем в виде [11]

$$p(\vec{u}(t) | B(\vec{\vartheta}')) = k(B(\vec{\vartheta}')) \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} \int_0^T \int_0^T \vec{u}^T(t_1) \underline{W}(t_1, t_2, B(\vec{\vartheta}')) \vec{u}(t_2) dt_1 dt_2 \right\}, \quad (13)$$

где $k(B(\vec{\vartheta}'))$ – функция, зависящая от оцениваемого параметра $B(\vec{\vartheta}')$, $\underline{W}(t_1, t_2, B(\vec{\vartheta}'))$ – матрица, обратная матрице корреляционных функций (9).

Синтез оптимального алгоритма формирования радиометрического изображения предполагает решение уравнения правдоподобия

$$\left. \frac{\delta \ln p(\vec{u}(t) | B(\vec{\vartheta}'))}{\delta B(\vec{\vartheta})} \right|_{\hat{B}(\vec{\vartheta})=B_{\text{ист}}(\vec{\vartheta})} = 0, \quad (14)$$

где $\frac{\delta}{\delta B(\vec{\vartheta})}$ – оператор функционального дифференцирования, $\hat{B}(\vec{\vartheta})$ – оценка радиояркости изображения, $B_{\text{ист}}(\vec{\vartheta})$ – истинное радиоярковое изображение.

В [11] доказано, что (14) может быть представлено в следующем виде:

$$-\frac{1}{2} \text{Spur} \int_0^T \int_0^T \frac{\delta \underline{R}(t_1, t_2, B(\vec{\vartheta}'))}{\delta B(\vec{\vartheta})} \underline{W}(t_1, t_2, B(\vec{\vartheta}')) dt_1 dt_2 - \frac{1}{2} \int_0^T \int_0^T \vec{u}^T(t_1) \frac{\delta \underline{W}(t_1, t_2, B(\vec{\vartheta}'))}{\delta B(\vec{\vartheta})} \vec{u}(t_2) dt_1 dt_2 = 0, \quad (15)$$

где Spur – след матрицы.

Дальнейшее решение (15) трудоемко и требует введения дополнительных ограничений. В предположении стационарности полезных и

шумовых процессов алгоритм оптимальной обработки сигналов примет вид [5, 17, 29]

$$\hat{B}(\vec{\vartheta}_0) = \left\{ T^{-1} \sum_{i=1}^M \int_0^T u_{fd,i}^2(t) dt - P_{n\Sigma} \right\}_I + \left\{ 2T^{-1} \sum_{i=1}^{M-1} \sum_{j=i+1}^M \int_0^T u_{sd,j}(t) \times \left[\times u_{sd,i} [t - (\vec{\vartheta} - \vec{\vartheta}_0) \Delta \vec{a}_{ij} c^{-1}] dt - P_{nb} \right] \right\}_{II}, \quad (16)$$

где T – время наблюдения, $\Delta \vec{a}_{ij} = a_i - a_j$, $\hat{B}(\vec{\vartheta}_0)$ – оценка радиометрического изображения в направлении, характеризуемом вектором направляющих косинусов $\vec{\vartheta}_0$, $u_{fd,i}(t)$, $u_{sd,j}(t)$ – наблюдения, прошедшие додетекторную часть приемника, а также согласованные и декоррелирующие фильтры первого и второго типов, $P_{n\Sigma}$ – мощность внутренних шумов компенсационных приемников системы, P_{nb} – мощность внутренних шумов кросскорреляционно-компенсационных приемников радиометрической системы. Структура согласованных и декоррелирующих фильтров подробно исследована в [34]. Такие фильтры расширяют входную полосу додетекторной части приемника пропорционально отношению сигнал/шум и, как это будет показано ниже, улучшают флуктуационную чувствительность системы.

Алгоритм (16) содержит две составляющих, соответствующих двум типам обработки сигналов: компенсационную (см. скобки $\{\}_I$ в (3)) и кросскорреляционно-компенсационную (см. скобки $\{\}_{II}$ в (3)). Компенсационная составляющая $\{\}_I$ алгоритма (16) содержит следующие операции: сигналы с выхода каждой i -й антенны проходят додетекторную часть, согласованный и декоррелирующий фильтры, квадратичный детектор, интегратор, усилитель в T^{-1} раз, сумматор, объединяющий оценки мощности с выходов M каналов. Компенсация мощности внутренних шумов $P_{n\Sigma}$ выполняется на этапе калибровки системы.

Кросскорреляционно-компенсационная $\{\}_{II}$ составляющая алгоритма (16) предполагает кросскорреляционную обработку сигналов с выходов различных пар антенн и прошедших согласованный и декоррелирующий фильтры и линии задержек, компенсирующих взаимный сдвиг фаз. Выходы всех пар корреляторов объединяются, образуя радиоинтерферометрическую систему с $(M^2 - M)/2$ базами.

Структурная схема, удовлетворяющая алгоритму (16), показана на рис. 3. На схеме введены следующие обозначения: БУА – блок управления направлением антенн; A_i – i -я антенна; ЛЧП – линейная часть приемника (передаточная характеристика ЛЧП задана функцией $K(j2\pi f)$; $h_f(t)$, $h_s(t)$ – импульсные характеристики блоков, реализующих согласованную и декоррелирующую фильтрацию первого и второго типа; КД – квадратичный детектор; ЛЗ – линия задержки; \times – ум-

ножитель; $T^{-1} \int dt$ – интегратор с усилителем в T^{-1} раз; Σ – сумматор; РУ – регулятор уровня (компенсирует мощность внутренних шумов, оцененную на этапе калибровки); \triangleright – усилитель.

Приведенная схема формирует радиояркое изображение с углового направления, заданного вектором направляющих косинусов $\vec{\vartheta}_0$. Изображение в заданном секторе углов формируют сканированием диаграммой направленности или созданием веера лучей и многоканальной обработки.

Предельная погрешность оценки найдена в виде

$$\sigma_{B(\vec{\vartheta}_0)}^2 = T^{-1} \Psi^{-1}(\cdot) \Big|_{\vec{\vartheta}=\vec{\vartheta}_0}, \quad (17)$$

где

$$\Psi(\cdot) = 0,5 \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M \int_{-\infty}^{\infty} df \left| \dot{K}(j2\pi f) \right|^4 \times \\ \times A_{eff}(f, \vec{\vartheta} - \vec{\vartheta}_0) A_{eff}(f, \vec{\vartheta}^* - \vec{\vartheta}_0) \times \\ \times \exp(j2\pi f (\vec{\vartheta} - \vec{\vartheta}^*) \Delta \vec{a}_{ij} c^{-1}) \times \quad (18)$$

$$\times \left[\left[\left| \dot{K}(j2\pi f) \right|^2 + \mu_{ij}^{-1}(f) \right] \int_{-\infty}^{\infty} B(\vec{\vartheta}') \times \right. \\ \left. \times A_{eff}(f, \vec{\vartheta}' - \vec{\vartheta}_0) \exp[j2\pi f (\vec{\vartheta}' - \vec{\vartheta}_0) \Delta \vec{a}_{ij} c^{-1}] d\vec{\vartheta}' \right]^{-2}$$

– функция неопределенности радиометрической системы, зависящая от отношения сигнал/шум μ , формы амплитудно-частотной характеристики рабочей полосы частот, эффективной площади антенны $A_{eff}(f, \vec{\vartheta} - \vec{\vartheta}_0)$, геометрии решетки, числа M антенн в решетке.

Потенциальная флуктуационная чувствительность определена согласно методике [35] в виде

$$\Delta B_{\min}(\vec{\vartheta}_0) = T^{-0,5} \Psi^{-0,5}(\cdot) \Big|_{\vec{\vartheta}=\vec{\vartheta}_0}. \quad (19)$$

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ФУНКЦИИ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Функция неопределенности (18) радиометрической системы влияет на потенциальные характеристики (17), (19) и, соответственно, на качество формируемого радиометрического изображения. Исследование функции неопределенности требует конкретизации параметров радиометрической системы – рабочего диапазона длин волн, геометрии антенной решетки, формы апертуры каждой отдельной антенны в решетке, отношения сигнал/шум. Приведем примеры использования теоретических результатов к синтезу системы с заданными характеристиками направленности.

Пусть требуется разработать радиометрическую систему, обеспечивающую формирование РМИ с линейным пространственным разрешением не хуже $\Delta l = 5$ км на расстоянии $R = 750$ км. Уровень боковых лепестков функции неопределенности радиометрической системы при этом не должен превышать -13 дБ.

Решим задачу несколькими способами. Вначале реализуем радиометр компенсационного типа [36] с континуальной круглой апертурой антенны, которая для частоты $f_0 = 1.5$ ГГц должна иметь диаметр $D \approx 30$ м. Максимум боковых лепестков функции неопределенности такой антенны -17 дБ. На рис. 4, а и рис. 4, б показаны апертура и характеристика направленности радиометра компенсационного типа, пересчитанная к координатам подстилающей поверхности. На рис. 4, б так же показано сечение главного лепестка функции неопределенности по уровню половинной мощности.

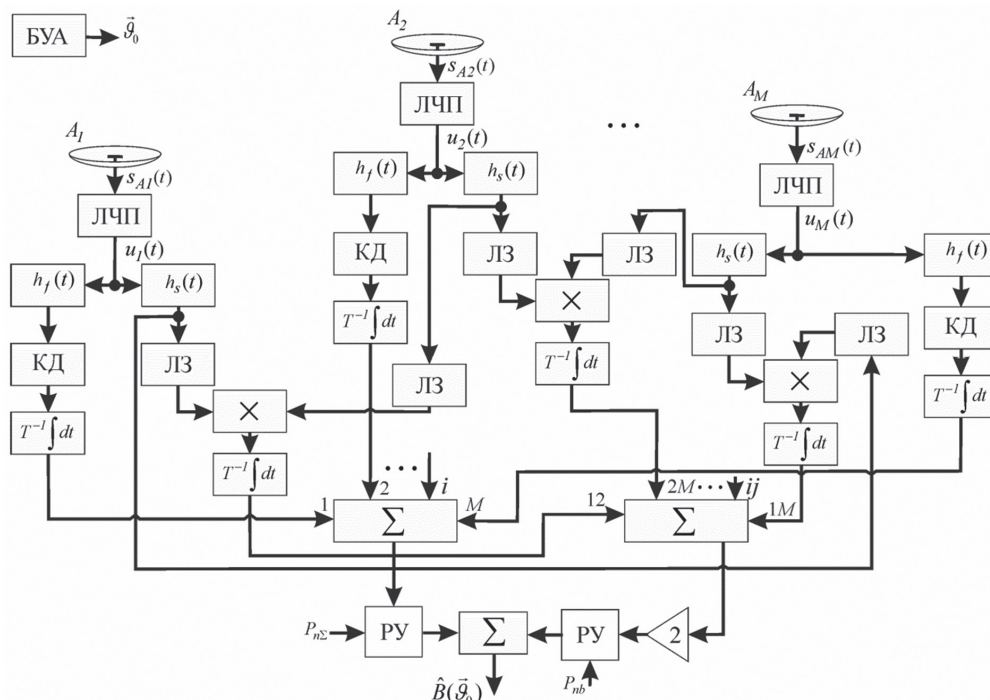


Рис. 3. Структурная схема радиометрической системы, реализующей алгоритм (16) оптимального формирования радиометрического изображения

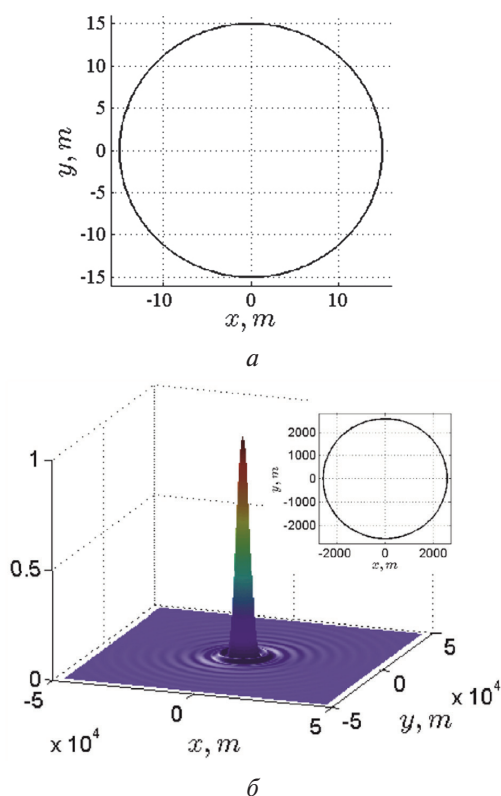


Рис. 4. Апертура антенны (а) и функция неопределенности радиометра компенсационного типа (б)

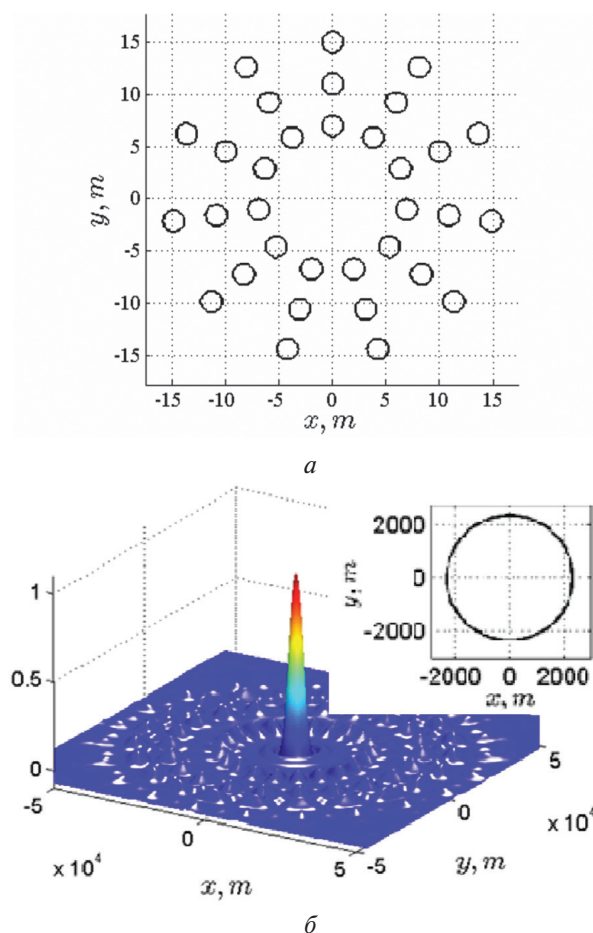


Рис. 5. Геометрия трёхкольцевой антенной решетки (а) и функция неопределенности (б) узкополосной радиометрической системы

Решить задачу можно используя синтезированный алгоритм (16) в квазимонохроматическом приближении ($f_0 = 1.5$ ГГц). Антенная решетка и функция неопределенности такой системы показаны на рис. 5. Оптимизация геометрии решетки выходит за рамки работы, поэтому воспользуемся кольцевой геометрией решетки, предварительные расчеты направленных свойств которой выполнены в [17]. Для достижения заданного разрешения можно реализовать трехкольцевую решетку из 33 антенн (см. рис. 5, а), каждая диаметром 2 м. Функция неопределенности радиометрической системы с такой антенной решеткой показана на рис. 5, б.

Недостаток рассматриваемой узкополосной радиометрической системы с трёхкольцевой решеткой – большое количество кросскорреляционных каналов.

Уменьшить число антенн и каналов обработки сигналов можно, реализовав многополосную радиометрическую систему с кольцевой антенной решеткой (рис. 6, а). Вместо трех колец решетки и обработки узкополосных сигналов целесообразно использовать однокольцевую решетку и обработку в трёх рабочих полосах, например, 1.4:1.8 ГГц, 2.2:2.6 ГГц, 2.8:3.5 ГГц. Функция неопределенности такой системы показана на рис. 6, б.

Функция неопределенности радиометрической системы с такой же антенной решеткой, но с передаточной характеристикой, удовлетворяющей условию сверхширокополосности (1.4:3.5 ГГц), показана на рис. 7.

Уровень боковых лепестков функций неопределенности, показанных на рис. 5, б и рис. 6, б, не превосходит -13 дБ, а на рис. 7 -14 дБ.

При моделировании функций неопределенности использованы низкие отношения сигнал/шум, при которых влиянием согласованной и декоррелирующей фильтрации на обработку сигналов можно пренебречь. При высоких отношениях сигнал/шум согласованные и декоррелирующие фильтры расширяют область пространственных частот и разрешающая способность системы повышается.

Из анализа рис. 4–7 следует, что обработка полей радиотеплового излучения объектов и сред в СШП и многополосных радиометрических системах позволит уменьшить количество антенн в решетке, упростить геометрию решеток и, соответственно, уменьшить число кросскорреляционных каналов обработки пространственно-временных сигналов при сохранении однолепестковой формы функции неопределенности системы. С практической точки зрения более целесообразна многополосная реализация входных трактов, т.к. в пределах сплошной сверхширокой полосы могут наблюдаться участки с мощными помехами от активных систем радиолокации и телекоммуникаций, которые будут смещать оценки радиояркости температуры.

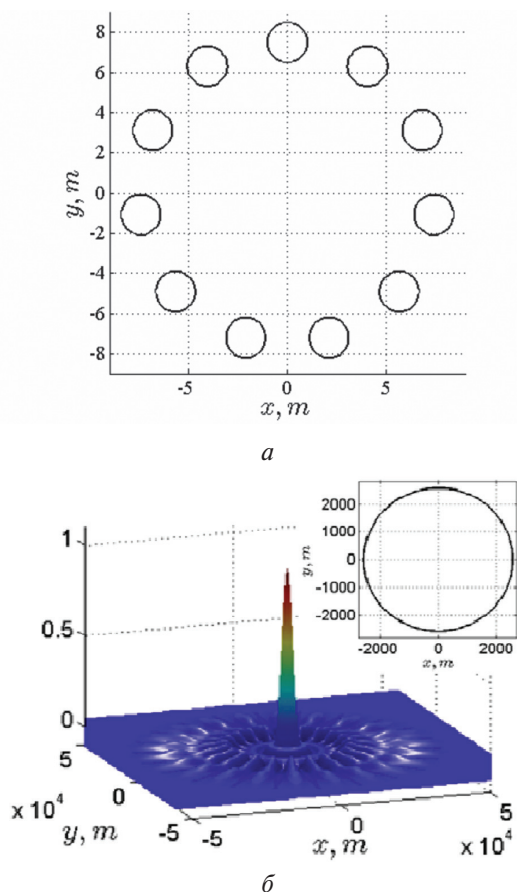


Рис. 6. Геометрия кольцевой антенной решетки (а) и функция неопределенности (б) трёхполосной радиометрической системы

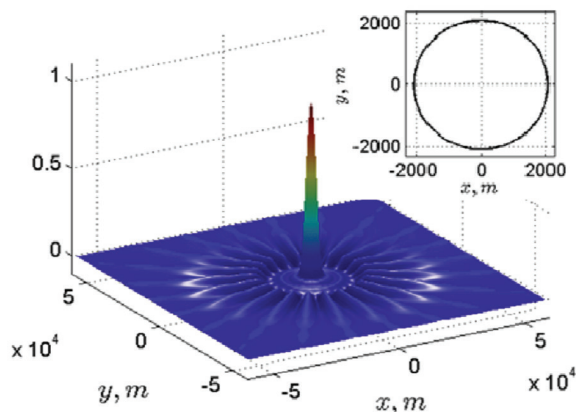


Рис. 7. Функция неопределенности сверхширокополосной радиометрической системы

5. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Выделим перспективные направления исследований, необходимые для формирования целостной теории сверхширокополосной радиометрии.

Во введении отмечалось, что задачи сквозного синтеза радиометрических систем подразумевают и «установление связей между оценками параметров радиотеплового излучения и параметрами излучающего объекта», «поиск условий оптимального проведения эксперимента». Такие исследования предполагают [11] решение обратных задач, которые не могут быть

решены без использования электрофизических, регрессионных и др. моделей связи оценок параметров радиотеплового излучения с оценками параметров исследуемых сред. В [11, 37] приведены методики решения обратных задач при использовании различных моделей подстилающих поверхностей. Часто такие модели получены в результате решения прямых задач в узком диапазоне частот. Это ограничивает их применение для аттестации алгоритмов, предполагающих оценку параметров объектов и сред по обработке сверхширокополосных радиотепловых сигналов. Поэтому решение прямых задач для широкого диапазона частот является важным актуальным направлением исследования.

В настоящее время недостаточно исследованы вопросы оценки неточностей изготовления элементов антенных решеток, искажающих поле в апертуре антенны, на вид функций неопределенности. Решение такого класса задач может быть получено на основе статистической теории антенн, фундаментальный вклад [38, 39] в становление и развитие которой внес профессор Я. С. Шифрин.

ВЫВОДЫ

Обобщён широкий класс задач по статистической теории синтеза и анализа сверхширокополосных и многополосных радиометрических систем с пространственно-распределенными антенными системами для формирования радиометрических изображений высокого пространственного разрешения. Приведены примеры применения теоретических результатов для решения задач разработки радиометрических систем с заданными характеристиками направленности. Отмечены перспективные направления исследований.

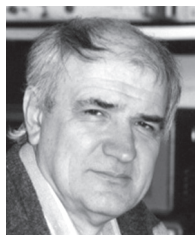
Литература

- [1] Ryle M. Radio Telescopes of Large Resolving Power / Physics, Nobel lecture. 1974. P. 188–203.
- [2] Thompson A. R., Moran J. M., Swenson G. W. Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy, 2nd ed. New York, Wiley. 2001.
- [3] Уилсон Т.Л., Рольфс К., Хюттмейстер С. Инструменты и методы радиоастрономии : [монография] : пер. с англ. / пер. с англ. под ред. С. А. Трушкина. М.: Физматлит, 2013. — 568 с.
- [4] Волосюк В.К. Статистическая теория сверхширокополосных радиометрических устройств и систем / В.К. Волосюк, В.Ф. Кравченко, Б.Г. Кутуза, В.В. Павликов, В.И. Пустовойт // Физические основы приборостроения. — 2014. — Т.3, № 3. — С. 5–65.
- [5] Павликов В. В. Алгоритм формирования радиометрических изображений в сверхширокополосных системах апертурного синтеза / В. В. Павликов // Труды 7-ой Международной конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». 15 – 17 сентября 2014 г., Суздаль, Россия. 2014. — С. 138–142.
- [6] Караваев В. В. Статистическая теория пассивной локации / В. В. Караваев, В. В. Сазонов. М. : Радио и связь, 1987. — 240 с.

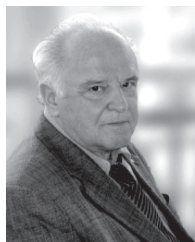
- [7] Фалькович С.Е., Пономарев В.И., Шкварко Ю.В. Оптимальный прием пространственно-временных сигналов в радиоканалах с рассеянием. М.: Радио и связь, 1989. – 296 с.
- [8] Kutuza B. G., Zagorin G. K. Two-Dimensional Synthetic Aperture Millimeter-Wave Radiometric Interferometer for Measuring Full-Component Stokes Vector of Emission from Hydrometeors / *Radio Sci.*, 2003, 38(3), 8055.
- [9] Measuring Ocean Salinity with ESA's SMOS Mission, M. Berger [et al.]. *ESA Bulletin*. 2002. No. 111, P. 113–121.
- [10] Kainulainen J., Rautiainen K., Tauriainen S., Auer T., Kettunen J., and Hallikainen M. First 2-D Interferometric Radiometer Imaging of the Earth From an Aircraft / *Geoscience and Remote Sensing Letters, IEEE*. 2007. Vol. 4. No. 2. – P. 241–245.
- [11] Волосюк В. К. Статистическая теория радиотехнических систем дистанционного зондирования и радиолокации : монография / В. К. Волосюк, В. Ф. Кравченко ; под ред. В. Ф. Кравченко. – М. : Физматлит, 2008. – 704 с.
- [12] Волосюк В. К. Преобразование полей и их корреляционных функций в спектральные характеристики протяженных источников широкополосного излучения / В. К. Волосюк // *Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника*. – 1993. – Т. 36, № 6. – С. 27–30.
- [13] Волосюк В. К. Спектральные преобразования широкополосных полей и их функций когерентности / В. К. Волосюк // *Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика*. – 1993. – Т. 36, № 11. – С. 1061–1063.
- [14] Волосюк В. К. Спектральные преобразования широкополосных полей и их корреляционных характеристик. Приближение Френеля / В. К. Волосюк // *Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника*. – 1994. – Т. 37, № 8. – С. 58–66.
- [15] Волосюк В. К. Прямые и обратные преобразования при построении спектральных образов случайных полей / В. К. Волосюк // *Автометрия*. – 1995. – № 1. – С. 39–45.
- [16] Volosyuk V. K. Development of the theory, methods and algorithms for optimal wide- and ultrawideband spatiotemporal signal processing of radio-thermal radiation / V. K. Volosyuk, V. F. Kravchenko, V. V. Pavlikov // *Antenna theory and techniques. ICATT'2013 : proc. of the IX Intern. conf., Sept. 16–20, 2013, Odessa, Ukraine*. – [Odessa], 2013. – P. 74–79.
- [17] Pavlikov V. V. Optimal restoration of radiometric images in ultrawideband radiometric systems with multiantenna array / V. V. Pavlikov // *Antenna theory and techniques. ICATT'2013 : proc. of the IX Intern. conf., Sept. 16–20, 2013, Odessa, Ukraine*. – [Odessa], 2013. – P. 298–300.
- [18] Волосюк В. К. Новые методы оптимальной и квазиоптимальной пространственно-временной обработки сигналов радиотеплового излучения в сверхширокополосных устройствах и системах / В. К. Волосюк, В. Ф. Кравченко, В. В. Павликов, Я. С. Шифрин // *Анализ и синтез сложных систем в природе и технике : Международная научно-техн. конф. : сб. науч. труд., 16–18 декабря 2013 г., г. Воронеж / Воронежская государственная лесотехническая академия*. – Воронеж, 2013. – С. 22–28.
- [19] Развитие теории и методов оптимальной обработки пространственно-временных сигналов в активных, пассивных и комбинированных активно-пассивных РТС радиолокации и дистанционного зондирования с использованием новых весовых и WA-систем функций Кравченко / В. К. Волосюк, Ю. В. Гуляев, В. Ф. Кравченко, Б. Г. Кутуза, В. В. Павликов, В. И. Пустовойт // *Тр. Рос. науч.-техн. о-ва радиотехники, электроники и связи им. А. С. Попова. Серия: Цифровая обработка сигналов и ее применение*. – М., 2013. – Вып. 15 : *Цифровая обработка сигналов и ее применение. DSPA-2013 : докл. XV Междунар. конф., г. Москва, Россия, т. 1*. – С. 3–9.
- [20] Современные методы оптимальной обработки пространственно-временных сигналов в активных, пассивных и комбинированных активно-пассивных радиотехнических системах / В. К. Волосюк, Ю. В. Гуляев, В. Ф. Кравченко, Б. Г. Кутуза, В. В. Павликов, В. И. Пустовойт // *Радиотехника и электроника*, 2014. Т.59. № 2. – С. 109–131.
- [21] Волосюк В. К. Современная статистическая теория СШП радиометрических устройств и систем / В.К. Волосюк, В.Ф. Кравченко, В.В. Павликов, В.И. Пустовойт // *Труды 7-й Международной конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации»*. 15 – 17 сентября 2014 г., Суздаль, Россия. 2014. С. 10–14.
- [22] Зелкин Е. Г. Атомарные функции в задачах синтеза антенн и новые синтезированные окна / Е. Г. Зелкин, В. Ф. Кравченко // *Радиотехника и электроника*. 2001, т. 46, №8. – С. 903–931.
- [23] Кравченко В. Ф. Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям / В. Ф. Кравченко. – М. : Радиотехника, 2003. – 560 с.
- [24] Kravchenko V. F. Adaptive Digital Processing of Multidimensional Signals with Applications / V. F. Kravchenko, H. M. Perez-Meana, V. I. Ponomaryov. – М. : Fizmatlit, 2009. – 360 p.
- [25] Кравченко В. Ф. Алгебра логики, атомарные функции и вейвлеты в физических приложениях / В. Ф. Кравченко, В. Л. Рвачев. – М. : Физматлит, 2006. – 415 с.
- [26] Зелкин Е. Г. Конструктивные методы аппроксимации в теории антенн / Е. Г. Зелкин, В. Ф. Кравченко, В. И. Гусевский. – М. : Сайнс-Пресс, 2005. – 512 с.
- [27] Астанин Л. Ю. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений / Л. Ю. Астанин, А. А. Костылев. – М. : Радио и связь, 1989. – 192 с.
- [28] Павликов В. В. Статистический синтез многополосных систем апертурного синтеза / В. В. Павликов // *Физические основы приборостроения*. – 2014. – Т.3, №4. – С. 64–75.
- [29] Volosyuk V. K. Modern algorithms review for passive radar high resolution imaging / V. K. Volosyuk, V. F. Kravchenko, B. G. Kutuza, and V. V. Pavlikov // *Antenna theory and techniques. ICATT'2015 : proc. of the X Intern. conf., Apr. 21–24, 2015, Kharkiv, Ukraine*. – [Kharkiv], 2015 [В печати].
- [30] Pavlikov V. V. Optimal signal processing for radiometric imaging with multi-antenna & multi-band passive radars / V. V. Pavlikov, S. S. Zhyla, and Nguen Van Kiem // *Antenna theory and techniques. ICATT'2015 : proc. of the X Intern. conf., Apr. 21–24, 2015, Kharkiv, Ukraine*. – [Kharkiv], 2015 [В печати].
- [31] Шифрин Я. С. Антенны: учеб. пособие / Я. С. Шифрин. – Харьков : Изд-во ВИРГА им. Л. А. Говорова, 1976. – 408 с.
- [32] Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. М.: Физматлит, 2001. Т. 2. – 810 с.

- [33] Фалькович С. Е. Оценка параметров сигнала / С. Е. Фалькович. — М.: Советское радио. — 1970. — 334 с.
- [34] Павликов В. В. Статистический синтез алгоритмов формирования радиометрических изображений в двухантенных сверхширокополосных системах апертурного синтеза / В. В. Павликов // Физические основы приборостроения. — 2013. — Т. 2, № 2. — С. 88–96.
- [35] Волосюк В. К. Статистический синтез одноантенных радиометрических приемников модуляционного типа / В. К. Волосюк, В. В. Павликов // Прикладная радиоэлектроника. — 2011. — Т. 10, № 3. — С. 285–294.
- [36] Павликов В. В. Статистический синтез оптимального радиометрического приемника компенсационного типа / В. В. Павликов // Радіоелектронні і комп'ютерні системи. — 2011. — № 4. — С. 19–24.
- [37] Мелентьев В. В. Методология спутниковой СВЧ-диагностики широтно-зональной и сезонной изменчивости мерзлых почвогрунтов и морского льда / В. В. Мелентьев, И. В. Мателенок // Лёд и снег. 2013. №1 (121). С. 73–82.
- [38] Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн. — М.: Сов. радио. — 1970. — 384 с. (перевод на англ. язык: Shifrin Y. S. Statistical Antenna Theory. — Golem Press, USA. — 1971. — 370 p.).
- [39] Шифрин Я. С. Статистическая теория антенн // Справочник по антенной технике. Т.1, под ред. Я.Н. Фельда и Е.Г. Зелкина. — М., 1997. — Гл. 9. — 57 с.

Поступила в редколлегию 20.02.2015



Волосюк Валерий Константинович, профессор, доктор технических наук, профессор кафедры проектирования радиоэлектронных систем летательных аппаратов Национального аэрокосмического университета им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт». Научные интересы: статистическая теория радиотехнических систем, дистанционное зондирование, комплексирование активных и пассивных радиолокационных систем.



Кравченко Виктор Филиппович, профессор, доктор физико-математических наук, заслуженный деятель науки Российской Федерации, главный научный сотрудник ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, профессор кафедры высшей математики ФН-1 МГТУ им. Н. Э. Баумана. Научные интересы: радиофизика, математическая физика, цифровая обработка сигналов и изображений, атомарные функции, R-функции, WA-системы функций.



Павликов Владимир Владимирович, доктор технических наук, доцент кафедры проектирования радиоэлектронных систем летательных аппаратов Национального аэрокосмического университета им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт». Научные интересы: статистическая теория радиометрических устройств и систем.



Тимошук Елена Николаевна, исполняющая обязанности проректора по учебной работе, лицензионной и профориентационной деятельности, кандидат экономических наук, доцент кафедры перевозок и маркетинга Киевской государственной академии водного транспорта имени гетмана Петра Конашевича-Сагайдачного. Научные интересы: системы управления транспортными потоками водного транспорта.

УДК 621.396

Статистична теорія надширококутових просторово-розподілених радіометричних систем високої просторової роздільної здатності / В.К. Волосюк, В.Ф. Кравченко, В.В. Павліков, О.М. Тимошук // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 41–50.

Узагальнено результати досліджень з статистичної теорії синтезу надширококутових просторово-розподілених радіометричних систем високої просторової роздільної здатності. Розглянуто передумови можливості формування радіометричних зображень високого розрізнення і математичний апарат просторово-часових і просторово-частотних V -перетворень, який використовується для вирішення задач синтезу надширококутових систем. Синтезовано алгоритм оптимальної обробки надширококутових просторово-часових сигналів і досліджено його потенційні характеристики. Розроблено узагальнену структурну схему M антенної радіометричної системи і досліджено функції невизначеності для різних геометрій антенних решіток в ході використання надширококутового, багатосмугового і вузькосмугового вхідного тракту.

Ключові слова: статистична теорія радіометричних систем, системи високого просторового розрізнення, апертурний синтез, багатосмугові системи.

Іл.: 7. Бібліогр.: 39 найм.

UDC 621.396

Statistical theory of ultrawideband spatially distributed radiometric systems with high spatial resolution / V.K. Volosyuk, V.F. Kravchenko, V.V. Pavlikov, O.M. Tymoshchuk // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 41–50.

Research results on the statistical theory of synthesis of ultrawideband spatially distributed radiometric systems with high spatial resolution are generalized. Preconditions of a possibility of radiometric imaging with high resolution and mathematical apparatus of spatial temporal and spatial frequency V -transforms, which is used for solving the problems of ultrawideband systems synthesizing are considered. The algorithm of optimal ultrawideband spatial temporal signal processing is synthesized and its potential characteristics are investigated. The generalized block diagram of M antenna radiometric system is developed and its ambiguity functions for different geometries of antenna arrays when using ultrawideband, multiband and narrowband predetection sections are investigated.

Keywords: statistical theory of radiometric systems, high spatial resolution systems, aperture synthesis, multiband systems.

Fig.: 7. Ref: 39 items.

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОЖЕКТОРНОМ ЛУЧЕ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

Н.Н. ГОРОБЕЦ, Е.Е. ОВСЯННИКОВА

На основе решения векторной внешней задачи электродинамики дан анализ амплитудных и фазовых характеристик электромагнитных полей в ближней и промежуточной зонах апертурных антенн. Показано, что при квадратной и близкой к ней форме излучающего раскрыва вблизи антенны вплоть до расстояния, равного размерам раскрыва, формируется «прожекторный луч» — локально плоская волна, которая распространяется без потерь как в канализирующих фидерных устройствах. Поперечное сечение прожекторного луча близко к размерам раскрыва, амплитуды полей в нем такие же, как и в середине раскрыва.

Ключевые слова: электромагнитные волны, апертурные антенны; ближняя, промежуточная, дальняя зоны; прожекторный луч.

ВВЕДЕНИЕ

В современной науке и технике, промышленном и сельскохозяйственном производстве, в медицине и в быту электромагнитные поля и волны находят все более широкие и разнообразные применения. Это относится к теории и технике информационных телекоммуникационных систем и сетей (радио и телевидение, телефония, интернет и локальные компьютерные сети, радионавигация, радиотелеметрия), радиоэлектронных систем обнаружения и распознавания объектов и измерения их характеристик (радиолокация, ближняя и подповерхностная радиолокация, радиопеленгация, радиоуправление, охранные системы и системы досмотра, дистанционное зондирование Земли с авиационных и космических носителей), а также к микроволновой энергетике и воздействию электромагнитных волн на материальные среды, в частности, на биологические объекты, в том числе — на человека (электромагнитная экология). Многие из перечисленных задач и проблем не разрешены до настоящего времени, однако очевидно, что во всех случаях необходимо знать, причем как можно более точно, распределение в пространстве и во времени амплитудных, фазовых, поляризационных и спектральных характеристик электромагнитных полей и волн антенных систем разных типов и модификаций.

Сказанное выше относится в полной мере к задачам расчета и анализа характеристик электромагнитных полей в ближней и промежуточной зонах наблюдения антенных систем. Особенно важны вопросы теории ближней зоны антенн для подповерхностной радиолокации. Причина здесь не только в разной скорости убывания амплитуды различных частотных составляющих сигнала, но и отличия фазовых скоростей этих составляющих друг от друга и от скорости света [1]. Эти явления приводят к искажению амплитудного и фазового спектра и, следовательно, формы зондирующего сигнала в процессе его распространения, отражения, дифракции и рассеяния.

В [2] нами показано, что в случае апертурных антенн с раскрывом квадратной формы в их ближней зоне формируется прожекторный луч, в котором амплитуды векторов напряженности электрического и магнитного полей определяются их значениями в середине раскрыва и не зависят от его размеров. Глубина осцилляций поля и его мощности и протяженность области прожекторного луча максимальны в случае раскрывов квадратной формы. Показано также, что в случае апертурных антенн больших электрических размеров, больших примерно 50 длин волн, вблизи антенны в области прожекторного луча образуется локально плоская электромагнитная волна, амплитуда которой в процессе распространения практически не изменяется на некотором расстоянии от антенны. Другими словами, в некоторой области ближней зоны апертурных антенн больших электрических размеров электромагнитные волны распространяются как в канализирующих электродинамических системах — практически без потерь.

К настоящему времени волновые процессы в ближней зоне апертурных антенн больших электрических размеров изучены мало. С другой стороны, эти процессы весьма важны для радиофизики и радиоэлектроники вновь осваиваемого терагерцового диапазона электромагнитных волн.

Целью настоящей статьи является расчет электромагнитных полей и анализ волновых процессов в зоне прожекторного луча апертурных антенн.

1. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ АПЕРТУРНОЙ АНТЕННЫ НА ПРОИЗВОЛЬНОМ РАССТОЯНИИ

Задача анализа волновых процессов при излучении электромагнитных волн в ближней и промежуточной зонах наблюдения относится к внешним задачам электродинамики и ее решение в общем виде хорошо известно. Свяжем с излучающим раскрывом декартову систему координат с началом в середине раскрыва, при-

чем ось OZ направим по нормали к раскрыву, а точки наблюдения будем определять в сферической системе с началом в той же точке середины раскрыва. Решение задачи об излучении из раскрыва S произвольной формы запишем через векторы Герца

$$\vec{E} = \text{grad div } \vec{\Pi}^\ominus + k^2 \vec{\Pi}^\ominus - i\omega\mu \text{rot } \vec{\Pi}^\text{M}; \quad (1)$$

$$\vec{H} = i\omega\epsilon \text{rot } \vec{\Pi}^\ominus + \text{grad div } \vec{\Pi}^\text{M} + k^2 \vec{\Pi}^\text{M}, \quad (2)$$

где электрический и магнитный векторы Герца определяются соотношениями

$$\vec{\Pi}^\ominus = \frac{1}{4\pi i\omega\epsilon} \int_S \vec{j}^\ominus(x, y) \psi ds; \quad (3)$$

$$\vec{\Pi}^\text{M} = \frac{1}{4\pi i\omega\mu} \int_S \vec{j}^\text{M}(x, y) \psi ds; \quad (4)$$

функция сферической волны; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, расстояние r от точек наблюдения в раскрыве с текущими координатами x и y , по которым производится интегрирование в (3), до точки наблюдения со сферическими координатами θ, φ, R равно в принятых координатах

$$r = (R^2 - 2xR\sin\theta\cos\varphi - 2yR\sin\theta\sin\varphi + x^2 + y^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Подчеркнем, что на сферические координаты точек наблюдения не накладывается никаких ограничений, кроме того, что они должны быть вне поверхности S , по которой интегрируются источники поля в (3).

В случае апертурных антенн известные электрические и эквивалентные магнитные токи в излучающем раскрыве выразим через эквивалентные магнитные и электрические поля

$$\vec{j}^\ominus = [\vec{z}^\circ \vec{H}_S]; \quad (6)$$

$$\vec{j}^\text{M} = -[\vec{z}^\circ \vec{E}_S]. \quad (7)$$

Поле в раскрыве считаем поперечным, удовлетворяющим соотношению

$$\vec{H}_S = \frac{1}{W_S} [\vec{z}^\circ \vec{E}_S], \quad (8)$$

где $W_S = \dot{E}_S / \dot{H}_S$ – волновое сопротивление раскрыва. Рассмотрим далее общий случай, когда электрическое поле в раскрыве имеет произвольную эллиптическую поляризацию. Тогда его можно представить в ортогональном линейно-поляризованном базисе

$$\vec{E}_S(x, y) = \vec{x}^\circ \dot{E}_x(x, y) + \vec{y}^\circ \dot{E}_y(x, y). \quad (9)$$

Далее проделав не сложные, но громоздкие преобразования в соответствии с (1), (2) и с учетом (3)–(9), получим все компоненты электромагнитного поля на произвольном расстоянии от раскрыва антенны в ближней, промежуточной и дальней зонах

$$\vec{E}_\theta = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{R}{\lambda} - \frac{iW_0 \cos\theta}{2\pi W_S} \right) \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \times \times f_1 \psi dS - \frac{\sin\theta}{4\pi} \int_S (xE_x + yE_y) f_1 \psi dS + \frac{i\lambda W_0 \cos\theta}{8\pi^2 W_S} \times \times \int_S (x \cos\varphi + y \sin\varphi) f_2 q_1 \psi dS + \quad (10)$$

$$+ \frac{i}{2\lambda} \frac{W_0 \cos\theta}{W_S} \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{E}_\varphi = -\frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{R \cos\theta}{\lambda} - \frac{iW_0}{2\pi W_S} \right) \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) \times \times f_1 \psi dS - \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \int_S (x \sin\varphi - y \cos\varphi) f_2 q_1 \psi dS - \quad (11)$$

$$- \frac{iW_0}{2\pi W_S} \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{E}_R = -\frac{\cos\theta}{4\pi} \int_S (xE_x + yE_y) f_1 \psi dS -$$

$$- \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \sin\theta \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) f_1 \psi + \quad (12)$$

$$+ R - \sin\theta (x \cos\varphi + y \sin\varphi) f_2 q_1 \psi dS +$$

$$+ \frac{iW_0 \sin\theta}{2\lambda W_S} \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{H}_\theta = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{R}{\lambda W_S} - \frac{i \cos\theta}{2\pi W_0} \right) \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) f_1 \psi dS -$$

$$- \frac{\sin\theta}{4\pi W_S} \int_S (xE_x - yE_y) f_1 \psi dS + \frac{i\lambda_0 \cos\theta}{8\pi^2 W} \times$$

$$\times \int_S (x \cos\varphi + y \sin\varphi) f_2 q_2 \psi dS + \frac{i}{2\lambda} \frac{\cos\theta}{W_0} \times \quad (13)$$

$$\times \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{H}_\varphi = -\frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{R \cos\theta}{\lambda W_S} - \frac{i}{2\pi W_0} \right) \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \times$$

$$\times f_1 \psi dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int_S (x \sin\varphi - y \cos\varphi) f_2 q_2 \psi dS + \quad (14)$$

$$+ \frac{i}{2\lambda W_0} \int_S (E_x \cos\varphi + E_y \sin\varphi) \psi dS;$$

$$\vec{H}_R = \frac{\cos\theta}{4\pi W_S} \int_S (yE_x - xE_y) f_1 \psi dS +$$

$$+ \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \sin\theta \int_S (E_y \cos\varphi - E_x \sin\varphi) f_1 \psi + \quad (15)$$

$$+ \int_S [R - \sin\theta (x \cos\varphi + y \sin\varphi)] f_2 q_1 \psi dS +$$

$$+ \frac{i \sin\theta}{2\lambda W_0} \int_S (E_x \sin\varphi - E_y \cos\varphi) \psi dS;$$

$$f_1 = \frac{ikr+1}{r^2}, \quad f_2 = \frac{3}{r^4} + \frac{3ik}{r^3} - \frac{k^2}{r^2}, \quad q_1 = E_S(x-x_S) +$$

$$+ E_y(y-y_S) \text{ и } q_2 = E_x(y-y_S) - E_y(x-x_S).$$

На практике в тех случаях, когда электромагнитные волны воздействуют на биологические объекты с плоскими образующими, например, на микроорганизмы в чашке Петри, необходимо знать характеристики электромагнитных полей на плоских поверхностях. Решение подобной задачи в декартовых координатах для точек наблюдения приводит к следующим расчетным формулам для всех компонент электромагнитного поля

$$\vec{E}_x = \frac{\lambda}{4\pi} \int_S E_x^S \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \times \int_S (-E_x^S \psi f_1 + \psi f_1 (x - x_S) q_1) dS + \frac{iW_0}{2\lambda W_S} \int_S E_x^S \psi dS; \quad (16)$$

$$\vec{E}_y = \frac{\lambda}{4\pi} \int_S E_y^S \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \times \int_S (-E_y^S \psi f_1 + \psi f_2 (y - y_S) q_1) dS + \frac{iW_0}{2\lambda W_S} \int_S E_y^S \psi dS; \quad (17)$$

$$\vec{E}_z = -\frac{\lambda}{4\pi} \int_S \psi f_1 q_1 dS + \frac{i\lambda W_0}{8\pi^2 W_S} \int_S q_1 \psi f_2 z dS; \quad (18)$$

$$\vec{H}_x = -\frac{1}{4\pi W_S} \int_S E_y^S \psi f_1 z dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \times \int_S (\psi f_1 E_y^S + \psi f_2 (x - x_S) q_2) dS - \frac{i}{2\lambda W_0} \int_S E_y^S \psi dS; \quad (19)$$

$$\vec{H}_y = -\frac{1}{4\pi W_S} \int_S E_x^S \psi f_1 z dS + \frac{i}{8\pi^2 W_0} \times \int_S (\psi f_2 (x - x_S) q_2 - \psi f_2 E_x^S) dS + \frac{i}{2\lambda W_0} \int_S E_x^S \psi dS; \quad (20)$$

$$\vec{H}_z = \frac{1}{4\pi W_S} \int_S -q_2 \psi f_1 dS + \frac{i\lambda}{8\pi^2 W_0} \int_S \psi f_2 z q_2 dS, \quad (21)$$

значения $\psi, r, W_S, W_0, q_1, q_2, f_1, f_2$ приведены выше.

Для анализа волновых процессов в ближней зоне излучающих систем необходимо изучить зависимости от координат точек наблюдения амплитуд компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей, разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного поля $\arg E_0 - \arg H_\varphi$ и волновое сопротивление пространства вблизи антенны $W = E_0/H_\varphi$.

2. АНАЛИЗ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРОЖЕКТОРНОМ ЛУЧЕ ПРИ ИЗЛУЧЕНИИ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН

Поскольку волновой процесс имеет непрерывный характер вдоль любого луча, в расчетах и анализе не будем выделять области ближней, промежуточной и дальней зоны наблюдения, как это обычно делают при анализе волновых процессов при излучении диполя Герца.

Из теории ближней зоны антенн известно, что максимально эффективно явления ближней зоны проявляются в случае постоянных амплитудно-фазовых распределений источников поля

в раскрыве [3], т. к. в этом случае действующая площадь антенны равна геометрической площади излучающего раскрыва. Далее будем рассматривать физико-математические модели апертурных излучающих систем с постоянными амплитудными и фазовыми распределениями электрического и магнитного поля и постоянным их отношением, т. е. постоянным волновым сопротивлением среды во всем раскрыве. Другими словами, предполагаем, что раскрыв возбуждается плоской волной.

Для полноты анализа были рассчитаны аналогично [4] зависимости от координат точек наблюдения амплитуд векторов напряженности электрического и магнитного поля как в направлении нормали к раскрыву, т.е. в направлении главного максимума диаграммы направленности, так и в поперечных сечениях. Рассчитывались также аналогичные зависимости разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного поля, определяющие величину активной и реактивной мощности электромагнитного поля в ближней зоне, и волновое сопротивление пространства вблизи антенны. Расчеты проведены для квадратных раскрывов с размерами (в длинах волн) 10×10 ; 15×15 ; 20×20 ; 40×40 ; 50×50 ; 75×75 и 100×100 . Рассчитывались отмеченные выше характеристики полей в ближней и промежуточной зонах апертурных антенн с прямоугольными и близкими к линейным раскрывам.

На рис. 1, а, б приведены зависимости амплитуды вектора напряженности электрического и магнитного поля, нормированные на ее значение в середине раскрыва, от расстояния непосредственно от антенны до расстояния дальней зоны в направлении нормали к раскрыву равномерно, синфазно возбужденной квадратной апертуры с размерами 20×20 длин волн. Из рисунка видно, что непосредственно вблизи антенны до расстояния примерно 1/3 размера излучающего раскрыва амплитуды электрического и магнитного поля осциллируют, но изменяются мало. Дальше этого расстояния характер исследуемой зависимости изменяется качественно: осцилляции поля равномерно нарастают как по амплитуде, так и по пространственному периоду. Амплитуда поля в максимуме максимумом на расстоянии 6,8 размера раскрыва достигает $1,86E_0$, а в минимуме минимумом на расстоянии 2,9 размера раскрыва равна $0,6E_0$. Таким образом, в прожекторном луче отношение максимума амплитуды поля к ее минимуму отличается в 3,1 раза, следовательно, мощности – почти в 10 раз. Из рисунка видно также, что амплитуды векторов электрического и магнитного полей в направлении нормали к раскрыву, т.е. в направлении главного максимума диаграммы направленности, совпадают не только в дальней, но и в промежуточной и ближней областях наблюдения. Этот эффект объясняется тем, что в направлении нормали, как следует из (10)–(15), электрические и магнитные поля

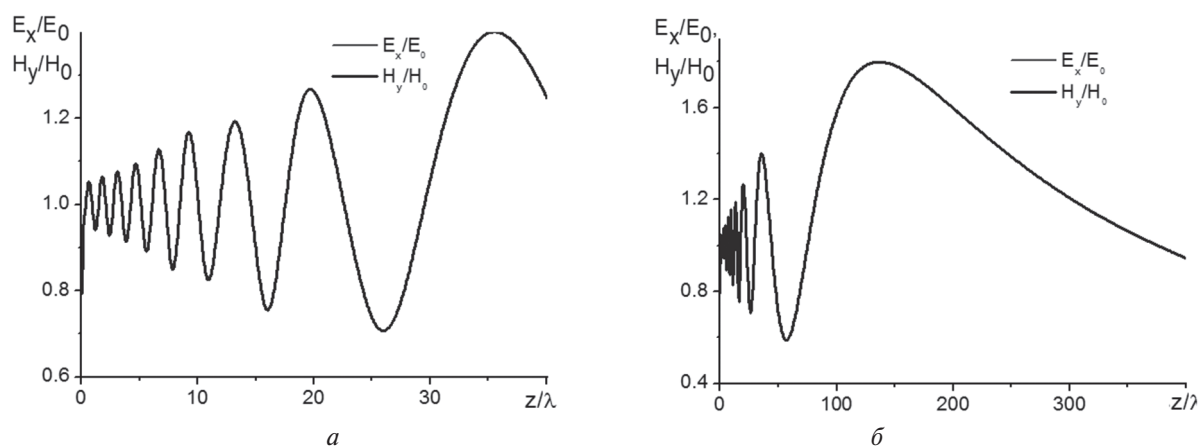


Рис. 1. Зависимость амплитуды электрического и магнитного поля антенны с квадратным раскрытием $20\lambda \times 20\lambda$ в направлении нормали к раскрытию от расстояния: a – в ближней зоне $R_{03} \leq 32\lambda$; b – до половины расстояния дальней зоны $R_{дз} \geq 800\lambda$

строго поперечны, их продольные компоненты равны нулю. Расчеты показали также, что в этом направлении волновое сопротивление пространства в ближней зоне такое же, как и в дальней и равно волновому сопротивлению свободного пространства, а разность фаз поперечных составляющих электрического и магнитного поля равна нулю, как в бегущей волне, в любой точке луча в направлении нормали.

Отметим, что при увеличении электрических размеров излучающего раскрытия квадратной формы зависимости амплитуд полей E_x и H_y от расстояния z в направлении нормали к раскрытию качественно близки к данным на рис. 1. Однако, при увеличении размеров больше $50-70$ длин волн в ближней к антенне области пространства размах осцилляций амплитуд полей уменьшается, причем область с практически постоянной мощностью поля тем большая, чем больше размеры раскрытия. При изменении формы раскрытия антенны от квадратной до линейной зависимости амплитуд полей от расстояния z изменяются качественно: осциллирующая вокруг значений E_0 и H_0 функция переходит в равномерно убывающую со слабыми осцилляциями [2].

Рассмотрим далее поведение полей в поперечных плоскостях на разных расстояниях от раскрытия антенны. На рис. 2. представлены расчеты зависимости амплитуд поперечных составляющих электрического E_x/E_0 и магнитного H_y/H_0 полей от координат точек наблюдения в параллельных излучающему раскрытию плоскостях на разных расстояниях от 5λ до 200λ от раскрытия антенны. Напомним, что в самом раскрытии амплитудное и фазовое распределение электрического и магнитного полей постоянное. Из рис. 2, a видно, что уже на расстоянии $0,25$ размера стороны раскрытия зависимости полей E_x и H_y от поперечной координаты имеют осциллирующий характер, причем амплитуды осцилляций полей увеличиваются по мере увеличения координаты. Видно также, что нормированные к единице значения амплитуд полей E_x и H_y не со-

падают и отличаются тем сильнее, чем больше координата x . По мере удаления плоскости наблюдения от раскрытия антенны поля E_x и H_y отличаются меньше, число их осцилляций по поперечному сечению луча уменьшается (на расстоянии стороны раскрытия $z = 20\lambda$ число осцилляций поля поперек луча уменьшается до 5) и на расстоянии $z = 50\lambda$ нормированные поля E_x и H_y совпадают, как в дальней зоне антенны.

На рис. 3 представлены зависимости от той же поперечной координаты x разностей фаз электрических и магнитных полей в произвольной текущей точке наблюдения и в точке на оси z , т.е. при $x = 0$: $\arg E_x(x) - \arg E_x(0)$ и $\arg H_y(x) - \arg H_y(0)$. Эти зависимости описывают фазовое распределение электрического и магнитного поля на поперечных плоскостях $z = const$.

Из рисунков видно, что вплоть до расстояния, равного $2,5$ стороны раскрытия ($z = 50\lambda$), основная доля мощности электромагнитной волны сосредоточена в поперечном сечении на площади, близкой к площади излучающего раскрытия антенны. Фазовые распределения полей на этих плоскостях близки к постоянным, т.е. фронт основной доли волны остается плоским. При больших расстояниях до плоскости наблюдения фронт волны остается локально плоским.

Как известно, в бегущей волне разность фаз поперечных компонент электрического и магнитного полей равна нулю, в смешанной волне эта разность фаз не равна нулю и в излучении антенны кроме активной появляется реактивная мощность [1]. Для иллюстрации этих явлений в прожекторном луче апертурных антенн на рис. 4 представлены зависимости разности фаз полей E_x и H_y от поперечной координаты x . Из рисунка видно, что эта зависимость имеет осциллирующий характер, но в пределах прожекторного луча разности фаз, следовательно и реактивная мощность поля, мало отличается от нуля. По мере увеличения координаты x исследуемая разность фаз увеличивается при всех рассчитанных вариантах рас-

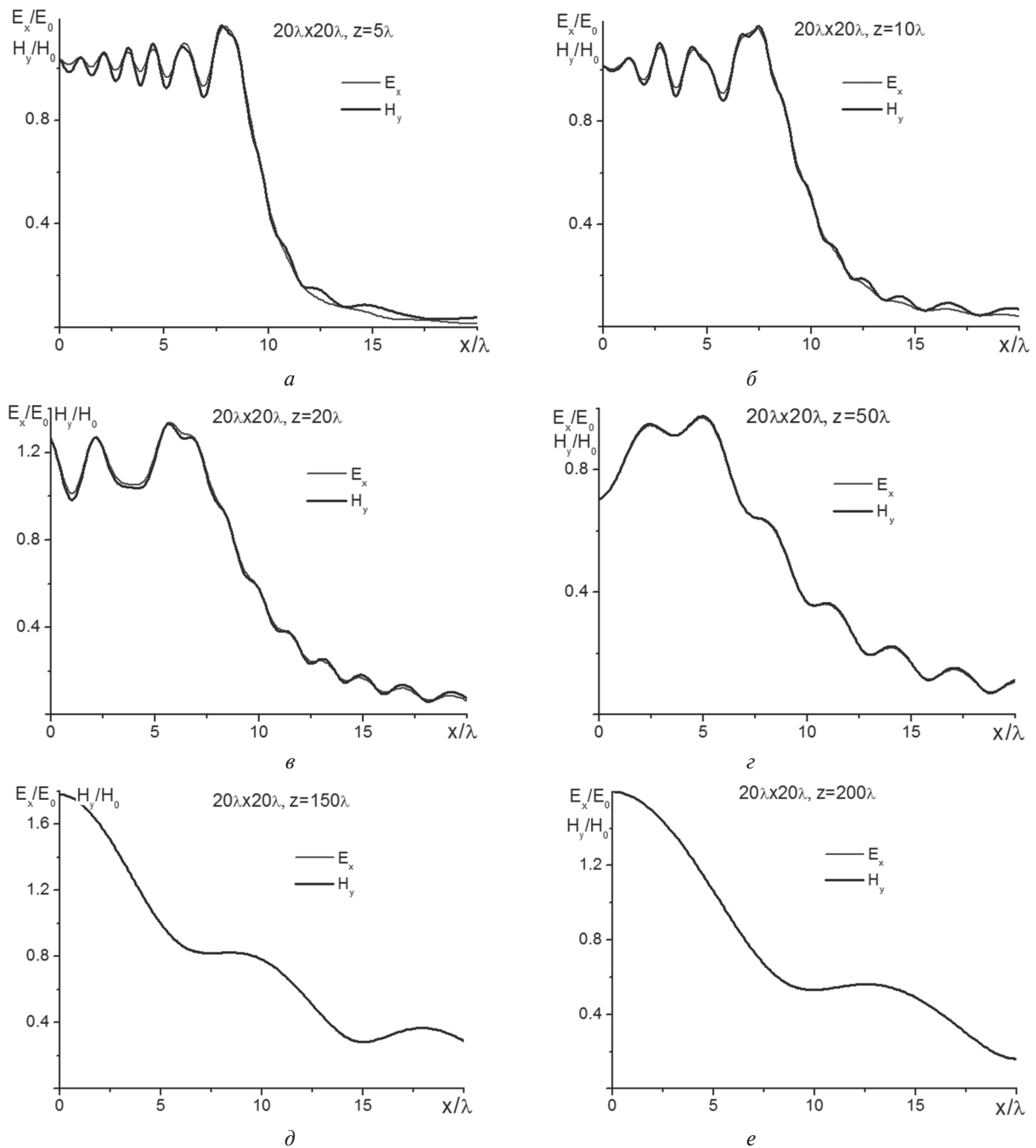


Рис. 2. Зависимости амплитуд электрического и магнитного полей от поперечной координаты x на разных расстояниях от раскрыва антенны

стояния плоскости наблюдения от антенны. Как и следовало ожидать, по мере удаления поперечной плоскости наблюдения от раскрыва антенны абсолютное значение разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного полей уменьшается и на расстояниях, больших 200λ , не превышает долей градуса, т.е. ничтожно мало.

Интересным проявлением особенностей волновых процессов в ближней зоне антенн является отличие отношения амплитуд электрического и магнитного полей, имеющего физический смысл волнового сопротивления пространства вблизи антенны, от волнового сопротивления свободного пространства, равного $W_0 = 120\pi \text{ Ом}$ [1]. Расчеты показали, что в направлении нормали к раскрыву это отношение

отличается от W_0 исчезающе мало при любом расстоянии от антенны, однако в поперечных плоскостях наблюдения, как видно из рис. 5, оно заметно. В прожекторном луче зависимость W/W_0 от поперечной координаты x слабо осциллирует вокруг единицы, и в больших пределах вне прожекторного луча. Естественно, что при увеличении расстояния от антенны отличие W от W_0 уменьшается.

ВЫВОДЫ

В области прожекторного луча амплитуды и фазы векторов напряженности электрического и магнитного поля отличаются друг от друга, особенно при небольших электрических размерах раскрыва. Это приводит к следующим эффектам:

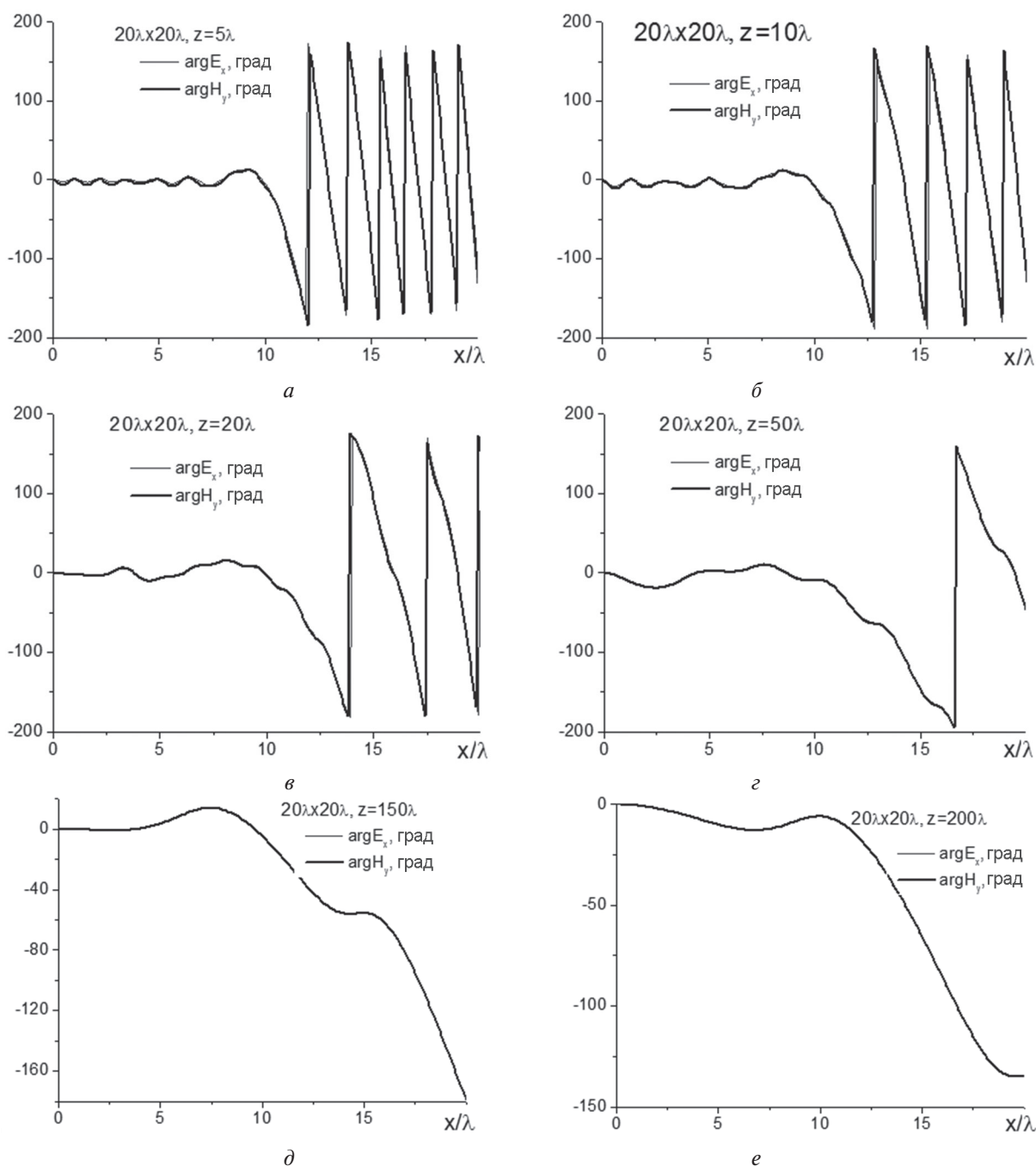


Рис. 3. Зависимости фаз электрического и магнитного полей от поперечной координаты x на разных расстояниях от раскрыва антенны

1. Поляризационные характеристики электромагнитной волны — коэффициент эллиптичности и угол ориентации поляризационного эллипса, определяемые по вектору E в радиофизике и вектору H в оптике, не идентичны [5].

2. В направлении нормали к раскрыву мощность поля только активная, т.е. в этом направлении распространяется исключительно бегущая электромагнитная волна. В других направлениях есть реактивная мощность, следовательно, имеет место режим смешанных волн.

3. В прожекторном луче волна локально плоская и распространяется практически без потерь как в канализирующих фидерных системах.

4. В пределах всего прожекторного луча амплитуда и мощность электромагнитной волны,

излучаемой апертурной антенной, близка к амплитуде и мощности поля в середине раскрыва независимо от размеров антенны.

Два последних явления объясняют экспериментальный факт меньшего взаимного влияния излучателей в антенных решетках апертурных излучателей по сравнению с антенными решетками линейных вибраторных и щелевых излучателей.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность доктору технических наук, профессору Якову Соломоновичу Шифрину за неизменную многолетнюю деятельную поддержку научных исследований кафедры прикладной электродинамики радиофизического факультета Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина, почетным доктором которого является Яков

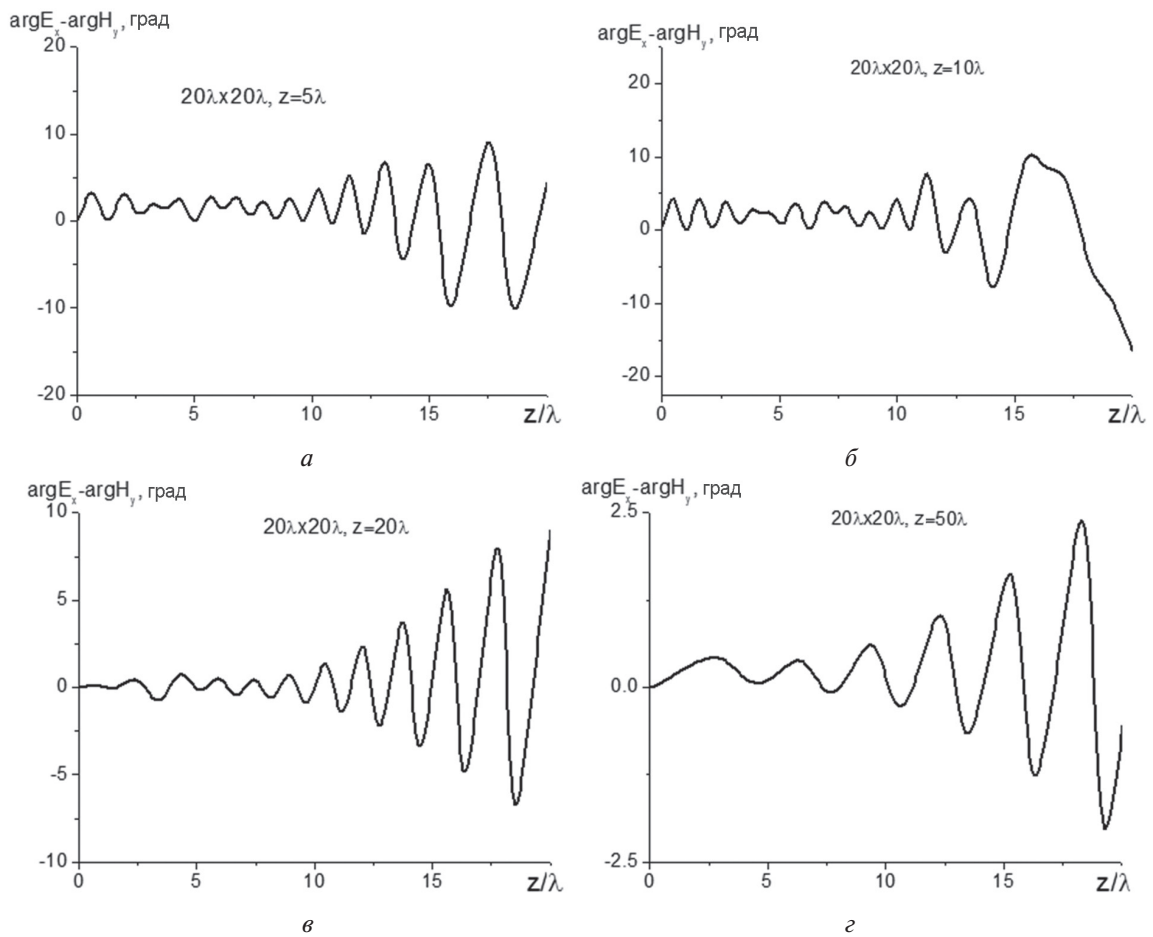


Рис. 4. Зависимости разности фаз поперечных компонент электрического и магнитного полей от поперечной координаты x на расстояниях 5; 10; 20 и 50 длин волн от раскрыва антенны

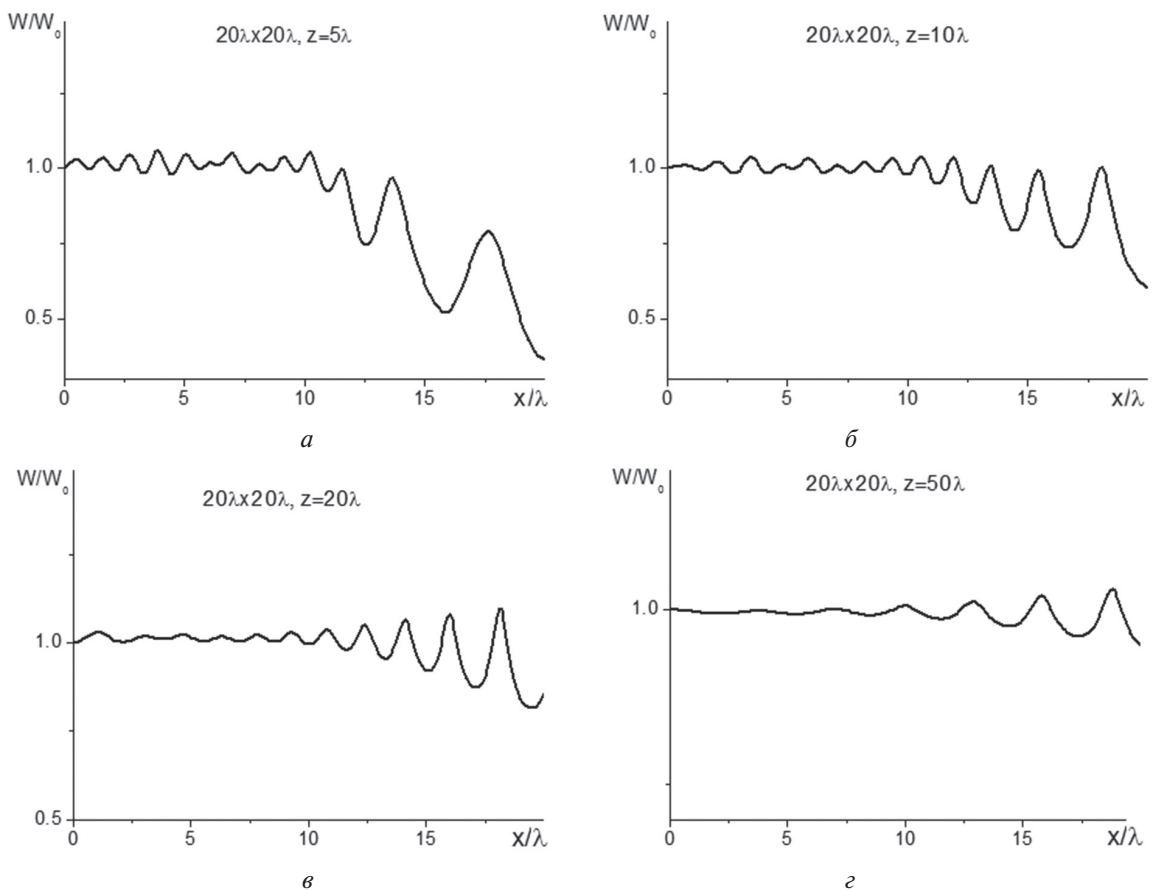


Рис. 5. Зависимости отношения W/W_0 от поперечной координаты x на расстояниях 5; 10; 20 и 50 длин волн от раскрыва антенны

Соломонович. Особенно ценна для нас поддержка исследований в области теории ближней зоны излучающих систем. Большой интерес к этой области во всем мире обусловлен не только потребностями практики, связанными с обеспечением совместимости одновременно работающих радиоэлектронных систем различного функционального назначения и разных диапазонов частот, особенно на транспортных средствах и летательных аппаратах, подповерхностной и ближней радиолокации, охранных и досмотровых систем, микроволновых технологических установок, диагностических и терапевтических медицинских приборов, офисных и кампусных телекоммуникационных систем и многими другими задачами. Не менее важны в этой области знаний открывающиеся возможности более глубокого понимания фундаментального явления природы — преобразования связанных переменных токов и зарядов, возбуждаемых в антенне генератором, в свободно распространяющиеся электромагнитные волны.

Яков Соломонович много и плодотворно работал в области теории ближней зоны антенн. По его инициативе и под его руководством решена задача статистики поля в ближней зоне антенн. «Круглый стол» по вопросам теории ближней зоны, инициированный Яковом Соломоновичем на последней Международной научно-технической конференции по теории и технике антенн в Одессе в 2013 г. вызвал большой интерес специалистов.

Желаем Якову Соломоновичу крепкого здоровья, счастья, удачи и творческих успехов на многие годы!

Литература

- [1] Горобец Н.Н. Особенности волновых процессов в ближней зоне датчиков электрического и магнитного полей. // Методы и средства измерений в области электромагнитной совместимости. Измерения в области ЭМС. Сб. мат. конф. Винница. 1991. — С. 95–100.
- [2] Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е. Влияние размеров и формы излучающего раскрыва на характер пространственного распределения поля вблизи антенны // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. № 1094. Радіофізика та електроніка. 2013. Вип. 23. — С. 51–59.
- [3] Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В., Горобец Н.Н. Влияние вида амплитудного распределения на характеристики полей в ближней зоне апертурных антенн. // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. 2009. № 853. — Вип. 14. — С. 28–36.
- [4] Горобец Н.Н., Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В. Формирование равномерного распределения электромагнитного поля в ближней зоне E-секториальных рупорных антенн // Вісник Харківськ. нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. Радіофізика та електроніка. 2012. № 1038. — Вип. 21. — С. 17–24.
- [5] Горобец Н.Н. Амплитудные, фазовые и поляризационные диаграммы апертурных антенн в ближней, промежуточной и дальней зонах // Вестник Харьковск. ун-та. Радиофизика и электроника. 1980. №203. — Вып. 9. — С. 26–34.

Поступила в редколлегию 3.03.2015



Горобец Николай Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой прикладной электродинамики радиотехнического факультета Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина. Научные интересы: радиофизика, прикладная электродинамика, теория и техника антенн, физика СВЧ, биофизика.



Овсянникова Елена Евгеньевна, научный сотрудник кафедры прикладной электродинамики Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина. Научные интересы: радиофизика, прикладная электродинамика

УДК 621.396.671

Хвильові процеси в прожекторному промені апертурних антен / М.М. Горобець, О.Є. Овсянникова // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 51–58.

На основі розв'язання векторної зовнішньої задачі електродинаміки дано аналіз амплітудних і фазових характеристик електромагнітних полів у ближній і проміжній зонах апертурних антен. Показано, що при квадратній і близькій до неї формі випромінюючого розкриву поблизу антени аж до відстані, рівної розмірам розкриву, формується «прожекторний промінь» — локально плоска хвиля, яка поширюється без втрат як в каналізуючих фідерних пристроях. Поперечний перетин прожекторного променя близький до розмірів розкриву, амплітуди полів у ньому такі ж, як і в середині розкриву.

Ключові слова: електромагнітні хвилі, апертурні антени; ближня, проміжна, далека зони; прожекторний промінь.

Іл.: 05. Бібліогр.: 05 найм.

UDC 621.396.671

Wave processes in a projecting ray of aperture antennas / N.N. Gorobets, Ye.Ye. Ovsyannikova // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 51–58.

Based on the solution of an external electrodynamics vector problem, the paper analyzes the amplitude and phase characteristics of electromagnetic fields in the near and intermediate zones of aperture antennas. It is shown that in the case of the square shapes and that close to it of a radiating aperture near the antenna up to a distance equal to the size of the aperture “projecting ray” — a locally plane wave — is formed which propagates without losses like in feeder channelizing devices. The projecting ray cross section is close to the aperture and the field amplitudes within it are the same as those in the middle of the aperture.

Keywords: electromagnetic waves, aperture antennas; near, intermediate, distant zones; projecting ray.

Fig.: 05. Ref.: 05 items.

ПАССИВНАЯ ЛОКАЦИЯ ПЯТНА РАССЕЯННЫХ СИГНАЛОВ ПРИ РАДИОАКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРЫ

В.М. КАРТАШОВ, С.И. БАБКИН, Е.Г. ТОЛСТЫХ

Рассмотрена новая для технологий радиоакустического зондирования атмосферы методика — пассивная радиолокация пятна рассеянных сигналов, сфокусированного сферическими волновыми фронтами акустического пакета. Предложен оригинальный способ измерения скорости горизонтального ветра и его направления с помощью рассматриваемой методики зондирования. Теоретически оценена относительная среднеквадратическая погрешность измерения модуля горизонтальной скорости ветра.

Ключевые слова: радио, акустика, антенна, зондирование, атмосфера, измерение, погрешность.

ВВЕДЕНИЕ

Радиоакустическое зондирование (РАЗ) атмосферы как метод дистанционного получения метеорологической информации и, особенно, технические средства, реализующие этот метод, развиваются по различным направлениям в зависимости от прикладных задач. По Регламенту ИКАО, например, для метеорологического обеспечения функционирования аэропортов (безопасные взлет и посадка самолетов) необходима информация о вертикальных профилях температуры воздуха и сдвига ветра в слое до высоты 150 метров с разрешением 30 м. Для решения ряда других прикладных задач (рассеяние загрязняющих атмосферу примесей и их дальний перенос, образование и разрушение теплых туманов, береговая рефракция радиоволн и др.) необходима информация о высотном распределении основных метеорологических величин в пограничном слое атмосферы. Высота пограничного слоя в среднем составляет около 1000 м, хотя в некоторых случаях может достигать и 3000 м (например, район расположения Запорожской АЭС, Украина, летом). В монографии [1] обобщены результаты разработок способов и средств РАЗ, обеспечивающих надежную регистрацию вертикальных профилей температуры воздуха до высоты 500 м. Для получения профилей скорости ветра и температуры воздуха во всем пограничном слое и выше него предложено использовать целое поле приемных радиоантенн [2]. Хотя поле приемных антенн позволяет расширить высотный диапазон регистрируемых методом РАЗ вертикальных профилей метеорологических величин до высоты примерно 20 км, однако ряд существенных недостатков (огромное количество антенн, разветвленное кабельное хозяйство, большие эксплуатационные расходы и пр.) требуют поиска других, более эффективных антенных устройств систем РАЗ.

Целью настоящей работы является оценка возможности применения в практике метеорологического обеспечения экологического мониторинга атмосферы аппаратуры РАЗ, использующей пассивную радиолокацию пятна рассеянных сигналов.

1. ПАССИВНАЯ РАДИОЛОКАЦИЯ ПЯТНА

Длительная эксплуатация целого ряда экспериментальных систем РАЗ в различных погодных условиях и географических районах, а также известные данные о распространении акустических волн в реальной атмосфере позволили указать на основные метеорологические факторы, влияющие на эффективность применения таких систем для организации метеонаблюдений [3]. В частности, это существование горизонтальной и вертикальной скоростей ветра, его поворот с высотой, наличие вертикальных градиентов температуры и скорости ветра, изменчивость водяного пара, турбулентность и пр.

Уже ранние работы по исследованию возможностей метода РАЗ показали, что и высота зондирования и точность измерения метеорологических величин зависят существенным образом от горизонтальной скорости ветра в зондируемом слое атмосферы [3]. Дальнейшие исследования показали, что (в отличие от радиолокации точечных целей) при радиоакустическом зондировании атмосферы сферические волновые фронты акустического пакета фокусируют электромагнитные волны в объем некоторых размеров, определяемый характеристиками антенн и турбулентностью атмосферы. Если этот “сгусток” электромагнитной энергии падает на плоскую границу, разделяющую две среды с различной диэлектрической проницаемостью, то такая граница становится источником электромагнитного излучения. В случае, когда граница двух сред неподвижна, рассеянное ею электромагнитное излучение сохраняет доплеровский сдвиг частоты, обусловленный движением акустического пакета, сферические волновые фронты которого сформировали этот “сгусток” в своем фокусе. Принимая электромагнитные волны, отраженные от границы раздела двух сред, например, воздух - подстилающая поверхность, можно использовать характеристики принятых радиосигналов для извлечения метеорологической информации по методикам работ [1, 4, 5].

Оценим приближенно энергетический потенциал аппаратуры РАЗ, необходимый для реализации пассивной радиолокации пятна сфо-

кусированных сигналов. При разработке ряда экспериментальных систем РАЗ было установлено [1], что необходимое значение энергетического потенциала системы РАЗ, позволяющего уверенно принимать рассеянные сигналы, лежит в пределах 120–140 дБ (под энергетическим потенциалом здесь понимается отношение выходной мощности радиопередающего устройства системы к пороговой чувствительности ее радиоприемника). Энергетический потенциал доплеровских измерителей скорости и угла сноса самолетов типа ДИСС-3П, приемники которых принимают рассеянное подстилающей поверхностью электромагнитное излучение, составляет 90–110 дБ [6]. Используя приведенные данные, можно считать, что требуемый для реализации рассматриваемого способа РАЗ энергетический потенциал аппаратуры должен обеспечивать регистрацию электромагнитного излучения, подвергнувшегося двойному рассеянию: от акустического пакета волн, фокусирующего рассеянные им электромагнитные волны в пятно некоторых размеров, и от подстилающей поверхности, на которую они фокусируются. То есть значение этого технического параметра системы РАЗ при данном способе зондирования должно составлять 210–250 дБ, что находится на уровне возможностей широко применяемых радиолокационных систем [7].

2. ИЗМЕРЕНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ВЕТРА

Рассмотрим возможную схему реализации системы радиоакустического зондирования, представленную на рис. 1, с антенным устройством, предполагающим несовпадение фокального пятна рассеянных сигналов с апертурой приемной радиоантенны, а поиск местоположения этого пятна с помощью приемной радиоантенны путем совмещения максимума ее диаграммы направленности с центром фокального пятна (точнее, с центром тяжести фигуры проекции пятна на подстилающую поверхность). Такое совмещение обеспечит максимальную амплитуду выходных сигналов приемника при применении остронаправленной радиоантенны. Далее на рис. 2 представлены геометрические соотношения, поясняющие методику измерения параметров ветра системой РАЗ при пассивной радиолокации фокального пятна.

Под влиянием горизонтальной скорости ветра акустический волновой пакет переносится ветром по горизонтали над подстилающей поверхностью, вследствие чего проекция фокального пятна F на плоскость P' мигрирует по этой плоскости от исходного положения в зависимости от скорости и направления ветра. Такая схема может служить основой для разработки новых способов измерения основных метеорологических величин: скорости и направления ветра, температуры и влажности воздуха. Для

решения задачи измерения параметров ветра, например, достаточно отслеживать положение пятна на подстилающей поверхности (плоскости P') с помощью остронаправленной антенны, регистрируя таким образом годограф ветра; для определения температуры и влажности воздуха, как и обычно, необходимо измерить параметры принятых радиосигналов: доплеровский сдвиг частоты, амплитуду или фазу [1, 5].

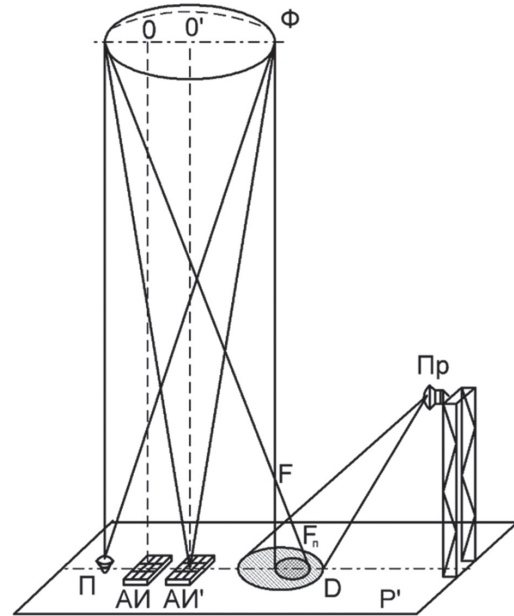


Рис. 1. Схема реализации антенного устройства системы радиоакустического зондирования

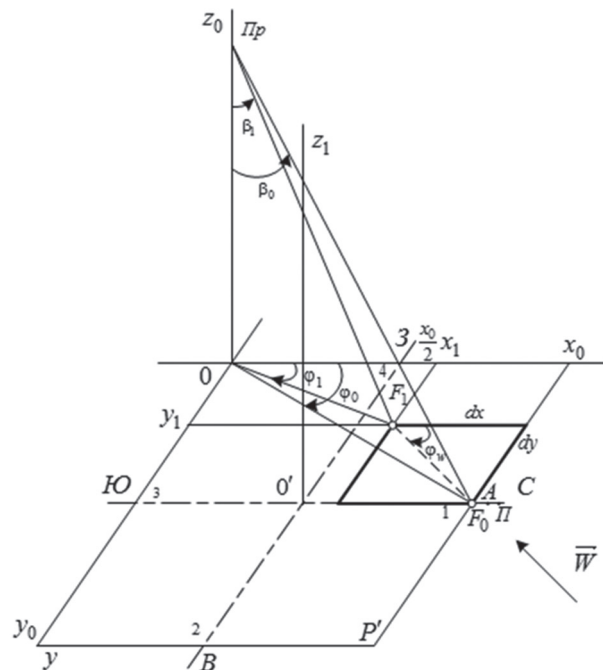


Рис. 2. Геометрические соотношения, поясняющие методику измерения параметров ветра системой РАЗ при пассивной радиолокации фокального пятна

Проанализируем представленную схему с целью оценки возможности применения пассивной радиолокации для реализации способа измерения скорости и направления ветра. В отличие от традиционной для радиолокации, мы исполь-

зуем левую систему декартовых прямоугольных координат, поскольку в метеорологии угол ветра отсчитывается от направления на север по часовой стрелке. Угол ветра в таком случае указывает на направление, откуда дует ветер [8]. В точке с координатами $O(O;O)$ размещена мачта высотой Z_0 , на вершину которой устанавливается приемная остронаправленная радиоантенна Π_p (зеркальная поворотная или в виде фазированной решетки). На плоскость P' размерами $OX_0 \times OY_0$ фокусируется пятно рассеянных сигналов.

Оси системы координат направлены так, что ось OX_0 совпадает с направлением на север, ось OY_0 — с направлением на восток. В зависимости от направления ветра для формирования фокального пятна на плоскости P' используются передающие акустическая антенна A и радиоантенна Π , размещенные по нормали к стороне квадрата в точках 1,2,3 и 4 так, чтобы при отсутствии ветра фокальное пятно находилось в точке F_0 (при нахождении зондирующего акустического пакета на высоте самой нижней точки измерения параметров ветра). Центр подстилающей поверхности, используемый для переотражения, располагается в точке O_1 с координатами $(X_0/2; Y_0/2)$. Предположим, что направление ветра таково, как обозначено на рис. 2 стрелкой \vec{W} . В этом случае смещение пятна F_1 по оси X составит $d_x = X_0 - X_1$, а по оси Y — $d_y = Y_0/2 - Y_1$. Выразим координаты точек F_0 и F_1 через азимуты этих точек φ_0 и φ_1 и через углы визирования β_0 и β_1 . Тогда будем иметь

$$\begin{aligned} X_0 &= Z_0 \cdot \operatorname{tg} \beta_0 \cdot \cos \varphi_0; \\ X_1 &= Z_0 \cdot \operatorname{tg} \beta_1 \cdot \cos \varphi_1; \\ Y_0/2 &= Z_0 \cdot \operatorname{tg} \beta_0 \cdot \sin \varphi_0; \\ Y_1 &= Z_0 \cdot \operatorname{tg} \beta_1 \cdot \sin \varphi_1. \end{aligned} \quad (1)$$

Подставив (1) в выражения для смещения по осям X и Y , получим выражения для d_x и для d_y

$$\begin{aligned} d_x &= Z_0(\operatorname{tg} \beta_0 \cdot \cos \varphi_0 - \operatorname{tg} \beta_1 \cdot \cos \varphi_1) \\ \text{и} \\ d_y &= Z_0(\operatorname{tg} \beta_0 \cdot \sin \varphi_0 - \operatorname{tg} \beta_1 \cdot \sin \varphi_1). \end{aligned}$$

При вертикальном распространении зондирующего акустического пакета скорость звука значительно больше скорости ветра. Поэтому смещение фокального пятна по поверхности P можно приближенно записать в виде

$$d \cong \vec{W} \cdot \Delta t,$$

где Δt — время прохождения центра фокального пятна из точки F_0 в точку F_1 .

В этом случае выражения для составляющих ветра запишутся в виде

$$\begin{aligned} W_x &= \frac{Z_0}{\Delta t}(\operatorname{tg} \beta_0 \cdot \cos \varphi_0 - \operatorname{tg} \beta_1 \cdot \cos \varphi_1) \\ \text{и} \\ W_y &= \frac{Z_0}{\Delta t}(\operatorname{tg} \beta_0 \cdot \sin \varphi_0 - \operatorname{tg} \beta_1 \cdot \sin \varphi_1). \end{aligned} \quad (2)$$

Выражения (2) позволяют определить модуль горизонтальной скорости ветра и его направление, а именно:

$$W = \frac{Z_0}{\Delta t} \sqrt{(\operatorname{tg} \beta_0 \cos \varphi_0 - \operatorname{tg} \beta_1 \cos \varphi_1)^2 + (\operatorname{tg} \beta_0 \sin \varphi_0 - \operatorname{tg} \beta_1 \sin \varphi_1)^2}; \quad (3)$$

$$\varphi_w = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \beta_0 \sin \varphi_0 - \operatorname{tg} \beta_1 \sin \varphi_1}{\operatorname{tg} \beta_0 \cos \varphi_0 - \operatorname{tg} \beta_1 \cos \varphi_1}. \quad (4)$$

При аппаратной реализации такого способа регистрации вертикальных профилей скорости и направления ветра могут быть предложены и другие варианты взаимного размещения мачты, антенных устройств и подстилающей поверхности. Например, возможно построение системы РАЗ с исходным положением фокального пятна в центре координатной сетки рабочего поля подстилающей поверхности. Тогда расчетные выражения (3, 4) будут иметь другой вид.

Отметим, что разрешающая способность измерения параметров ветра по слоям в данном способе, как и в классической радиолокации, определяется разрешением по азимуту и углу визирования. В отличие от технологии трех измерений амплитуды отраженных сигналов [9], где разрешающая способность зависит от измеряемой скорости ветра, т. к. форма огибающей амплитуд отраженных сигналов зависит от времени прохождения пятна по апертуре приемной антенны, разрешающая способность измерений рассматриваемым способом остается постоянной.

3. ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ВЕТРА

Относительная среднеквадратическая погрешность вычисления модуля горизонтальной скорости ветра по выражению (8) может быть записана в виде уравнения полной погрешности (при условии некоррелированности источников погрешности) аналогично с [10]:

$$\frac{\sigma W_z}{W} = \sqrt{\left(\frac{\partial W_z}{\partial Z_0} \frac{\sigma Z_0}{Z_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial W_z}{\partial \Delta t} \frac{\sigma \Delta t}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{\partial W_z}{\partial \beta_0} \frac{\sigma \beta_0}{\beta_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial W_z}{\partial \varphi_0} \frac{\sigma \varphi_0}{\varphi_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial W_z}{\partial \beta_1} \frac{\sigma \beta_1}{\beta_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial W_z}{\partial \varphi_1} \frac{\sigma \varphi_1}{\varphi_1}\right)^2}. \quad (5)$$

Для оценки значения относительной среднеквадратической погрешности измерения горизонтальной скорости ветра необходимо задаться значениями параметров, входящих в расчетное выражение (3). К примеру, если технические параметры антенного устройства системы РАЗ с пассивной радиолокацией имеют такие значения: $Z_0 = 100$ м и $\Delta t = 1$ с, $\beta_0 = 48^\circ$, $\varphi_0 = 26^\circ$, то значения коэффициентов влияния в (5) в этом случае таковы:

$$\frac{\partial W_z}{\partial Z_0} = 0,41; \quad \frac{\partial W_z}{\partial \Delta t} = -41,47;$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_z}{\partial \beta_0} &= 415,85; \quad \frac{\partial W_z}{\partial \varphi_0} = 70,28; \\ \frac{\partial W_z}{\partial \beta_1} &= -268,4; \quad \frac{\partial W_z}{\partial \varphi_1} = -68,88. \end{aligned} \quad (6)$$

Анализируя результаты (6), следует отметить, что наибольшее влияние на относительную среднеквадратическую погрешность измерения горизонтальной скорости ветра в (5) оказывают неопределенности по исходному углу установки приемной антенны в угломестной плоскости и по углу отклонения в этой же плоскости. Исходный угол установки β_0 не зависит от параметров измеряемого ветра, угол же β_1 является искомым, поэтому погрешности его определения следует уделить особое внимание.

Значения большинства относительных среднеквадратических погрешностей измерения параметров, входящих в выражение (5), могут быть оценены по известным методикам. Если при измерении параметров ветра получены значения углов $\beta_1 = 16^\circ$ и $\varphi_1 = 36^\circ$, то при

$$\sigma Z_0 = 10^{-4} \text{ м и } \sigma \varphi_0 = \sigma \beta_0 = 5 \cdot 10^{-4} \quad [11],$$

$$\sigma \Delta t = 10^{-5} \text{ с } [12], \quad \sigma \varphi_1 = \sigma \beta_1 = 0,015^\circ \quad [7,13],$$

относительные среднеквадратические погрешности измерения соответствующих параметров будут равны

$$\begin{aligned} \frac{\sigma Z_0}{Z_0} &= 10^{-6}, \quad \frac{\sigma \Delta t}{\Delta t} = 10^{-5}; \\ \frac{\sigma \beta_0}{\beta_0} &= 1,04 \cdot 10^{-5}; \quad \frac{\sigma \varphi_0}{\varphi_0} = 1,9 \cdot 10^{-5}; \\ \frac{\sigma \beta_1}{\beta_1} &= 0,42 \cdot 10^{-4}; \quad \frac{\sigma \varphi_1}{\varphi_1} = 0,92 \cdot 10^{-4}. \end{aligned} \quad (7)$$

С учетом (6) и (7) относительная среднеквадратическая погрешность измерения горизонтальной скорости ветра (5) с помощью антенного устройства системы РАЗ, позволяющего реализовать пассивную радиолокацию пятна рассеянных сигналов, составит

$$\frac{\sigma W_z}{W_z} \approx 0,06,$$

а среднеквадратичная погрешность измерения горизонтальной скорости ветра в реальной атмосфере при средней скорости ветра 10 м/с — $\sigma W_z \approx 0,6$ м/с.

Рассчитанное значение среднеквадратичной погрешности измерения горизонтальной скорости ветра системой РАЗ с пассивной радиолокацией пятна рассеянных сигналов (в сочетании с уже известной погрешностью измерения температуры воздуха методом РАЗ [1, 5]) показывает, что такие системы перспективны при организации и проведении экологического мониторинга всего пограничного слоя атмосферы. Применение подобных систем в практике метеонаблюдения обуславливается их возможностью получения входных параметров — вертикальных градиентов темпера-

туры и скорости ветра — для моделей турбулентной диффузии загрязняющих атмосферу выбросов естественного и антропогенного характера, а также и дальнего их переноса [14, 15].

Следует отметить, что температурно-ветровая рефракция звуковых волн, вызванная наличием вертикальных градиентов температуры воздуха и скорости ветра и неучтенная при изложенном выше рассмотрении, может вызвать увеличение погрешности измерения параметров ветра предлагаемым способом. Обусловлено это тем, что температурно-ветровая рефракция акустических волн вызовет дополнительное смещение пятна рассеянных радиосигналов, а также изменение формы и площади проекции пятна на подстилающую поверхность. Однако исследование влияния данного метеорологического фактора на эффективность систем РАЗ является предметом дальнейших исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Стоимость создания аппаратуры РАЗ с потенциалом 210–220 дБ для реализации пассивной радиолокации пятна рассеянных сигналов с одной приемной антенной может оказаться значительно ниже стоимости построения целого антенного поля приемных антенн для традиционного радиоакустического зондирования.

2. Наиболее целесообразным представляется использование таких систем РАЗ для метеорологического обеспечения экологического мониторинга атмосферы в районах размещения ТЭЦ, АЭС, крупных площадок хранилищ энергоносителей (нефти, газа и пр.), над которыми запрещены любые полеты.

3. Влияние температурно-ветровой рефракции звуковых волн на погрешность измерения параметров ветра рассмотренным выше способом является задачей последующих исследований.

Авторы благодарят рецензентов за ценные замечания и конструктивную критику, что позволило улучшить содержание статьи.

Коллектив авторов статьи «Пассивная локация пятна рассеянных сигналов при радиоакустическом зондировании атмосферы» сердечно поздравляет *Шифрина Якова Соломоновича* со знаменательным юбилеем — 95 годовщиной со дня рождения, искренне желаем крепкого здоровья и продолжения активной научной деятельности!

Литература

- [1] Прошкин Е.Г., Бабкин С.И., Груша Г.В. и др. Радиоакустическое зондирование атмосферы. Разд. 2 // Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под ред. Кашеева Б.Л., Прошкина Е.Г., Лагутина М.Ф. — Харьков: Коллегиум, 2002. — С. 44–98.
- [2] Система дистанционного измерения высотных профилей ветра и температуры / Всесоюз. центр переводов. — Л-51132. Пер. статьи Исии Е., Ямасаки Я., Кодзима Ю., Окумура С., Фукусима М. из журн. “Нихон мусэн гихо”. 1984. — № 22. — С. 37–41.

- [3] Бабкин С.И., Куценко В.И., Пахомов Ю.А. и др. Компенсация сдвигового действия ветра при радиоакустическом зондировании атмосферы. - В кн. "Тезисы докладов VII Всесоюзн. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (часть 2)". - Томск, ИОА АН СССР, 1982. - С. 138-140.
- [4] А.С. №1658105. СССР МКИ⁴ G01S 13/95. Радиоакустический способ зондирования атмосферы / С.И. Бабкин. (СССР).
- [5] Повышение эффективности систем радиоакустического зондирования. Карташов В.М., Бабкин С.И., Куля Д.Н., Кушнир М.В. Разд.1// Обработка сигналов в радиоэлектронных системах дистанционного мониторинга атмосферы. - Харьков: ТОВ "Компанія СМІТ" 2014. - 314 с.
- [6] Колчинский В.Е., Константиновский М.И., Мандуровский И.А. Автономные доплеровские устройства и системы навигации летательных аппаратов/ Под ред. Колчинского В.Е. - М.: Советское радио, 1975. - 430 с.
- [7] Радиолокационные устройства/ Васин В.В., Власов О.В., Григорин-Рябов В.В. и др.// Под ред. Григорина-Рябова В.В. - М.: Советское радио, 1970. - 680 с.
- [8] Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. - Л.: Гидрометеиздат, 1976. - 639 с.
- [9] Панченко А.Ю. Измерение характеристик ветровых потоков вертикальным радиоакустическим зондированием // В кн. Труды 10 Всесоюзн. симп. по лазерн. и акустич. зондир. атмосферы. Ч. 2. - Томск: ИОА СО АН СССР. - 1989. - С. 127-131.
- [10] Бабкин С.И. Анализ погрешностей регистрации профилей температуры воздуха доплеровским и корреляционным способами // Радиотехника. Всеукр. межвед. научно-техн. сб. - Харьков: ХНУРЕ, 2012. - Вып. 169. - С. 72-78.
- [11] Гидростатические нивелиры. http://www.demetra5.kiev.ua/ru/gidrostaticheskie_niveliry (дата обращения 29.01.2015 г.).
- [12] Орнатский П.П. Теоретические основы информационно-измерительной техники. - Киев: Выща школа, 1976. - 431 с.
- [13] Современная радиолокация: пер. с англ. // под ред. Ю.Б. Кобзарева. - М.: Сов. Радио, 1969. - С. 608-613.
- [14] Берлянд М.Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1975. - 448 с.
- [15] Прошкин Е.Г. Радиоакустическое зондирование в системе контроля загрязнения атмосферного воздуха. - Деп. В УкрНИИГМИ, 05.05.87. - №1382-Ук87. - Харьков: 1987. - 115 с.



Поступила в редколлегию 6.03.215

Карташов Владимир Михайлович, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой радиоэлектронных систем ХНУРЭ, научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории зондирования атмосферы, академик Международной

академии наук прикладной радиоэлектроники Украины, России и Беларуси. Научные интересы: обработка сигналов, системы дистанционного зондирования атмосферы.



Бабкин Станислав Иванович, кандидат технических наук, доцент кафедры РЭС ХНУРЭ, заведующий ПНИЛ зондирования атмосферы. Научные интересы: радиоакустическое зондирование атмосферы.



Толстых Елизавета Геннадиевна, аспирант кафедры РЭС ХНУРЭ. Научные интересы: дистанционное зондирование атмосферы.

УДК 551.501.8:621.396.96

Пасивна локація плями розсіяних сигналів при радіоакустичному зондуванні атмосфери / В.М. Карташов, С.І. Бабкін, Є.Г. Толстих // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. - 2015. - Том 14. - № 1. - С. 59-63.

Розглянуто нову для технологій радіоакустичного зондування атмосфери методику — пасивну радіолокацію плями розсіяних сигналів, сфокусованої сферичними хвильовими фронтами акустичного пакета. Запропонований оригінальний спосіб вимірювання швидкості горизонтального вітру та його напрямку за допомогою методики зондування, яка розглядається. Теоретично оцінено відносну середньоквадратичну похибку вимірювання модуля горизонтальної швидкості вітру.

Ключові слова: радіо, акустика, антена, зондування, атмосфера, вимірювання, похибка.

Лл.: 2. Бібліогр.: 15 найм.

UDC 551.501.8:621.396.96

Passive location of a spot of scattered signals at radioacoustic atmospheric sounding / V.M. Kartashov, S.I. Babkin, E.G. Tolstykh // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. - 2015. - Vol. 14. - № 1. - P. 59-63.

The paper considers a new technique for radioacoustic atmospheric sounding technologies. The said technique is passive spot radiolocation of scattered signals. This spot is focused by the spherical wave fronts of an acoustic package. An original method of horizontal wind speed and direction measurements using the mentioned technique is offered. The relative mean square error of measurement of a module of wind horizontal speed is theoretically estimated.

Keywords: radio, acoustics, antenna, sounding, atmosphere, measurement, error.

Fig.: 2. Ref.: 15 items.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕКЦИИ АКТИВНОЙ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ РАДИОТЕЛЕСКОПА ГУРТ

А. А. КОНОВАЛЕНКО, П. Л. ТОКАРСКИЙ, С. Н. ЕРИН

Представлены математическая модель и результаты численных расчетов параметров секции активной фазированной антенной решетки Гигантского Украинского Радиотелескопа (ГУРТ) декаметрового и метрового диапазонов волн, который сооружается в настоящее время вблизи г. Харькова на территории радиоастрономической обсерватории им. С. Я. Брауде Радиоастрономического института Национальной академии наук Украины. Модель базируется на матричной теории антенных решеток, сочетающей в себе электродинамический подход к анализу решетки излучателей с методами теории многополюсников СВЧ для описания фидерной схемы АФАР. Приведены и проанализированы результаты численного расчета эффективной площади антенной решетки в широком секторе сканирования луча в диапазоне частот 10–80 МГц.

Ключевые слова: активная фазированная антенная решетка, радиотелескоп, эффективная площадь приемной антенны.

ВВЕДЕНИЕ

Повышенный интерес к низкочастотной радиоастрономии [1], который наблюдается в последние годы, стимулировал создание новых гигантских радиотелескопов для диапазона частот 10–80 МГц, среди которых следует назвать LOFAR [2], LWA [3], LSS/NenuFAR [4]. К ним следует также отнести радиотелескоп нового поколения ГУРТ [5], который является развитием крупнейшего в мире радиотелескопа УТР-2 [6] декаметрового диапазона волн. Антеннами в этих радиотелескопах служат активные фазированные антенные решетки (АФАР), которые во многом определяют их параметры. Поэтому корректная оценка параметров радиотелескопа практически невозможна без всестороннего исследования параметров используемых в них АФАР. К настоящему времени уже появились несколько публикаций, посвященных оценке параметров АФАР некоторых из названных радиотелескопов (см., например, [7–9]). АФАР нового радиотелескопа ГУРТ будет состоять из отдельных идентичных секций, которые являются основными ее структурными единицами. На сегодняшний день построено уже 9 секций, и количество их предполагается довести до сотни по мере развития проекта. В настоящей работе разработана математическая модель такой секции, а также приведены результаты численного анализа ее эффективной площади, которая является одним из основных параметров любой приемной антенны. Модель базируется на матричной теории антенных решеток, сочетающей в себе электродинамический подход к анализу решетки антенных элементов с методами теории многополюсников СВЧ для описания фидерной схемы АФАР.

1. СТРУКТУРА СЕКЦИИ АФАР

Секция АФАР ГУРТ представляет собой плоскую регулярную антенную решетку, состоящую из 25 антенных элементов, снабженную фидерной системой, которая выполняет функции

усиления, фазирования и суммирования принятых сигналов. Элементы решетки расположены в узлах квадратной сетки с шагом $d = 3,75$ м. Каждый антенный элемент состоит из двух плоских взаимно перпендикулярных диполей сложной формы с независимыми входами, что позволяет принимать падающие волны двух ортогональных линейных поляризаций отдельно.

Схема расположения диполей в секции и геометрия диполя приведены на рис. 1, а и рис. 1, б, соответственно.

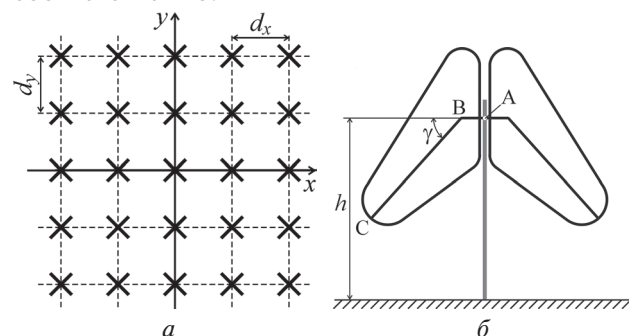


Рис. 1. Размещение элементов в секции АФАР (а) и эскиз конструкции диполя (б)

Высота точек питания диполей выбрана $h = 1,6$ м над поверхностью земли, полная длина плеч диполей вдоль линии АВС составляет 1,4 м. Ряды диполей расположены вдоль направлений Север-Юг и Запад-Восток, а сами диполи повернуты на угол 45° относительно этих направлений. Сигналы, переносимые волнами разных поляризаций и принимаемые ортогональными диполями, обрабатываются отдельно в двух идентичных трактах, функциональная схема одного из которых приведена на рис. 2.

На рисунке показано, что сигналы, принятые диполями, поступают на входы высоколинейных малошумящих усилителей (МШУ) [5], а после них на входы разветвленной фидерной схемы.

Эта схема состоит из шести идентичных диаграммообразующих модулей ДМ-1...ДМ-6 [10],

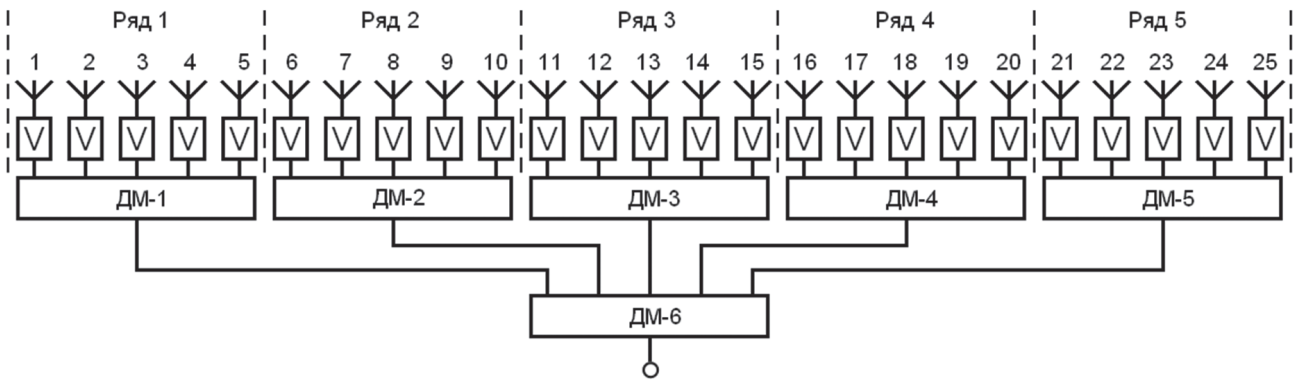


Рис. 2. Функциональная схема секции АФАР ГУРТ

которые выполняют функции суммирования и фазирования сигналов внутри секции по строчно-столбцовому принципу. Пять из них, ДМ-1...ДМ-5, фазируют и суммируют сигналы внутри каждого ряда диполей, а шестой – сигналы с выходов предыдущих пяти модулей, что позволяет осуществлять как полное суммирование принятых сигналов, так и управление лучом по двум координатам. Выход шестого модуля ДМ-6, является, по сути, выходом секции для сигнала, переносимого волной одной из двух ортогональных линейных поляризаций. Каждый диаграммообразующий модуль состоит из пятиканального дискретного пятиразрядного фазовращателя на переключаемых отрезках линий временной задержки и равноплечего сумматора 5:1, что обеспечивает равномерное амплитудное сложение сигналов и независимость направления главного максимума множителя решетки от частоты. Данная схема позволяет формировать 17×17 линейных двумерных фазовых распределений суммируемых сигналов по двум координатам, однако только $M = 213$ из них формируют главные лепестки ДН секции в области реальных углов. На рис. 3 показано расположение всех $p = 1, \dots, M$ дискретных максимумов ДН множителя решетки секции АФАР на UV -плоскости, где U и V – обобщенные угловые координаты, определяемые, как $U = \sin \theta \sin \varphi$ и $V = \sin \theta \cos \varphi$.

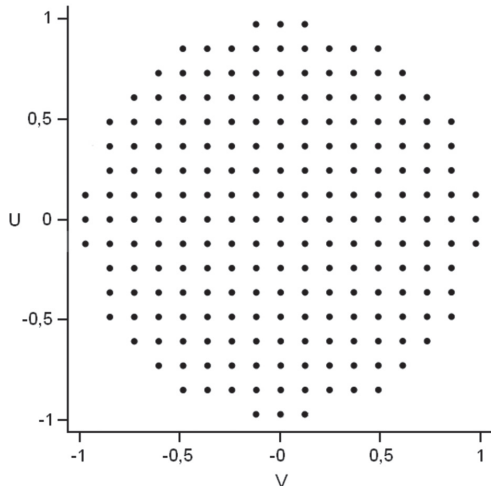


Рис. 3. Расположение направлений фазирования луча секции АФАР ГУРТ на UV -плоскости

При радиоастрономических наблюдениях лучи ДН секции АФАР переключаются по заданной программе с помощью управляющего компьютера, который в реальном времени вычисляет пятиразрядный управляющий код и пересылает его на цепи управления соответствующих диаграммообразующих модулей. Сигналы с выходов всех секций поступают на входы многоканального приемника с цифровой обработкой сигналов, где оцифровываются, обрабатываются и сохраняются на носителях информации.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЕКЦИИ АФАР

Представим модель АФАР в виде каскадного соединения двух многополюсников (рис. 4), первый из которых (МП-I) соответствует N -элементной антенной решетке, а второй (МП-II) – ее фидерной схеме, которая включает в себя все МШУ и диаграммообразующие модули (см. рис. 2).

Определим параметры этих многополюсников, и начнем с $2N$ -полюсника МП-I (рис.4). Будем полагать, что N входов МП-I, расположенные в сечении “ β ”, соответствуют реальным входным клеммам элементов решетки, к которым подключены фидерные линии с заданными волновыми сопротивлениями $Z_{\text{вн}}$ ($n = \overline{1, N}$). Другие N входов МП-I, расположенные в сечении “ α ”, осуществляют связь антенной решетки с внешним пространством, которое можно представить в виде набора N независимых каналов, где распространяются ортогональные сферические электромагнитные волны (сходящихся и расходящихся), взаимодействующие с антенной решеткой [11].

Исходными данными для математического описания многополюсника МП-I служат параметры антенной решетки, определяемые с помощью ее электродинамического моделирования. К таким параметрам относятся матрица собственных и взаимных импедансов Z антенной решетки, а также ее N векторных нормированных парциальных диаграмм направленности $\vec{F}_n(\theta, \varphi)$ и N парциальных коэффициентов усиления (КУ) G_n , которые определяются при воз-

буждении входа одного из элементов в составе решетки (n -го), в то время как входы остальных ее элементов ($m = 1, \dots, N, m \neq n$) разомкнуты.

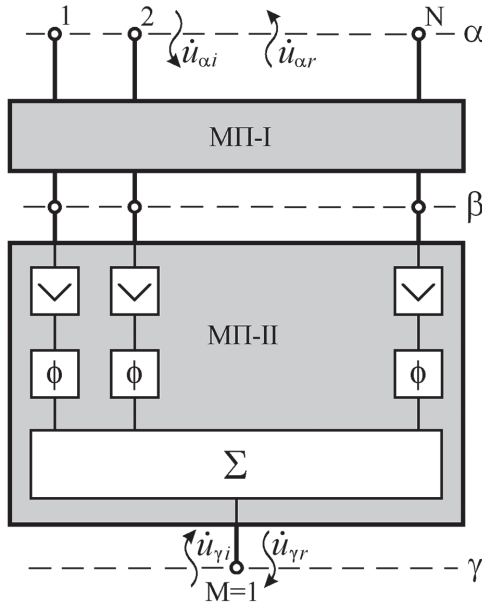


Рис. 4. Блок-схема АФАР в виде соединения двух многополюсников

Уравнение, связывающее нормированные комплексные амплитуды падающих $\dot{u}_{\alpha i}$, $\dot{u}_{\beta i}$ и отраженных $\dot{u}_{\alpha r}$, $\dot{u}_{\beta r}$ волн на входах МП-I, запишем в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} \dot{u}_{\alpha r} \\ \dot{u}_{\beta r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S'_{\alpha\alpha} & S'_{\alpha\beta} \\ S'_{\beta\alpha} & S'_{\beta\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{u}_{\alpha i} \\ \dot{u}_{\beta i} \end{pmatrix} = S' \begin{pmatrix} \dot{u}_{\alpha i} \\ \dot{u}_{\beta i} \end{pmatrix},$$

где S' – матрица рассеяния антенной решетки, которую можно определить, как [12, 13]

$$S' = \begin{pmatrix} -\mathbf{J}^{-1} \mathbf{A} \mathbf{J}_t^{-1} + \mathbf{J}_t^* \mathbf{J}_t^{-1} & \mathbf{J}^{-1} \mathbf{A} \\ \mathbf{A} \mathbf{J}_t^{-1} & \mathbf{E} - \mathbf{A} \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{A} = 2(\mathbf{z} + \mathbf{E})^{-1};$$

\mathbf{z} – нормированная матрица импедансов, элементы которой связаны с элементами матрицы \mathbf{Z} соотношением: $z_{mn} = Z_{mn} / \sqrt{Z_{wm} Z_{wn}}$; \mathbf{E} – единичная матрица N -го порядка; \mathbf{J} – вспомогательная квадратная матрица N -го порядка, определяемая из матричного уравнения

$$\mathbf{J}_t^* \cdot \mathbf{r}_\Sigma \cdot \mathbf{J} = \mathbf{E};$$

\mathbf{r}_Σ – нормированная матрица сопротивлений излучения антенной решетки, элементы которой определяются по формуле

$$r_{\Sigma mn} = \oint_{4\pi} \vec{f}_m^* \cdot \vec{f}_n d\Omega;$$

$d\Omega$ – элемент телесного угла;

$$\vec{f}_n(\theta, \varphi) = \sqrt{G_n r_{nn} / 4\pi} \cdot \vec{F}_n(\theta, \varphi); r_{nn} = \text{Re}(z_{nn}).$$

Здесь и далее для обозначения векторов и матриц используются следующие символы: \mathbf{U} – квадратная матрица, u – матрица-столбец, $\langle u$ – матрица-строка, $\{u\}$ – диагональная матрица; t и $*$ – знаки транспонирования и комплексного сопряжения соответственно.

Будем полагать, что антенная решетка работает в приемном режиме и единственным источником ее возбуждения служит плоская электромагнитная волна с напряженностью электрического поля \dot{E}^i , приходящая из направления (θ, φ) . Тогда падающие волны $\dot{u}_{\alpha i}$ (рис. 4), создаваемые этой плоской волной, будут определяться, как:

$$\dot{u}_{\alpha i} = -j\lambda \frac{1}{\sqrt{2Z_0}} \mathbf{J}_t \dot{E}^i \vec{f}(\theta, \varphi),$$

где λ – длина волны в свободном пространстве, а Z_0 – его характеристическое сопротивление.

Найдем теперь параметры многополюсника МП-II, в состав которого входят МШУ, фазовращатели и сумматор. Матрицы рассеяния этих устройств выглядят так:

– малошумящего усилителя

$$S_y = \begin{pmatrix} S_{y11} & S_{y12} \\ S_{y22} & S_{y22} \end{pmatrix};$$

– фазовращателя, включенного в канал n -го антенного элемента

$$S_{\phi pn} = \begin{pmatrix} 0 & \phi_{pn} \\ \phi_{pn} & 0 \end{pmatrix},$$

где $\phi_{pn} = e^{-j\Psi_{pn}}$;

$$\Psi_{pn} = \frac{2\pi}{\lambda} (x_n \sin \theta_p \cos \varphi_p + y_n \sin \theta_p \sin \varphi_p + z_n \cos \theta_p);$$

(x_n, y_n, z_n) – координаты фазового центра n -го элемента; (θ_p, φ_p) – направление фазирования p -го луча секции;

– равноплечего сумматора с согласованными и развязанными входами

$$S_\Sigma = \frac{1}{\sqrt{N}} \begin{pmatrix} \mathbf{0} & 1 \\ 1 & \mathbf{0} \end{pmatrix}.$$

Учитывая схему соединения этих устройств (рис. 4) и используя формулы, определяющие параметры составного многополюсника [14], можно определить матрицу рассеяния S_p'' всего МП-II:

$$S_p'' = \begin{pmatrix} S_{y11} \mathbf{E} & e^{-j\Psi_{pn}} \frac{S_{y12}}{\sqrt{N}} \\ \langle e^{-j\Psi_{pn}} \frac{S_{y21}}{\sqrt{N}} & \langle e^{-j\Psi_{pn}} e^{-j\Psi_{pn}} \frac{S_{y22}}{N} \end{pmatrix},$$

которая зависит от состояния фазовращателей, определяющих направление p -го луча ДН секции.

Теперь, когда мы определили параметры обоих многополюсников, входящих в блок-схему (рис. 4), нетрудно найти матрицу рассеяния S_p объединенного многополюсника, эквивалентного всей АФАР, также воспользовавшись формулами из [14]. В этой матрице, которая будет иметь следующий вид

$$S_p = \begin{pmatrix} S_{\alpha\alpha p} & S_{\alpha\gamma p} \\ \langle S_{\gamma\alpha p} & S_{\gamma\gamma p} \end{pmatrix},$$

нам понадобится лишь один блок $\langle S_{\gamma\alpha p} \rangle$, необходимый для расчета амплитуды волны $\dot{u}_{\gamma r p}$, бегущей в сторону нагрузки:

$$\dot{u}_{\gamma r p} = \langle S_{\gamma\alpha p} \dot{u}_{\alpha i} \rangle = \frac{-j\lambda \dot{E}^i}{\sqrt{2Z_0}} \langle i_{ep} \cdot f(\theta, \varphi) \rangle. \quad (1)$$

где $\langle i_{ep} = -j \frac{S_{y21}}{\sqrt{N}} \langle e^{-j\varphi_{pm}} [\mathbf{E} - (\mathbf{E} - \mathbf{A}) S_{y11}]^{-1} \mathbf{A} \rangle$ — матрица-строка, определяющая эквивалентное распределение тока на входах элементов АФАР в режиме приема p -м лучом. При записи выражения (1) предполагалось, что поляризация падающей плоской волны и поляризация ДН элементов решетки совпадают.

Из (1) нетрудно получить p -ю нормированную ДН АФАР:

$$F_p(\theta, \varphi) = \langle i_{ep} \cdot f(\theta, \varphi) \rangle / \langle i_{ep} \cdot f(\theta_{p \max}, \varphi_{p \max}) \rangle,$$

где $(\theta_{p \max}, \varphi_{p \max})$ — направление ее главного максимума.

Из (1) также можно найти мощность в нагрузке АФАР в режиме приема p -м лучом, как [13]

$$P_{rec p} = |\dot{u}_{\gamma r p}|^2 = S^i \lambda^2 \left| \langle i_{ep} f(\theta, \varphi) \rangle \right|^2,$$

где S^i — плотность потока мощности падающей плоской волны.

Эту мощность можно выразить через основные энергетические параметры секции АФАР [13] для p -го луча

$$P_{rec p} = S^i \frac{\lambda^2}{4\pi} G_{ep} = S^i \frac{\lambda^2}{4\pi} D_p \eta_{ep} = S^i A_{eff p} \eta_{ep},$$

где D_p — КНД

$$D_p(\theta, \varphi) = \frac{4\pi \left| \langle i_{ep} f(\theta, \varphi) \rangle \right|^2}{\langle i_{ep}^* \mathbf{r}_\Sigma i_{ep} \rangle};$$

эффективная площадь $A_{eff p}$

$$A_{eff p}(\theta, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} D_p(\theta, \varphi);$$

G_{ep} — эквивалентный КУ и η_{ep} — эквивалентный КПД

$$G_{ep}(\theta, \varphi) = 4\pi \left| \langle i_{ep} f(\theta, \varphi) \rangle \right|^2 = D_p \eta_{ep},$$

$$\eta_{ep} = \langle i_{ep}^* \mathbf{r}_\Sigma i_{ep} \rangle,$$

которые учитывают не только тепловые потери в системе, но и потери из-за импедансного несогласования элементов решетки с фидерной схемой.

3. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ

Описанная модель АФАР была использована для расчета энергетических параметров секции ГУРТ, а также ее диаграмм направленности для всех $M = 213$ дискретных положений луча, покрывающих большую часть верхней полусферы. При этом предполагалось, что секция АФАР состоит из 25 плоских параллельных диполей, поляризация ДН которых совпадает с поляризацией падающей плоской волны.

Матрицы импедансов секции АФАР и ее парциальные ДН вычислялись с помощью известной программы NEC-2 [16], позволяющей выполнять электродинамическое моделирование проволочных антенн и решеток, расположенных вблизи реальной земли, параметры которой принимались такими: $\epsilon_r = 10$ и $\sigma = 0,025$ С/м. Методика расчета этих параметров для секции АФАР ГУРТ с помощью программы NEC-2 подробно описана в [17]. Ниже приведены результаты расчета эффективной площади исследуемой секции в диапазоне частот 10...80 МГц при дискретном сканировании луча в верхней полусфере. В процессе анализа характеристик решетки с помощью описанной модели были рассчитаны $M = 213$ угловых зависимостей эффективной площади секции АФАР $A_{eff p}(\theta, \varphi)$, каждая из которых соответствует p -му направлению луча. На рис. 5 показаны трехмерные поверхности $\overline{A_{eff}}(U, V)$, которые являются огибающими семейства главных лепестков ДН эффективных площадей $A_{eff p}(U, V)$ ($p = 1, 2, \dots, M$), нормированных на каждой частоте относительно их максимального значения $\overline{A_{eff}}(U, V) = A_{eff}(U, V) / \max(A_{eff p})$. Графики рассчитаны для частот $f = (10, 30, 40, 50, 60, 70)$ МГц.

На этих рисунках хорошо видно, как на каждой частоте изменяется эффективная площадь решетки при переходе с одного дискретного луча на другой и каковы провалы $\overline{A_{eff}}$ в промежутках между максимумами соседних лучей. На рис. 5 можно проследить, как изменяется распределение ее на UV -плоскости при переходе с одной частоты на другую. Здесь также видно, что провалы $\overline{A_{eff}}$ между максимумами соседних лучей с ростом частоты постепенно углубляются, если на частоте 10 МГц они практически не видны и поверхность $\overline{A_{eff}}(U, V)$ выглядит вполне гладкой, то на частоте 70 МГц эти провалы доходят до -3 дБ по отношению к максимальному уровню смежных лучей.

Несмотря на высокую информативность графиков, изображенных на рис. 5, они не дают ответа на главный вопрос, каковы абсолютные значения $A_{eff p}$ и как они изменяются с частотой? Поэтому на рис. 6 приведены зависимости эффективной площади секции АФАР от угла прихода волны θ в плоскости E (рис. 6, а) и плоскости H (рис. 6, б) для сетки частот в диапазоне 10...80 МГц. Эти кривые, по сути, являются сечениями поверхностей, аналогичных изображенным на рис. 5, однако построенных для ненормированных значений $A_{eff}(\theta, \varphi)$. Большинство из этих кривых имеют многоэкстремальный характер, который возникает из-за плавного перехода направления прихода волны с вершины одного луча, на вершину смежного. При этом форма кривой, иллюстрирующая поведение эффективной площади решетки при отклонении направления прихода волны от зенита заметно зависит от частоты. Так, например, кривая $A_{eff}(\theta)$ на

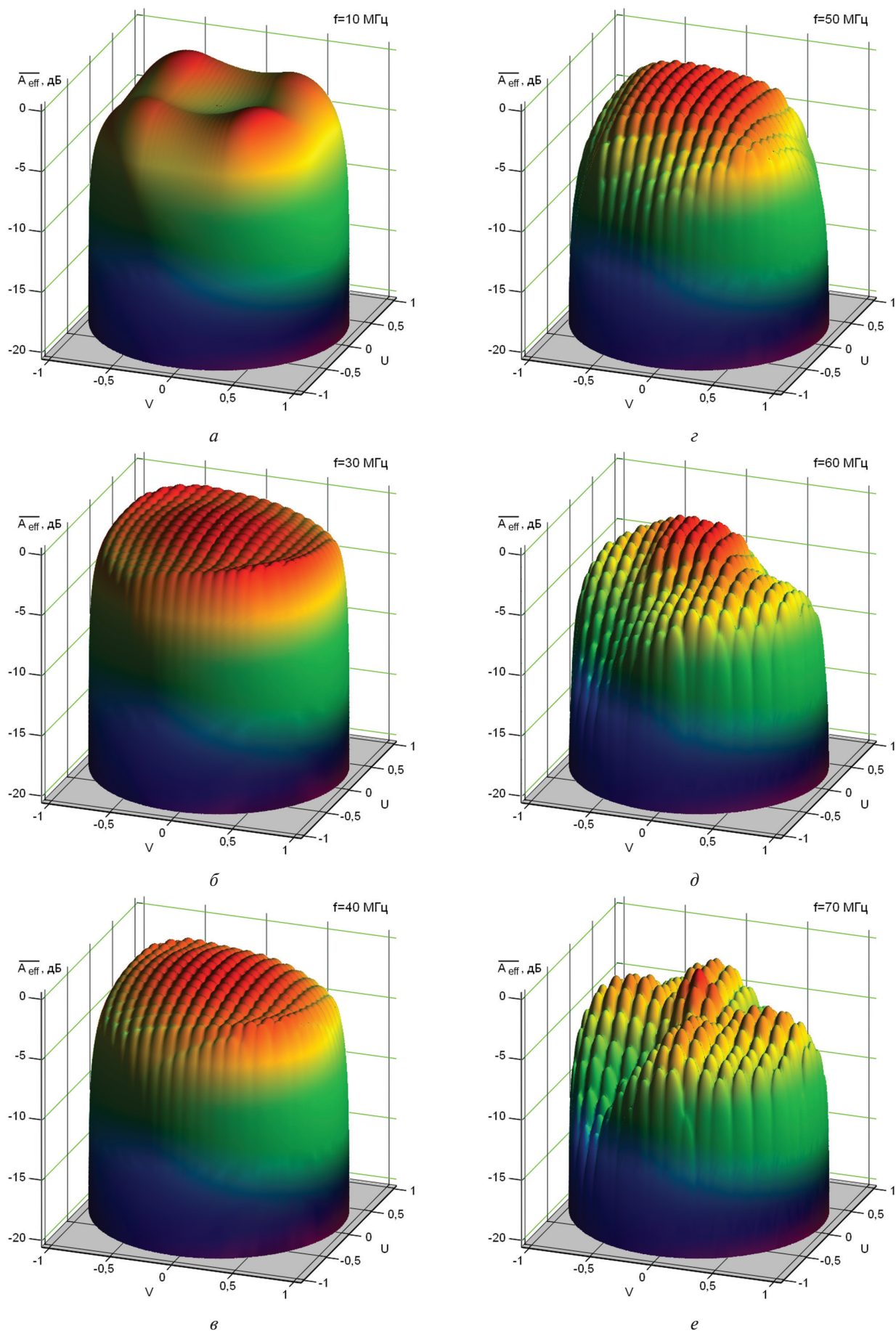


Рис. 5. Рельеф угловой зависимости нормированной эффективной площади $\overline{A}_{eff p}(U, V)$ секции АФАР ГУРТ, формируемый главными лепестками ее ДН при ориентации их в $p = 1, \dots, M$ направлений на частотах: а) 10 МГц; б) 30 МГц; в) 40 МГц; г) 50 МГц; д) 60 МГц; е) 70 МГц

частоте 40 МГц, где расстояния между излучателями равны половине длины волны, падает с ростом θ примерно так же, как и проекция геометрической площади решетки $S_g(\theta) = Nd_x d_y \cos\theta$ на направление прихода волны.

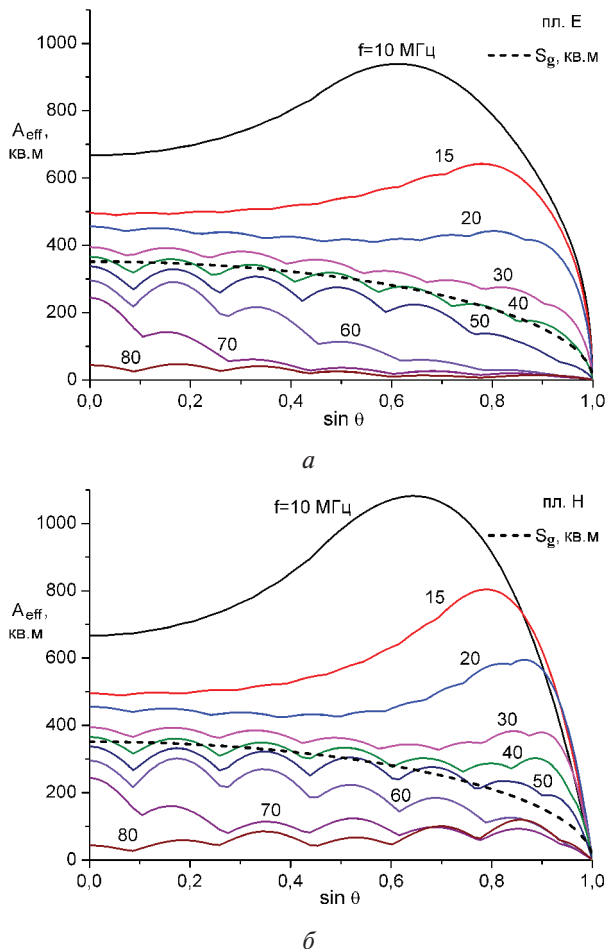


Рис. 6. Угловые зависимости эффективной площади секции АФАР ГУРТ в плоскостях E и H в диапазоне частот 10...80 МГц

Такое совпадение, в принципе, закономерно, поскольку плоская эквидистантная решетка с полуволновым шагом по своим направленным свойствам близка к непрерывно возбужденной апертуре, которую и представляет кривая $S_g(\theta)$. Похожее поведение $A_{eff}(\theta)$ имеет место и на частотах выше 40 МГц.

Иной характер зависимости $A_{eff}(\theta)$ мы наблюдаем на частотах ниже 20 МГц. При отклонении луча от нормали эффективная площадь решетки вначале растет, а затем, пройдя максимум, величина которого может более чем на 2 дБ превышать значение в зените, быстро падает до нуля с приближением θ к 90 градусам. Такое anomalous поведение $A_{eff}(\theta, \varphi)$ объясняется тем, что на этих частотах ширины главных лучей ДН решетки и ДН одиночного элемента мало отличаются. Поэтому луч решетки при отклонении от нормали заметно деформируется, поскольку его отклонению препятствует ДН одиночного элемента. Из-за этого эффекта реальный луч решетки при отклонении от зенита сужается, что

приводит к росту ее КНД и увеличению эффективной площади. При больших отклонениях от нормали главный луч множителя решетки подавляется диаграммой направленности элемента, в результате чего уровень реального луча решетки падает, а вместе с ним и ее A_{eff} , причем это падение тем быстрее, чем ближе направление θ прихода плоской волны к горизонту.

ВЫВОДЫ

Разработана математическая модель АФАР, описывающая ее как единую систему и корректно учитывающая взаимодействие всех ее элементов. Получены соотношения для расчета основных энергетических характеристик и диаграмм направленности АФАР. Выполнен численный анализ эффективной площади секции АФАР ГУРТ в широком диапазоне частот при дискретном перемещении ее луча во всей верхней полусфере. Показано, что с помощью предложенной модели можно эффективно выполнять анализ АФАР, работающей в режиме приема при дискретном сканировании луча в заданном секторе пространственных углов и в широком диапазоне частот. Результаты данной работы могут быть полезны разработчикам АФАР различного назначения.

Авторы от всей души поздравляют всемирно признанного корифея в области радиофизики и антенной техники, Заслуженного деятеля науки и техники Украины, доктора технических наук, профессора Я.С. Шифрина со славным Юбилеем, и, считая его своим Учителем, указавшим путь в большую науку, выражают ему свою искреннюю благодарность за постоянное внимание к работам в области создания антенных систем новых перспективных радиотелескопов, за ценные советы при проведении исследований и за дружескую поддержку во всех аспектах нашей жизни.

Литература

- [1] Коноваленко А.А. Перспективы низкочастотной радиоастрономии // Радиофизика и радиоастрономия, 2005. – Т. 10. – Специальный выпуск. – С. S89–S114.
- [2] De Vos M., Gunst A.W., Nijboer R. The LOFAR Telescope: System Architecture and Signal Processing // IEEE Proceedings, 2009. – Vol. 97, Issue 8. – P. 1421–1430.
- [3] Ellingson S.W., Clarke T. E., Cohen A., Craig J., Kassim N. E., Pihlstrom Y., Rickard L.J., Taylor G.B. The Long Wavelength Array // IEEE Proceedings, 2009. – Vol. 97, Issue 8. – P. 1431–1437.
- [4] Zarka P., Girard J. N., Tagger M., Denis L. et al. LSS/NENUFAR: The LOFAR Super Station Project in Nançay // SF2A 2012. Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. Eds.: S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, R. Samadi, D. Valls-Gabaud and H. Wozniak, pp.687–694; 12/2012.
- [5] Konovalenko A.A., Falkovich I.S., Gridin A.A., Tokarsky P.L., Yerin S.N. UWB active antenna array for low frequency radio astronomy // Proc. of the VI-th Intern.

Conf. on Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS'12). – Sevastopol, Ukraine, September 2012. – P. 39–43.

- [6] Брауде С.Я., Мень А.В., Содин Л.Г. Радиотелескоп декаметрового диапазона волн УТР-2 // Антенны. Сб. Статей / под ред. А.А.Пистолькорса. – Вып. 26. – М.: Связь, 1978. – С. 3–15.
- [7] Ellingson S.W., Simonetti J.H., Patterson C.D. Design and Evaluation of an Active Antenna for a 29–47 MHz Radio Telescope Array // IEEE Trans. Antennas and Propagation, 2007. – Vol. 55, No. 3. – P. 826–831.
- [8] Ellingson S.W. Sensitivity of Antenna Arrays for Long-Wavelength Radio Astronomy // IEEE Trans. Antennas and Propagation, 2011. – Vol. 59, No. 6. – P. 1855–1863.
- [9] Wijnholds S.J. In Situ Antenna Performance Evaluation of the LOFAR Phased Array Radio Telescope // IEEE Trans. Antennas and Propagation, 2011. – Vol. 59, No. 6. – P. 1981–1989.
- [10] Ерин С.Н., Токарский П.Л., Гридин А.А., Бубнов И.Н., Коноваленко А.А., Фалькович И.С., Резник А.П. Диаграммообразующий модуль для секции антенной решетки радиотелескопа ГУРТ декаметрового и метрового диапазонов волн // Радиофизика и радиоастрономия, 2014. – Т. 19, № 3. – С. 240–248.
- [11] Сазонов Д.М. Основы матричной теории антенных решеток. – Сборник научно – методических статей по прикладной электродинамике // М.: Высшая школа, 1983. – Вып. 6. – С. 111–162.
- [12] Токарский П.Л. Матрица рассеяния антенной решетки с джоулевыми потерями в излучателях // Известия вузов. Радиоэлектроника, 1984. – Т. 27, № 2. – С. 81–83.
- [13] Токарский П.Л. Матричная модель диссипативной антенной решетки // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2006. – Вып. 146. – С. 156–170.
- [14] Сазонов Д.М., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. – М.: Высшая Школа, 1981. – 295 с.
- [15] Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. – М.: Энергия, 1975. – 528 с.
- [16] Burke G.J., Poggio A.G. Numerical Electromagnetic Code (NEC) Pt. II. Program Description - Code, Lawrence Livermore National Laboratory, UCID-18834; USA, Ca., 1981.
- [17] Tokarsky P.L., Yerin S.N. A Multiport Approach to Modeling of Phased Antenna Array for Radio Astronomy // Proc. of the 43th European Microwave Conference (EuMC 2013), Nuremberg, Germany, 6-11 October 2013. – P. 1651–1654.



Поступила в редколлегию 6.03.2015

Коноваленко Александр Александрович, доктор физико-математических наук, академик Национальной академии наук Украины, заместитель директора Радиоастрономического института Национальной академии наук Украины. Научные интересы: радиоастрономия, астрофизика.



Токарский Петр Львович, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник Радиоастрономического института Национальной академии наук Украины. Научные интересы: теория антенных решеток, электродинамическое моделирование излучающих систем.



Ерин Сергей Николаевич, младший научный сотрудник Радиоастрономического института Национальной академии наук Украины. Научные интересы: наблюдательная радиоастрономия, фазированные антенные решетки.

УДК 621.396.677.494:520.272.2

Моделювання секції фазованої антенної решітки радіотелескопа ГУРТ / О.О. Коноваленко, П.Л. Токарський, С.М. Єрін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2015. – Том 13. – № 1. – С. 64–70.

Наведено математичну модель та результати чисельних розрахунків параметрів секції активної фазованої антенної решітки Гігантського Українського Радіотелескопу (ГУРТ) декаметрового та метрового діапазонів хвиль, який споруджується сьогодні поблизу м. Харкова на території обсерваторії Радиоастрономічного інституту Національної академії наук України. Модель базується на матричній теорії антенних решіток, що поєднує в собі електродинамічний підхід до аналізу решітки випромінювачів з методами теорії багатополюсників НВЧ для опису фідерної схеми АФАР. Наведено та проаналізовано результати чисельного розрахунку ефективної площі антенної решітки в широкому секторі сканування променя в діапазоні частот 10–80 МГц.

Ключові слова: активна фазована антенна решітка, радіотелескоп, ефективна площа приймальної антени. Л.: 06. Бібліогр.: 17 найм.

UDC 621.396.677.494:520.272.2

Modeling of a subarray of a GURT radio telescope active antenna array / A.A. Konovalenko, P.L. Tokarsky, S.N. Yerin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2015. – Vol. 13. – № 1. – P. 64–70.

The paper presents a mathematical model and the results of numerical calculations of a subarray of an active phased antenna array of the Giant Ukrainian Radio Telescope (GURT) operating in the decameter and meter wave range which is being built nearby Kharkiv on the premises of the observatory of the Radio Astronomy Institute of the NAS of Ukraine. The model is based on matrix theory of antenna arrays which combines full-wave electromagnetic approach to analyzing an antenna array of radiators with methods of microwave multiport network theory for its feeder circuit description. The calculation results of the effective area of the active antenna array in a wide beam scanning sector over a frequency band of 10-80 MHz are given and analyzed.

Keywords: active phased antenna array, radio telescope, effective area of a receiving antenna.

Fig.: 06. Ref.: 17 items.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОЛЯ РЕТРОДИРЕКТИВНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Л.Г. КОРНИЕНКО, Я.С. ШИФРИН

Рассмотрен подход к статистическому анализу поля ретроdirective антенной решетки, позволивший исследовать ее направленные и поляризационные характеристики с учетом специфики фазовых ошибок в ортогональных компонентах поля возбуждения излучателей. Результаты позволяют обосновать требования к погрешности производства и стабильности параметров тракта СВЧ при заданных (допустимых) искажениях характеристик переизлученной волны и оценить степень применимости решеток в различных радиотехнических системах.

Ключевые слова: ретроdirective антенная решетка, решетка Ван Атта, фазовые ошибки, переизлученная частично поляризованная волна, средняя интенсивность поля, средняя интенсивность обратного излучения, степень поляризации, поляризационная диаграмма полностью поляризованной составляющей поля.

ВВЕДЕНИЕ

Основы статистической теории антенн (СТА) изложены в [1] на примере линейной системы непрерывно распределенных источников. Особенности статистики поля антенных решеток рассмотрены в [2]. В этих работах анализируется статистика поля системы идентичных одинаково ориентированных излучателей, поляризация которых не подвергается случайным воздействиям и полностью определяется поляризацией излучателя. Поэтому анализируются статистические характеристики множителя системы излучателей, которые возбуждаются сигналами со случайными отклонениями в амплитудно-фазовом распределении. Определяются средние, флуктуационные, корреляционные характеристики поля излучения.

В последние годы находят применение антенные решетки с управляемой (переключаемой) поляризацией [3]. В них используются биортогональные излучатели, способные излучать (принимать) поля с произвольными поляризациями. Управление поляризацией достигается изменением амплитудно-фазовых соотношений ортогональных составляющих полей. При этом в силу тех или иных причин возникают случайные ошибки, приводящие к случайным флуктуациям поляризационной структуры поля излучения антенны. Возникает актуальная задача исследования статистики поля антенн с флуктуирующей поляризацией. В работах [4, 5] предложена общая методика решения этой задачи на примере типовых схем возбуждения фазированных антенных решеток, основанная на использовании подходов и понятий теории частично когерентных полей [6]. Практически важными являются приемо-передающие ретроdirective антенные решетки, которые переизлучают падающую волну в направлении на источник излучения [7]. Это свойство является весьма заманчивым для построения на их основе радиолокационных отражателей и имитаторов воздушных и наземных целей [8, 9].

Целью настоящей работы является исследование средних направленных и поляризационных характеристик ретроdirective антенных решеток со случайными фазовыми ошибками в возбуждении ортогональных полей.

Рассматривается простейший тип ретроdirective антенны-решетки Ван Атта, основными элементами которой являются фидерные линии, соединяющие попарно симметричные излучатели решетки, и сами излучатели ее, которые должны обеспечить работоспособность решетки в условиях априорной неопределенности поляризации падающей волны. Соответствующий выбор этих элементов приводит к тому, что случайные ошибки в фидерных линиях порождают своеобразную статистику поля в апертуре решетки, которая и определяет подлежащую изучению статистику поля переизлученной волны. Центральным в ходе исследования являлось развитие общей методики применения основных положений теории частично когерентных волн, параметров Стокса [6, 10] к решению задач статистической теории антенн.

1. ИСХОДНЫЕ СООТНОШЕНИЯ. СТАТИСТИКА ФАЗОВЫХ ОШИБОК

На линейную эквидистантную антенную решетку Ван Атта (рис. 1) с четным числом N излучателей (элементов) с направления углов θ_0 , ϕ_0 падает плоская однородная волна. Сигнал, принятый каждым элементом решетки, передается по фидеру в симметричный (относительно центра решетки) элемент. При одинаковых длинах фидеров в раскрыте решетки в режиме передачи устанавливается сопряженное фазовое распределение по отношению к фазовому распределению в режиме приема, чем обеспечивается формирование диаграммы направленности (ДН) решетки с максимумом в направлении на источник падающей волны. В качестве биортогонального излучателя, способного принимать поле произвольной поляризации, выберем близкую к синфазной рупорную антенну, возбуждаемую квадратным

волноводом с ортогональными типами волн H_{10} и H_{01} (рис. 2).

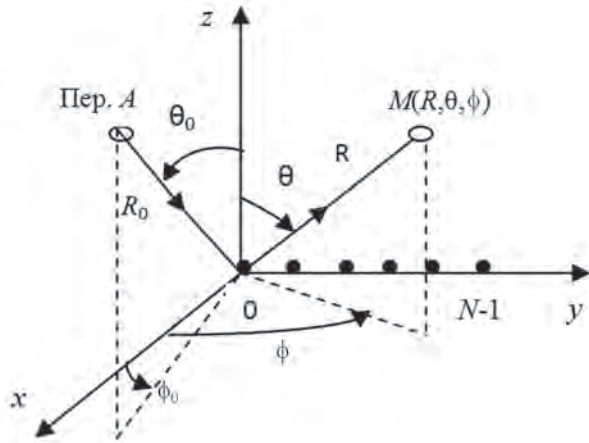


Рис. 1. Геометрия задачи

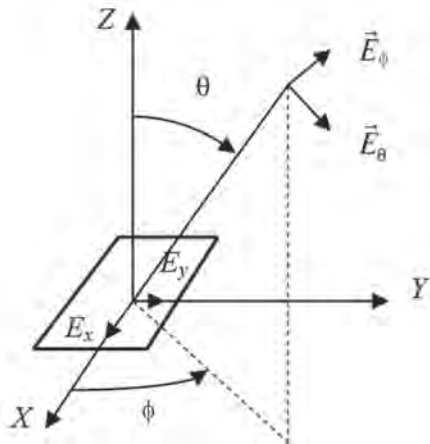


Рис. 2. Биортогональный излучатель

Поле, возбуждаемое n -м излучателем в точке наблюдения $M(R, \theta, \phi)$, определяется соотношением [7]

$$\vec{E}_n(M) = j \frac{2L^2}{\pi\lambda} \frac{e^{-jkR_n}}{R} \times [E_{xn}F_{cx}(\theta, \phi)\vec{p}_x + E_{yn}F_{cy}(\theta, \phi)\vec{p}_y], \quad (1)$$

где

$$F_{cx}(\theta, \phi) = \frac{1 + \cos\theta \sin\psi_x \cos\psi_y}{2 \psi_x \left[1 - \left(\frac{2}{\pi}\psi_y\right)^2\right]},$$

$$F_{cy}(\theta, \phi) = \frac{1 + \cos\theta \sin\psi_y \cos\psi_x}{2 \psi_y \left[1 - \left(\frac{2}{\pi}\psi_x\right)^2\right]} \quad (1a)$$

— нормированные ДН рупора с полями E_x и E_y соответственно, $\psi_x = \frac{\pi L}{\lambda} \sin\theta \cos\phi$, $\psi_y = \frac{\pi L}{\lambda} \sin\theta \sin\phi$, L — размер стороны квадратного рупора; $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны; R_n — расстояние от n -го излучателя до точки наблюдения, $\vec{p}_x = \vec{i}_\theta \cos\phi - \vec{i}_\phi \sin\phi$, $\vec{p}_y = \vec{i}_\theta \sin\phi + \vec{i}_\phi \cos\phi$ — вектора поляризации источников Гюйгенса в линейном поляризационном базисе с ортами $\vec{i}_\theta, \vec{i}_\phi$ сферической системы координат. Полное поле решетки в дальней зоне определяется векторной суммой полей излучателей

$$\vec{E}(\theta, \phi) = B \left[\vec{p}_x F_{cx}(\theta, \phi) \times \right.$$

$$\left. \times \sum_{n=0}^{N-1} E_{xn} \exp(jm\psi) + \vec{p}_y F_{cy}(\theta, \phi) \sum_{n=0}^{N-1} E_{yn} \exp(jm\psi) \right], \quad (2)$$

где $B = j \frac{2L^2}{\pi\lambda} \frac{e^{-jkR}}{R}$; $\psi = kd(\sin\theta \sin\phi - \sin\theta_0 \sin\phi_0)$.

Переизлученное решеткой поле (2) имеет максимальную амплитуду в направлении $\theta = \theta_0$, $\phi = \phi_0$.

Вследствие влияния различных факторов (например, погрешности производства, разброс длин фидеров, нестабильности их характеристик при эксплуатации антенны) в процессе распространения ортогональных волн H_{10} и H_{01} между симметричной парой излучателей возникают случайные фазовые ошибки $\delta\phi_{xn}$, $\delta\phi_{yn}$. Поля возбуждения рупоров в режиме передачи становятся случайными

$$E_{xn} = E_x^0 \exp(j\delta\phi_{xn}), \quad E_{yn} = E_y^0 \exp(j\delta\phi_{yn}).$$

Индексом «0» обозначаются величины в отсутствие ошибок. Соотношение между комплексными амплитудами, возбуждаемых в раскрыве каждого рупора ортогональных полей $\mu = E_y^0 / E_x^0$ (2a), зависит от поляризации падающей волны. Будем считать, что фазовые ошибки распределены по нормальному закону с нулевым средним значением, дисперсией $(\delta\phi_{xn})^2 = (\delta\phi_{yn})^2 = \sigma_0^2$, не зависящей от координат излучателей, и коэффициентами корреляции $r_x(n, m) = r_y(n, m) = 1$ при $n = m$ и $m = N - 1 - n$, 0 для остальных n, m ; $r_{xy}(n, m) = r_{yx}(n, m) = r$ при $n = m$ и $m = N - 1 - n$, 0 при $n \neq m$ и $m \neq N - 1 - n$. Черта сверху означает операцию усреднения [1]. Приведенные соотношения для коэффициентов корреляции отражают специфичную для решеток Ван Атта статистику фазовых ошибок, а именно, наличие жесткой статистической связи флуктуаций фазы E_x (или E_y) полей в раскрыве симметричных излучателей, которые имеют номера n и $m = N - 1 - n$. Обусловлено это тем, что при условии взаимности фидеров, соединяющих симметричные излучатели, при прохождении по ним принятых излучателями волн в прямом и обратном направлениях флуктуации фазы порождаются одинаковыми механизмами. Между парами симметричных излучателей флуктуации фаз полей в раскрыве предполагаются некоррелированными. Предполагается также наличие статистической связи между E_x и E_y полями в раскрывах каждой симметричной пары рупоров и отсутствие связи между парами рупоров.

Ортогональные составляющие поля, которое переизлучается решеткой,

$$E_\theta(\theta, \phi) = BN [\cos\phi F_{Nx}(\theta, \phi) + \sin\phi F_{Ny}(\theta, \phi)],$$

$$E_\phi(\theta, \phi) = BN [-\sin\phi F_{Nx}(\theta, \phi) + \cos\phi F_{Ny}(\theta, \phi)], \quad (3)$$

где $F_{Nx}(\theta, \phi) = (1/N) F_{cx}(\theta, \phi) \sum_{n=0}^{N-1} E_{xn} \exp(jm\psi)$,

$$F_{Ny}(\theta, \phi) = (1/N) F_{cy}(\theta, \phi) \sum_{n=0}^{N-1} E_{yn} \exp(jn\psi) \quad (3a)$$

— отдельные реализации ДН антенны с рупорами, возбужденными волнами типа H_{10} и H_{01} соответственно, при наличии флуктуаций фаз являются случайными функциями угловых координат. Задача состоит в исследовании статистики поля решетки в дальней зоне при заданной статистике фазовых ошибок в раскрыве.

2. ПАРАМЕТРЫ СТОКСА И ОСОБЕННОСТИ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ АНТЕНН

Средние направленные и поляризационные характеристики поля решетки определим с помощью параметров Стокса:

$$s_0 = \overline{|E_\phi|^2} + \overline{|E_\theta|^2}; s_1 = \overline{|E_\phi|^2} - \overline{|E_\theta|^2}; \\ s_2 = \overline{E_\phi E_\theta^*} + \overline{E_\theta E_\phi^*}; s_3 = j(\overline{E_\phi E_\theta^*} - \overline{E_\theta E_\phi^*}), \quad (4)$$

где символ * означает операцию комплексного сопряжения.

Обычно параметры Стокса применяют в поляриметрии, а также при исследовании частично поляризованных волн [6, 10]. В последнем случае их усредняют за некоторый промежуток времени. Поэтому они определяют некое интегральное за интервал усреднения поляризационное состояние квазимонохроматической волны. В статистической теории антенн изучение статистики поля на основе параметров Стокса предполагает использование усреднения по ансамблю однотипных антенн или во времени отдельной антенны. В первом случае изучается разброс параметров семейства однотипных антенн. Причинами разброса могут быть, к примеру, неточности изготовления антенн. Во втором случае рассматривается разброс по времени параметров одной и той же антенны, например, вследствие изменения геометрии антенны из-за перепадов температуры. Следует отметить, что как в первом, так и во втором случаях каждая реализация поля является полностью поляризованной, однако ее параметры Стокса изменяются от одной реализации к другой. Поляризация флуктуирует в ансамбле реализаций, и поле по совокупности реализаций можно рассматривать как частично поляризованное (ЧП). Использование понятия ЧП поля в СТА позволяет установить связь между этой теорией и теорией частично поляризованных полей. Становится возможным использовать в СТА представление ЧП поля в виде разложения на полностью поляризованную и неполяризованную составляющие, и при исследовании ЧП поля антенн изучать не только средние, но и флуктуационные и корреляционные характеристики. В настоящей статье, как отмечалось, мы ограничимся рассмотрением средних направленных и поляризационных характеристик. При этом термин «средний» применительно к поляризацион-

ным характеристикам для простоты будем часто опускать.

В выражении (4) первые два параметра Стокса представляют собой соответственно среднюю полную интенсивность ЧП волны и разность средних интенсивностей ортогонально поляризованных компонент волны, а два других — определяют корреляционную связь между этими компонентами. В соотношении $s_0^2 \geq s_1^2 + s_2^2 + s_3^2$ равенство достигается для полностью поляризованной (ПП) волны. Поскольку полная средняя интенсивность s_0 включает поляризованную и неполяризованную составляющие, то для ЧП волны она больше интенсивности ПП составляющей, определяемой правой частью неравенства. Средняя интенсивность неполяризованной волны равна $s_0 - \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}$, а величины $s_1 = 0$, $s_2 = 0$, $s_3 = 0$.

Параметры Стокса позволяют определить, помимо средней интенсивности поля s_0 , степень поляризации волны

$$\chi = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} / s_0 \quad (5)$$

как отношение средней интенсивности полностью поляризованного компонента поля к его средней полной интенсивности, а также геометрические параметры эллипса поляризации полностью поляризованной (ПП) составляющей поля: коэффициент эллиптичности

$$v = \text{tg } 0,5 \arcsin [s_3 / \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}], \quad (6)$$

и угол ориентации большой оси эллипса

$$\beta = 0,5 \arctg s_2 / s_1. \quad (7)$$

3. СРЕДНЯЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ПОЛЯ, ПЕРЕИЗЛУЧЕННОГО РЕШЕТКОЙ ВАН АТТА

Средняя интенсивность поля

$$s_0 = \overline{|\vec{E}|^2} = |BN|^2 [\overline{|F_{Nx}|^2} + \overline{|F_{Ny}|^2}]$$

определяется средними ДН по мощности $\overline{|F_{Nx}|^2}$, $\overline{|F_{Ny}|^2}$. Преобразование, к примеру, для $\overline{|F_{Nx}|^2}$ с использованием метода характеристических функций [1, 2], приводит к следующему результату

$$\overline{|F_{Nx}(\theta, \phi)|^2} = \frac{1}{N^2} |F_{cx}(\theta, \phi)|^2 |E_x^0|^2 \times \\ \times \sum_{n,m=0}^{N-1} \overline{\exp(\delta\phi_{xn} - \delta\phi_{xm})} \exp[j(n-m)\psi] = \\ = \frac{1}{N^2} |F_{cx}(\theta, \phi)|^2 |E_x^0|^2 \times \\ \times \sum_{n,m=0}^{N-1} \exp[-\sigma_0^2(1-r_x(n,m)) \exp[j(n-m)\psi]]. \quad (8)$$

Путем замены в (8) индекса «x» на «y» получим выражение для $\overline{|F_{Ny}|^2}$.

Сумма в (8), отнесенная к N^2 , определяет средний множитель решетки по мощности $\overline{|F_{\text{сист}}(\psi)|^2}$, нормированный к его максималь-

ному значению в отсутствие ошибок. Учитывая принятую статистику фазовых ошибок, нужно в этой сумме выделить слагаемые с $n=m$ и с $m=N-1-n$, в которых положить коэффициенты корреляции равными единице, а к оставшимся слагаемым, в которых коэффициенты корреляции равны нулю, добавить (и вычесть) члены до полной суммы. Тогда получим

$$\begin{aligned} |F_{\text{сист}}(\psi)|^2 &= \\ &= \frac{1}{N^2} \sum_{n,m=0}^{N-1} \exp[-\sigma_0^2(1-r_x(n,m))\exp[j(n-m)\psi]] = \\ &= \exp(-\sigma_0^2) \left| \frac{\sin(N\psi/2)}{N \sin(\psi/2)} \right|^2 + \\ &+ \frac{1 - \exp(-\sigma_0^2)}{N} \left[1 + \frac{\sin(N\psi)}{N \sin \psi} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Такое же выражение для среднего множителя решетки получим и для системы излучателей с E_y полями в раскрыве.

В (9) первое слагаемое описывает уменьшенный в $\exp(-\sigma_0^2)$ множитель решетки в отсутствие ошибок, а второе – характеризует рассеянное поле, которое искажает форму множителя из-за влияния ошибок. Рассеянная составляющая содержит постоянный фон, обусловленный некоррелированными ошибками в системе симметричных пар излучателей, и направленное излучение вследствие наличия жесткой корреляции фазовых ошибок в симметричных излучателях.

Нормированная к своему значению в направлении $\theta=\theta_0=0$ в отсутствие ошибок средняя интенсивность переизлученного поля при падении на решетку волны с направления θ_0, ϕ_0 будет

$$\begin{aligned} s(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0) &= s_0 / 2 |BNE_x^0|^2 = \\ &0,5 \left[|F_{cx}(\theta, \phi)|^2 + |\mu(\theta_0, \phi_0) F_{cy}(\theta, \phi)|^2 \right] |F_{\text{сист}}(\psi)|^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Множитель в квадратных скобках определяет ДН по мощности синфазного рупорного излучателя с поляризацией, определяемой фазором $\mu(\theta_0, \phi_0)$:

$$\begin{aligned} |F_e(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0)|^2 &= \\ &= 0,5 |F_{cx}(\theta, \phi)|^2 + |\mu(\theta_0, \phi_0) F_{cy}(\theta, \phi)|^2. \end{aligned} \quad (10a)$$

Максимум средней интенсивности (10) ориентирован в направлении, противоположном направлению падающей волны, его значение в

$$\Delta = \left[\exp(-\sigma_0^2) + 2 \frac{(1 - \exp(-\sigma_0^2))}{N} \right] \quad (10б)$$

раз меньше максимума интенсивности поля решетки в отсутствие ошибок. Эта величина характеризует уменьшение коэффициента направленного действия (КНД) решетки из-за влияния ошибок [1]. Она при большом числе излучателей совпадает с уменьшением КНД для обычных решеток [2].

Ограничимся далее изучением поля в плоскости $\phi=0,5\pi$. Для выполнения расчетов необходимо найти соотношение для фазора поля в раскрыве μ (2а). Рассмотрим случай, когда на антенну падает волна с правой круговой поляризацией $\vec{i}_{np} = (\vec{i}_\theta + j\vec{i}_\phi) / \sqrt{2}$. Прием волны осуществляется в условиях, когда фазовые ошибки отсутствуют. Падающая волна, как следует из (1), возбуждает в раскрыве рупоров поля E_x, E_y с соотношением комплексных амплитуд

$$\mu(\theta_0) = -j F_{cx}(\theta_0) / F_{cy}(\theta_0), \quad (11)$$

обеспечивающим прием волны без поляризационных потерь. При этом решетка без учета фазовых ошибок будет переизлучать в направлении $\theta=\theta_0$ волну с правой круговой поляризацией.

На рис. 3 представлены результаты расчетов средней интенсивности поля (10) решетки из 10 расположенных вплотную друг к другу квадратных рупоров с размером стенки $L=\lambda$ при падении волны с направления $\theta_0=0$ (рис. 3, а) и $\theta_0=\pi/9$ (рис. 3, б). Сплошные кривые рассчитаны для случая, когда ошибки отсутствуют, пунктирные кривые построены для фазовых ошибок с дисперсией $\sigma_0^2=0,5 \text{ рад}^2$.

Наряду с основным лепестком, ориентированным в направлении прихода волны, в направлениях $\sin \theta_m = \sin \theta_0 + m\lambda/d$ формиру-

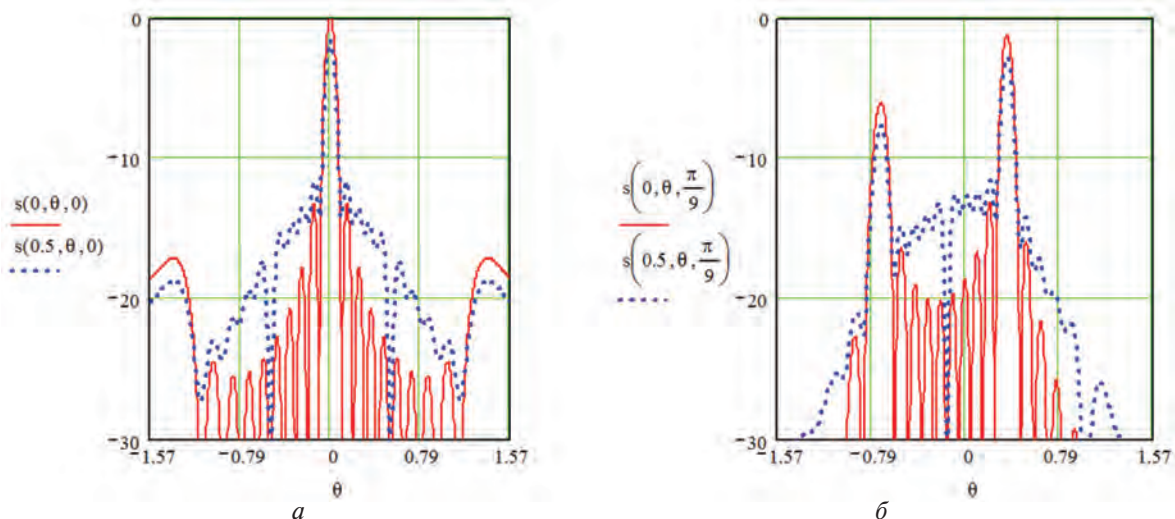


Рис. 3. Средние интенсивности поля

ются дифракционные лепестки $m=\pm 1$ порядков (рис. 3, а) и $m=-1$ порядка (рис. 3, б). Они частично подавляются ДН излучателя, их значение в отсутствие ошибок уменьшено в $|F_e(\theta_m, \theta_0)|^2$ раз (10а). С учетом фазовых ошибок общее уменьшение составляет $\delta F(\theta_m, \theta_0) = -10 \lg[|F_e(\theta_m, \theta_0)|^2 \Delta]$ дБ, и равно 1,64 дБ для $\theta_m = \theta_0 = 0$ (рис. 3, а), 2,87 дБ для $\theta_m = \theta_0 = \pi/9$ (рис. 3, б), 7,7 дБ для $\theta_m = -0,718, \theta_0 = \pi/9$ (рис. 3, в). На уровень боковых лепестков оказывают влияние как ДН излучателя, так и величина ошибок. Для $\theta_0 = 0$ ДН излучателя оказывает слабое влияние на уровень первых боковых лепестков, его можно оценить по формуле

$$F_{6k} = 10 \lg \times \left\{ \exp(-\sigma_0^2) |F_{60}|^2 + \frac{1 - \exp(-\sigma_0^2)}{N} \left[1 + \frac{\sin(N\psi_k)}{N \sin \psi_k} \right] \right\},$$

где $F_{60} = 2/(2k+1)\pi$, $k=1, 2, \dots$ – номера первых от главного максимума боковых лепестков ДН в отсутствие ошибок; $\psi_k = (2k+1)\pi/N$. На рис. 3, а величина $F_{61} = -11,7$ дБ. Ошибки приводят к заплыванию «нулей» множителя решетки. Однако, в области боковых лепестков под определенными углами формируются провалы. В этих направлениях когерентная часть среднего множителя решетки (9) имеет нулевое значение, а указанные выше составляющие рассеянной части множителя компенсируют друг друга.

Важной характеристикой для ретроdirective решеток является диаграмма обратного рассеяния [11], которая позволяет оценить возможности использования решетки в качестве радиолокационного отражателя [8]. Эта диаграмма соответствует случаю совмещения точки наблюдения с источником падающей волны и при наличии ошибок описывается средней интенсивностью (10) при $\theta = \theta_0, \phi = \phi_0$. Графики средней интенсивности обратного поля переизлучения решетки в плоскости $\phi = 0, 5\pi$ показаны на рис. 4 для $N=10, d=\lambda$. Они представляют собой уменьшенные в Δ раз ДН излучателей $|F_e(\theta_0, \theta_0)|^2$ и рассчитаны для дисперсий фазовых ошибок $\sigma_0^2 = 0$ (сплошная кривая); 0,2 (пунктир); 0,5 рад² (штриховая кривая).

С изменением углового положения приемопередающей антенны РТС относительно нормали к раскрытию решетки интенсивность обратного излучения убывает. С увеличением фазовых ошибок интенсивность падает.

Расчеты показывают, что наличие полной корреляции флуктуаций фазы в симметричных излучателях решетки Ван Атта (что отличает ее от обычных решеток) приводит к улучшению ее характеристик. Так, если бы корреляция отсутствовала, уменьшение КНД при $\sigma_0^2 = 0,5$ в направлении $\theta_0 = 0$ составляло бы $-1,9$ дБ (вместо $-1,64$ дБ для решетки Ван Атта), средний уровень боковых лепестков был бы равен -12 дБ (вместо $-11,7$ дБ).

При $\theta_0 = \pi/9$ уменьшение интенсивности составляло бы $-3,12$ дБ вместо $-2,87$ дБ.

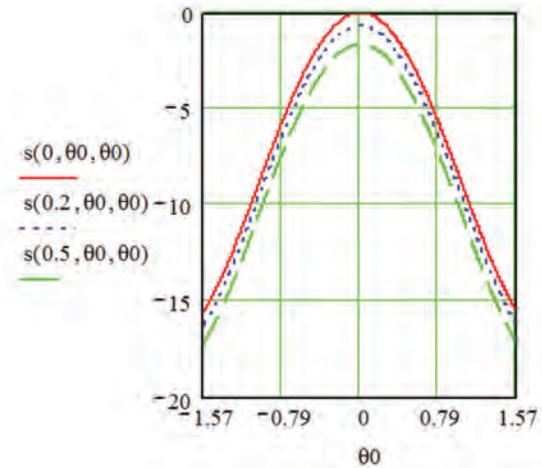


Рис. 4. Средняя интенсивность обратного излучения

Как отмечалось, в ДН рассматриваемой решетки имеются дифракционные максимумы. Возможности их устранения путем уменьшения шага решетки ограничены условием существования ортогональных типов волн H_{10} и H_{01} , при котором возбуждающий рупор квадратный волновод должен иметь размер стенки $\sim 0,7\lambda$. При использовании решетки в качестве имитатора радиолокационных целей излучение в направлении дифракционных максимумов создает взаимные помехи, усложняя электромагнитную совместимость радиоэлектронных средств.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ РЕШЕТКИ ВАН АТТА

Проанализируем параметры Стокса s_1, s_2, s_3 . Для их вычисления найдем среднее произведение

$$\overline{F_{Nx} F_{Ny}^*} = (1/N^2) F_{cx}(\theta, \phi) F_{cy}^*(\theta, \phi) E_x^0 E_y^{0*} \times \sum_{n,m=0}^{N-1} \exp[-\sigma_0^2(1-r_{xy}(n,m))] \exp[j(n-m)\psi] = (12)$$

$$= F_{cx}(\theta, \phi) F_{cy}^*(\theta, \phi) E_x^0 E_y^{0*} \Phi^2(\theta, \phi),$$

где

$$\Phi^2(\theta, \phi) = e^{-\sigma_0^2} \left| \frac{\sin(0,5N\psi)}{N \sin(0,5\psi)} \right|^2 + \frac{\exp[-\sigma_0^2(1-r)] - \exp(-\sigma_0^2)}{N} \left(1 + \frac{\sin(N\psi)}{N \sin(\psi)} \right).$$

Направленность рассеянного поля в (12) сохраняется такой же, как в (9), но величина его изменилась вследствие наличия корреляции между ортогональными составляющими поля в раскрыве каждого рупора.

Используя соотношения (3), (3а), после ряда преобразований получим

$$s_1 = |BN|^2 [\cos 2\phi (|F_{Ny}|^2 - |F_{Nx}|^2) - \sin 2\phi (2 \operatorname{Re} F_{Nx} F_{Ny}^*)];$$

$$s_2 = |BN|^2 [\sin 2\phi (|F_{Ny}|^2 - |F_{Nx}|^2) + \cos 2\phi (2 \operatorname{Re} F_{Nx} F_{Ny}^*)];$$

$$s_3 = j|BN|^2 [\overline{F_{Nx}^* F_{Ny}} - \overline{F_{Nx} F_{Ny}^*}]$$

Рассмотрим, как и прежде, переизлученное поле в плоскости $\phi = 0,5\pi$ при падении на решетку волны правой круговой поляризации. Параметры Стокса в этом случае будут

$$s_1 = |BN|^2 [|\overline{F_{Nx}}|^2 - |\overline{F_{Ny}}|^2] = |BNE_x^0|^2 [|\overline{F_{cx}(\theta)}|^2 - |\overline{\mu(\theta_0)F_{cy}(\theta)}|^2] |F_{\text{сист}}(\psi)|^2 ;$$

$$s_2 = |BN|^2 [-2\text{Re} \overline{F_{Nx} F_{Ny}^*}] = 2|BNE_x^0|^2 [F_{cx}(\theta)F_{cy}(\theta)\Phi^2(\theta)\text{Re}(\mu^*(\theta_0))] = 0; \quad (13)$$

$$s_3 = 2|BNE_{0x}|^2 [F_{cx}(\theta)F_{cx}(\theta_0)F_{cy}(\theta)\Phi^2(\theta)/F_{cy}(\theta_0)].$$

При выводе соотношений (13) учтено, что функции $F_{cx}(\theta)$, $F_{cy}(\theta)$ являются вещественными, и в соответствии с (11) $\text{Re} \mu = 0$.

На рис. 5 приведены графики зависимости степени поляризации волны $\chi(\sigma_0^2, r, \theta, \theta_0)$ от углов θ при фиксированных направлениях прихода падающей волны $\theta_0 = 0$ (рис. 5, а) и $\theta_0 = \pi/9$ (рис. 5, б). В отсутствие ошибок $\sigma_0^2 = 0$ волна является ПП ($\chi = 1$, сплошные линии). При наличии ошибок с $r = 1$ поле излучения сохраняется ПП (штрих-пунктирные линии). В этом случае ортогональные составляющие E_x , E_y в раскрыве рупора дружно флуктуируют с сохранением амплитудно-фазовых соотношений между ними. В этих условиях каждый рупор излучает ПП волну, поэтому результирующее поле также является ПП. Степень поляризации уменьшается по мере снижения коэффициента корреляции. Так при $\sigma_0^2 = 0,5$ и $r = 0,5$ (штрих) в направлениях главных максимумов $\theta_0 = 0$ и $\theta_0 = \pi/9$ величина $\chi = 0,935$, а при $r = 0$ (пунктирные кривые) — $\chi = 0,885$. Аналогичный результат получаем и в направлении дифракционного максимума (рис. 5, б). В направлениях $\theta = \pm 0,5\pi$ поляризация излучаемого поля линейная, поэтому $\chi = 1$. Существенное снижение степени поляризации наблюдается в области боковых лепестков. В этих направлениях переизлученная волна становится слабополяри-

зованной, приближаясь при $r = 0$ к хаотически поляризованному состоянию. Это свидетельствует о неустойчивости поляризации в области бокового излучения при слабой корреляции ортогональных компонент поля.

На рис. 6 приведена угловая зависимость нормированной средней интенсивности $sp(\sigma_0^2, r, \theta, \theta_0) = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} / 2 |BNE_x^0|^2$ полностью поляризованной компоненты переизлученного поля при падении на решетку волны правой круговой поляризации с направлений $\theta_0 = 0$ (рис. 6, а) и $\theta_0 = \pi/9$ (рис. 6, б). Структура графиков аналогична приведенной на рис. 3 для полной интенсивности поля. В отсутствие ошибок переизлученное поле является ПП, поэтому сплошные кривые на рис. 3 и рис. 6 совпадают. При наличии ошибок (на рис. 6, как и на рис. 3, они имеют дисперсию $\sigma_0^2 = 0,5$) переизлученная волна становится ЧП. Интенсивность ее ПП компонента в обратном направлении (направлении прихода волны) уменьшается относительно значения максимальной интенсивности в отсутствие ошибок до $-1,64$ дБ при полной корреляции ($r = 1$) ортогональных составляющих поля в раскрыве рупора (штриховые кривые на рис. 6 а, б) и до $-2,17$ дБ в отсутствие корреляции ($r = 0$) этих составляющих (пунктирные кривые). Сравнение пунктирных кривых на рис. 3 для полной средней интенсивности поля и на рис. 6 для средней интенсивности полностью поляризованного компонента поля при $r = 0$ позволяет заключить, что для указанной статистики ошибок в области главных лепестков превалирует полностью поляризованное излучение, а в области боковых лепестков — неполяризованное. Степень поляризации в главных лепестках приближается к единице, в боковых — к нулю (рис. 5). Угловое распределение средней интенсивности ПП компонента при $\sigma_0^2 = 0,5$ и $r = 1$ становится таким же, как для полной интенсивности при $\sigma_0^2 = 0,5$. Неполяризованная компонента в полной интенсивности отсутствует, степень поляризации равна единице.

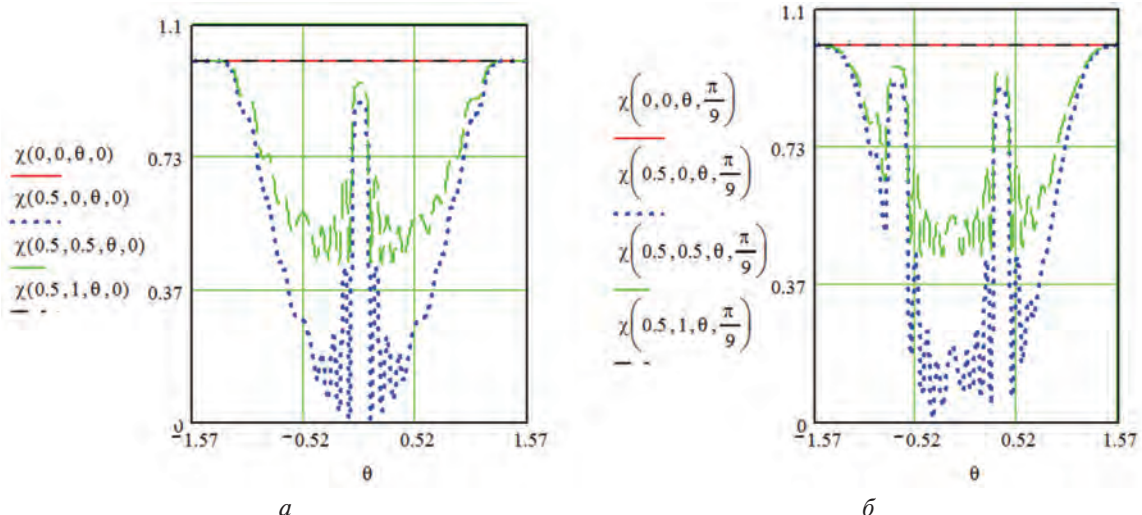


Рис. 5. Степень поляризации переизлученной волны

На рис. 7 представлены поляризационные диаграммы ПП компонента ЧП волны, переизлучаемой ретроdirective решеткой, в виде зависимостей коэффициента эллиптичности от угловых координат при наличии фазовых ошибок с теми же статистическими параметрами, что и на предыдущих рисунках. Кривые на рис. 7, а, б построены для волн, падающих на решетку с направлений $\theta_0 = 0$ и $\theta_0 = \pi/9$.

Как следует из рисунков, в направлениях, соответствующих направлению падающей волны $\theta = \theta_0$, и симметричных им направлениях относительно нормали к оси антенны, переизлученное поле в среднем имеет поляризацию, совпадающую с поляризацией падающей волны.

В отсутствие ошибок (сплошные кривые) и при наличии их с коэффициентом корреляции $r = 1$ (штрих-пунктирные кривые) поляризационные диаграммы (ПД) совпадают. При падении волны с направления $\theta_0 = 0$ (рис. 7, а) ПД с увеличением угла θ плавно уменьшается от $v = 1$ до $v = 0$, т. е. поляризация изменяется от круговой до линейной (при $L = \lambda$, $\theta = \pm\pi/2$, $\phi = 0, 5\pi$ значение $F_{cy} = 0$ (1а) и поле решетки в соответствии с (3) имеет только составляющую E_ϕ). Аналогично изменяется коэффициент эллиптичности и при падении волны с направления $\theta_0 = \pi/9$ при изменении угла θ от

направлений $\theta = \pm\theta_0$. Между этими направлениями кривая для v имеет неглубокий провал. В направлении максимума дифракционного лепестка (рис. 7, б) в силу изменившегося соотношения амплитуд ортогональных составляющих волны поле имеет эллиптическую поляризацию $v = 0,73$.

Для волн H_{10} и H_{01} с некоррелированными фазовыми ошибками ($r = 0$, пунктирные кривые) ПД имеют резко осциллирующий характер, огибающие боковых лепестков ПД быстро убывают. В первых боковых лепестках поляризация близка к круговой, в дальних – к линейной. Эта область углов соответствует боковым лепесткам средней интенсивности поля, где превалирует неполяризованное излучение. При $r = 0,5$ (штриховые кривые) осцилляции в ПД заметно ослабевают. Она приближается к ПД в отсутствие ошибок.

ВЫВОДЫ

Изучена статистика поля ретроdirective антенной решетки простейшего типа – решетки Ван Агта. Исследование проведено на основе усредненных по ансамблю реализаций параметров Стокса. Это позволило проанализировать случайное поле решетки с позиций теории частично поляризованных полей. Получены формулы, позволяющие оценить снижение интенсивности

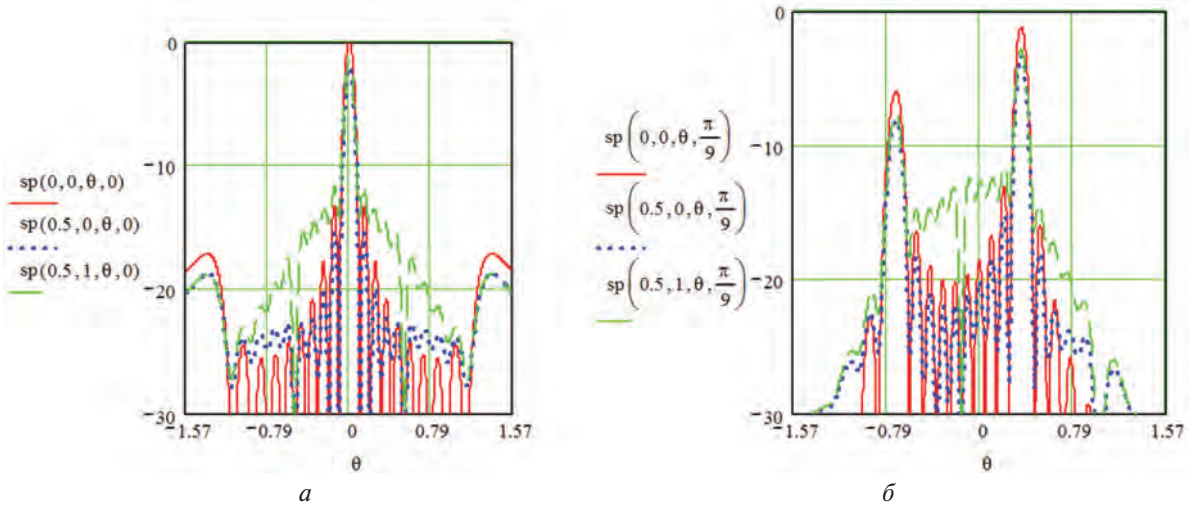


Рис. 6. Средние интенсивности ПП компоненты ЧП волны

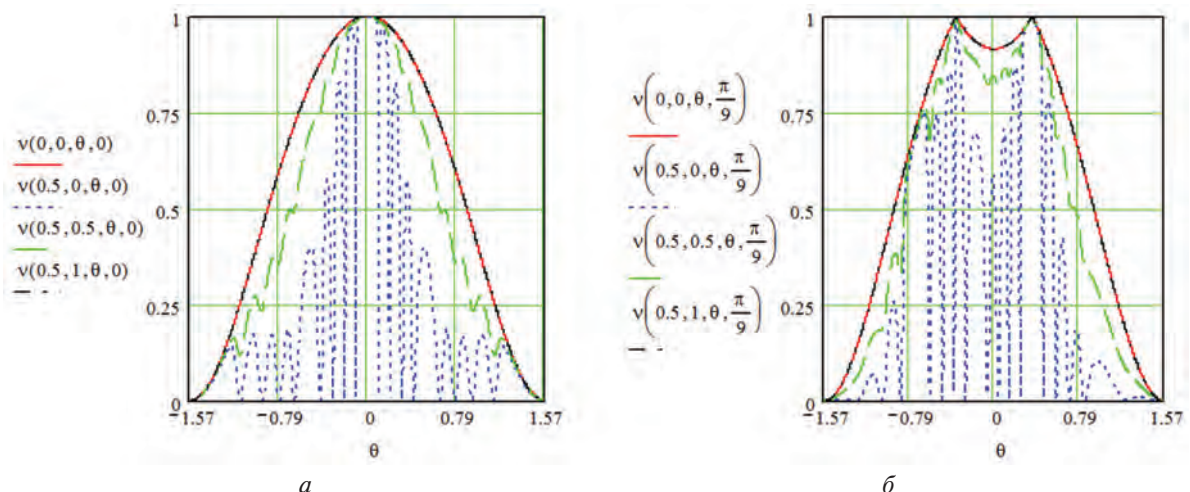


Рис. 7. Поляризационные диаграммы ПП компоненты ЧП волны

поля в главном направлении переизлученной волны (направления прихода падающей волны) и изменения поляризационной структуры этой волны с учетом специфики фазовых ошибок, присущих решетке Ван Атта. Это позволяет сформулировать требования к погрешности производства и стабильности параметров фидерных линий при заданных (допустимых) искажениях характеристик переотраженной волны.

Ретроdirective решетки в зависимости от их предназначения могут содержать, помимо устройств сопряжения фазы, фазовращатели, усилители, модуляторы и другие устройства СВЧ. Возрастает необходимость в статистическом анализе поля таких решеток. Представляют интерес не только средние, но и флуктуационные, корреляционные характеристики поляризации структуры поля, что в целом позволяет более полно оценить степень применимости решеток в различных радиотехнических системах.

В заключение отметим, что изложенная в настоящей работе и в работах [4, 5] методика исследования искажений поляризации поля антенн при наличии случайных погрешностей в них особенно полезны при анализе эффективности РТС, использующих поляризационные эффекты. Так, например, в системах связи с поляризационным уплотнением [12] весьма жесткими являются требования к уровню кроссполяризованного излучения, который, как показывает анализ [13], является весьма чувствительным к случайным ошибкам.

Литература

- [1] Я.С. Шифрин. Вопросы статистической теории антенн. — М.: Сов. радио, 1970. — 384 с.
- [2] Я.С. Шифрин, Л.Г. Корниенко. Статистика поля антенных решеток. // Антенны. Сб. стат. — М.: ИПРЖР, 2000, вып. 1 (44). — С. 3–26.
- [3] Активные фазированные антенные решетки / Под ред. Д. И. Воскресенского и А.И. Канащенкова. — М.: Радиотехника, 2004. — 488 с.
- [4] Л.Г. Корниенко. Статистика поля антенных решеток с флуктуирующей поляризацией. // Антенны. Сб. стат. — М.: ИПРЖР, 2010, вып. 3 (154). — С. 11–21.
- [5] Л.Г. Корниенко. Влияние случайных фазовых ошибок на поляризационные характеристики антенной решетки. // Изв. вуз. Радиоэлектроника, 2010, том 53, № 4. — С. 18–27.
- [6] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. — М.: Наука, 1970. — 856 с.
- [7] Я.С. Шифрин. Антенны. — Х.: ВИРТА им. Говорова Л.А., 1976. — 408 с.
- [8] В.О. Кобак. Радиолокационные отражатели. — М.: Сов. радио, 1975. — 248 с.
- [9] Л.Г. Корниенко, О.В. Коломийцев. Антенна решётка Ван Атта для імітації радіолокаційних цілей / Збірн. наук. праць Системи обробки інформації. — Х.: ХУПС, 2015. — Вип. 3(128). — С. 17–21.
- [10] Д.Е. Канарейкин, В.А. Потехин, И.Ф. Шишкин. Морская поляриметрия. — Л.: Судостроение, 1968. — 328 с.
- [11] Радиолокационные характеристики летательных аппаратов / М.Е. Варганов, Ю.С. Зиновьев, Л.Ю. Астанин и др. Под ред. Л.Т.Тучкова. — М.: Радио и связь, 1985. — 236 с.
- [12] О.П. Фролов. Антенны для земных станций спутниковой связи. — М.: Радио и связь, 2000. — 376 с.
- [13] Л.Г. Корниенко. Спрямовані характеристики антенних решіток ортогональних вібраторів з випадковим фазовим розподілом // Збірник наукових праць Системи управління, навігації та зв'язку. — К.: ЦНДІ НіУ, 2011. — Вип. 3(19). — С.42–46.

Поступила в редколлегию 12.03.2015



Корниенко Леонид Григорьевич, доктор технических наук, профессор, профессор кафедры физики и радиоэлектроники Харьковского университета Воздушных Сил им. И. Кожедуба. Научные интересы: статистическая теория антенн, оптимальный синтез антенн, пространственно-поляризационная обработка.



Шифрин Яков Соломонович, доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: радиофизика и прикладная электродинамика.

УДК 621.397.671

Статистичний аналіз поля ретроdirective антенної решітки / Л.Г. Корниенко, Я.С. Шифрін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 71–78.

Розглянуто підхід до статистичного аналізу поля ретроdirective антенної решітки, що дозволив виконати дослідження її спрямованих та поляризаційних характеристик з урахуванням специфіки фазових помилок у ортогональних компонентах поля збудження випромінювачів. Результати дозволяють обґрунтувати вимоги до похибок виробництва і стабільності параметрів тракту НВЧ при заданих (допустимих) спотвореннях характеристик хвилі, що перевипромінюється, та оцінити ступінь придатності решіток у різних радіотехнічних системах.

Ключові слова: ретроdirective антена решітка, решітка Ван Атта, фазові помилки, частково поляризована хвиля, що перевипромінюється, середня інтенсивність поля, середня інтенсивність зворотного випромінювання, ступінь поляризації, поляризаційна діаграма повністю поляризованої складової поля.

Лл.: 07. Бібліогр.: 13 найм.

UDC 621.397.671

Statistical analysis of the retrodirective antenna array field / L.G. Kornienko, Ya.S. Shifrin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 71–78.

The paper considers the approach to statistical analysis of a retrodirective antenna array field, which allows investigating its directional and polarization characteristics taking into account specificity of phase errors in the orthogonal components of the excitation field of radiators. The results enable to substantiate the requirements to both production errors and stability of microwave path parameters at the given (permissible) distortions of the re-radiated wave characteristics, as well as to assess a degree of applicability of the arrays in different radiotechnical systems.

Keywords: retrodirective antenna array, Van Atta array, phase errors, reradiated partially polarized wave, mean field intensity, mean intensity of backward radiation, polarization degree, polarization pattern of a fully polarized field component.

Fig.: 07. Ref.: 13 titles.

АНТЕННЫ С СИНТЕЗИРОВАНИЕМ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

К. А. ЛУКИН, В. П. ПАЛАМАРЧУК, Ю. В. ЮРЧЕНКО, Н. К. ЗАЕЦ

Развивается ранее предложенная концепция построения приемно-передающих сканирующих антенн нового типа — антенн с синтезированием диаграммы направленности. В них используется перемещение излучающего или принимающего элемента антенны вдоль ее апертуры в сочетании с синтезированием диаграммы направленности. Перемещение излучателя может быть либо реальным, либо виртуальным. Ранее были исследованы спирально-волноводно-щелевая и ленточно-щелевая сканирующие антенны с синтезированием диаграммы направленности и описано их применение в наземных шумовых РСА для получения радиоизображений, в том числе радиометрических. В данной работе предложен и исследован еще один вариант сканирующей антенны с синтезированием диаграммы направленности — спирально-щелевая сканирующая антенна. Изучены основные характеристики такой антенны и описаны ее модификации. Кроме того, описана предложенная ранее сканирующая антенна такого типа для осуществления трехмерного сканирования. Кратко описаны технические решения для сканирующих антенн с виртуальным перемещением излучателя, достигаемым с помощью электронного или электромеханического переключения состояния излучателя антенной решетки. Для реализации второго варианта предложено применение МЭМС переключателей.

Ключевые слова: сканирующая антенна с синтезированием диаграммы направленности; антенная решетка; щелевая антенна; диаграмма направленности; когерентное изображение; наземный шумовой РСА.

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–3] предложена концепция построения приемно-передающих сканирующих антенн нового типа, получивших название *антенн с синтезированием диаграммы направленности*. Предложенная концепция основывается на использовании перемещения излучающего или принимающего элемента антенны вдоль ее апертуры в сочетании с синтезированием диаграммы направленности (или луча) антенны с помощью РСА обработки записанной информации об излученных и принятых сигналах в каждом положении этих антенн. Физическое перемещение излучателя может быть либо реальным, либо виртуальным (переключение фазового центра излучения) за счет поочередного подключения излучателей одномерной антенны к одноканальному приемно-передатчику. В работах [4–7] приведены результаты исследований двух реализаций такого подхода, а именно спирально-волноводно-щелевой и ленточно-щелевой сканирующих антенн с синтезированием диаграммы направленности. Описаны их конструкции и основные характеристики, а также приведены результаты их лабораторных и полевых испытаний. Кроме того, в работах [8–18] детально описаны наземные шумовые РСА разработанные и созданные на основе предложенных антенн и их применение для получения радиоизображений в трехсантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн, в том числе и для построения радиометрического приемника с синтезированием апертуры, позволяющего получать изображение в плоскости азимут-дальность [19–20].

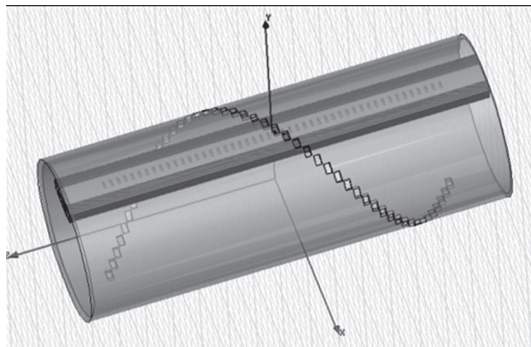
В данной работе мы исследуем возможности дальнейшего развития предложенного направления антенной техники. В частности разработан еще один вариант сканирующей антенны

с синтезированием диаграммы направленности, в которой сочетается элегантность конструкции спирально-волноводно-щелевой антенны с широкополосностью и другими преимуществами ленточно-щелевой сканирующей антенны. Рассмотрены и исследованы основные характеристики такой антенны. Кроме того, представлены результаты дизайна предложенной ранее двумерной ленточной сканирующей антенны для осуществления трехмерного сканирования. Также кратко описаны технические решения для сканирующих антенн с виртуальным перемещением излучателя, что достигается с помощью либо электронного или электромеханического переключения состояния излучателя антенной решетки. Для реализации второго варианта предложено применение МЭМС переключателей.

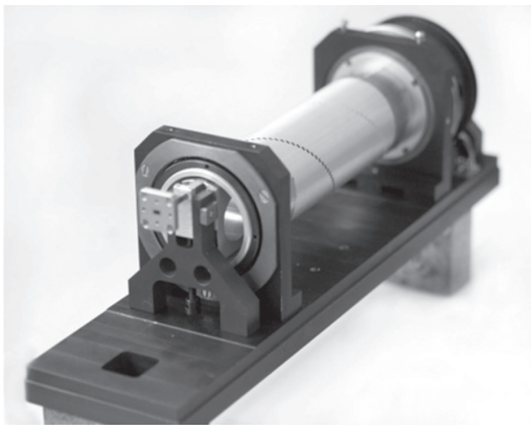
1. СПИРАЛЬНО-ЩЕЛЕВАЯ СКАНИРУЮЩАЯ АНТЕННА С СИНТЕЗИРОВАНИЕМ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Ленточно-щелевая антенна с синтезированием диаграммы направленности обладает большей широкополосностью излучения по сравнению со спирально-волноводно-щелевой антенной, где полоса резонансного излучения гораздо уже из-за наклонного расположения щелей в волноводе. Однако конструкция антенны с использованием вращения цилиндра относительно прямолинейного волновода для организации виртуального перемещения излучателя вдоль волновода выглядит более предпочтительной по сравнению с конструкцией ленточно-щелевой антенны, использующей движение ленты с щелью вдоль волновода. В данном разделе кратко описан еще один вариант сканирующей антенны с синтезированием диаграммы направленности,

в которой сочетается элегантность конструкции спирально-волноводно-щелевой антенны с широкополосностью и другими преимуществами ленточно-щелевой сканирующей антенны. На рис. 1, *а* схематически показана конструкция антенны, обеспечивающая перемещение положения излучающей щели вдоль апертуры, а на рис. 1, *б* – фотография общего вида такой антенны.



а

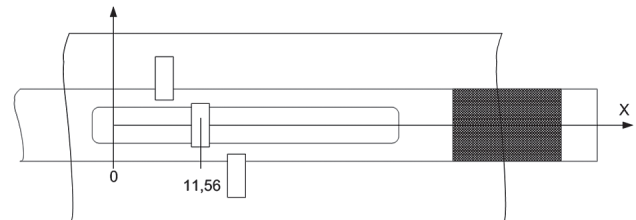


б

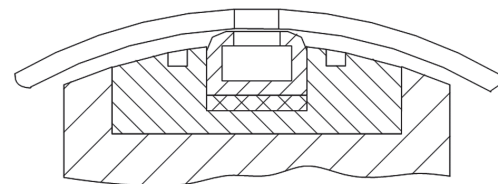
Рис. 1. Спирально-щелевая сканирующая антенна с синтезированием диаграммы направленности, использующая одномерную решетку излучающих щелей в волноводе:
а – конструкция антенны (схематически), обеспечивающая виртуальное перемещение положения излучающей щели вдоль апертуры;
б – фотография спирально-щелевой антенны

На рис. 1, *а* показан вариант такой антенны, в которой используется волновод, в широкой стенке которого выполнена периодическая решетка из полуволновых щелей (см. рис. 1, *а*). В этой конструкции резонансная щель обеспечивает высокую эффективность излучения, а щели во вращающемся цилиндре играют роль прозрачных окон, разрешающих излучение в том участке апертуры, где имеет место полное наложение этой щели на резонансную щель волновода, соответствующее пересечению спирали с линией волновода. К преимуществам данного решения можно отнести возможность управления эффективностью отбора энергии за счет соответствующего выбора профиля щелей в волноводе. Однако в такой конструкции антенны наряду с предотвращением просачивания энергии из не-

излучающих щелей необходимо принять меры и против нежелательного Брэгговского отражения волны от периодической решетки полуволновых щелей, например, нарушая периодичность их расположения. В обоих случаях применение дроссельных канавок в сочетании с поглотителями существенно улучшает электродинамические характеристики разрабатываемых антенн. Для данной конструкции антенны сохраняется возможность излучения энергии не только через открытую щель, но и ее просачивание через экранированные щели. Для предотвращения такого просачивания необходимо сделать коротко замыкающие структуры на внутренней стороне вращающегося цилиндра, что усложняет изготовление антенны. Для того, чтобы обойти эту трудность, можно использовать другую конструкцию. В прямолинейном волноводе, по которому распространяется волна, прорезается продольная неизлучающая щель аналогично тому, как это сделано в ленточно-щелевой антенне (рис. 2).



а



б

Рис. 2. Спирально-щелевая сканирующая антенна 4-мм диапазона с синтезированием диаграммы направленности, использующая продольную щель в волноводе: *а* – конструкция антенны (схематически), обеспечивающая перемещение положения излучающей щели вдоль апертуры;
б – поперечное сечение спирально-щелевой антенны

Полый цилиндр, в котором прорезаны расположенные по спирали щели, монтируется так, что его внутренняя поверхность находится в непосредственной близости к волноводу. Размеры цилиндра и размеры щелей выбраны таким образом, чтобы реализовать резонансное излучение энергии волны, бегущей вдоль волновода, в той точке, где это отверстие пересекается с прямолинейным волноводом. Остальная часть открытого волновода должна надежно экранироваться поверхностью цилиндра. При этом для эффективного отбора энергии желательно обеспечить омический контакт цилиндра с волноводом, что создает дополнительные трудности при реализации предложенного принципа. Кроме того, необходимо применять дополнительные меры

для предотвращения паразитной утечки энергии волны в область между экранирующей поверхностью цилиндра и открытым волноводом.

Нами был изготовлен макет такой антенны и выполнены измерения амплитуды сигналов, излучаемых щелями антенны. Схема измерительной установки приведена на рис. 3.

Измерения выполнялись в диапазоне частот 70–77 ГГц с шагом 500 МГц для 1, 10, 20, 30, 40, 50, 60 и 64-ой щели цилиндра. Мощность, подводимая к антенне – 5 мВт. Генератор работал в режиме амплитудной модуляции с частотой 1 кГц. Детектор выполнен на базе диода Д407. Настройка на максимум сигнала осуществлялась на средней

частоте 73,5 ГГц путем перемещения рупорной антенны с детектором вдоль оси волновода антенны. Результаты приведены на рис. 4, 5, 6 и 7.

Из рисунков видно, что эффективность излучения изменяется как с изменением положения излучающей щели (на рисунках отмечено номером щели), так и с изменением излучаемой частоты. В диапазоне 70–72 ГГц эти изменения не превышают 3 дБ, что вполне приемлемо в радиолокации.

Эффективность излучения в такой антенне может быть улучшена, если вдоль щели поместить диэлектрическую вставку, которая концентрирует поле внутри диэлектрика и обеспечивает мягкое скольжение при вращении цилиндра.

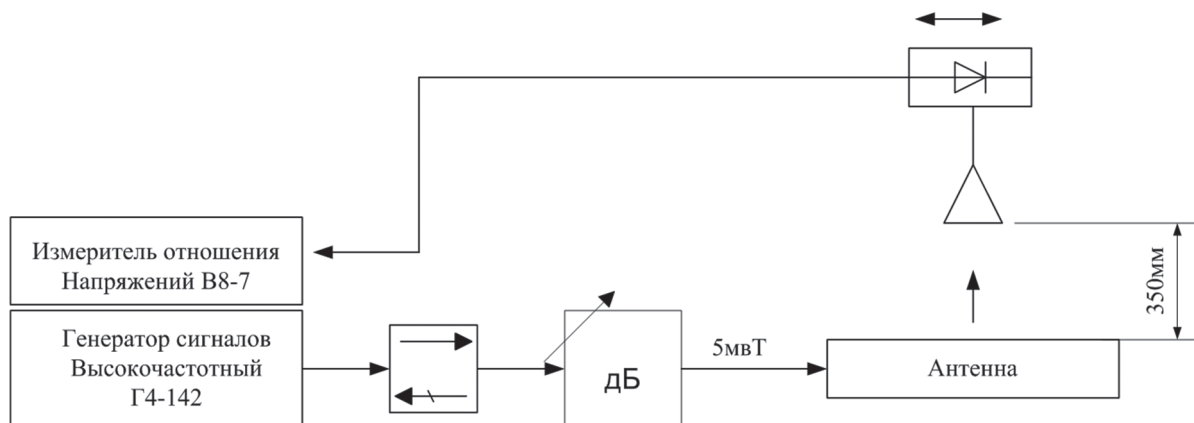


Рис. 3. Схема измерительной установки

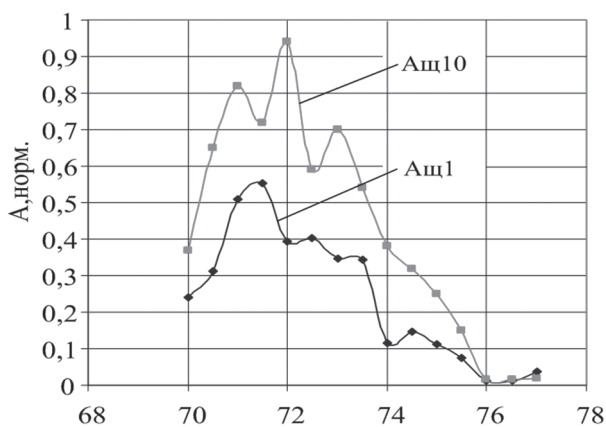


Рис. 4. Характер излучения первой щели (Ащ1) и десятой (Ащ10)

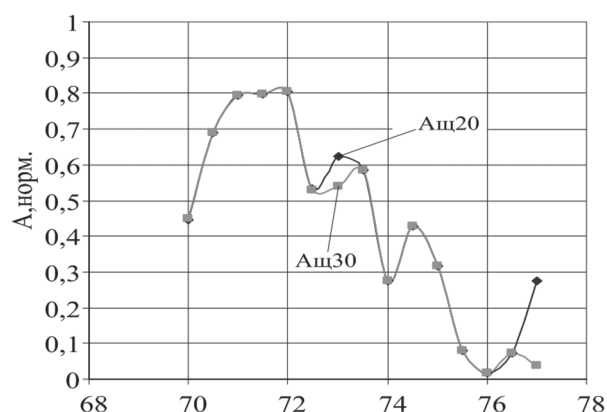


Рис. 5. Характер излучения двадцатой щели (Ащ20) и тридцатой (Ащ30)

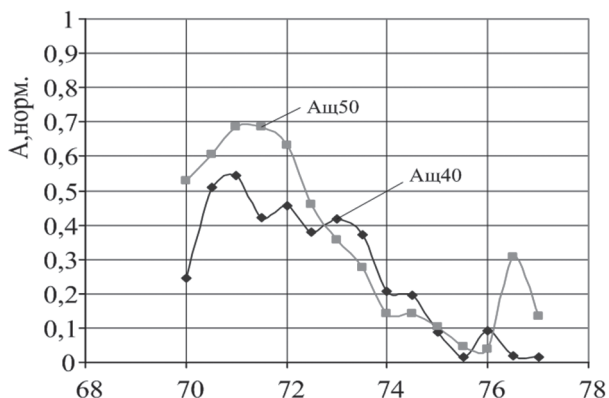


Рис. 6. Характер излучения сороковой щели (Ащ40) и пятидесятой (Ащ50)

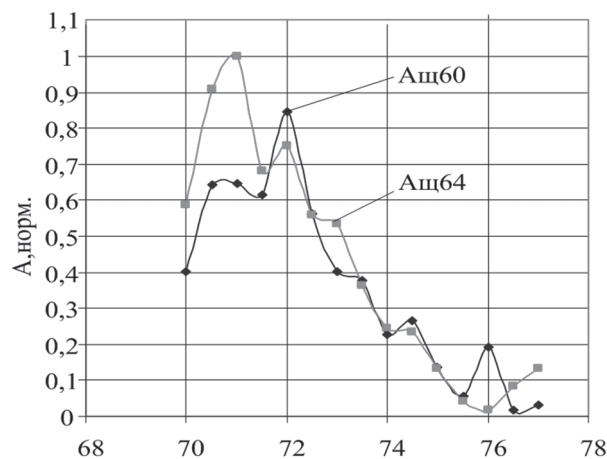


Рис. 7. Характер излучения шестидесятой щели (Ащ60) и шестидесяти четвертой (Ащ64)

Были проведены соответствующие расчеты для конструкции антенны, схематически показанной на рис. 8.

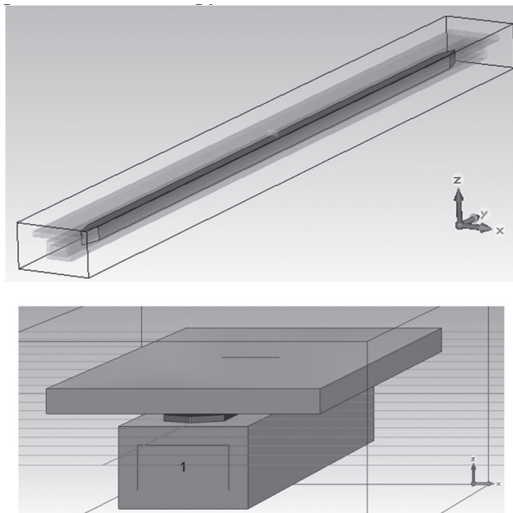


Рис. 8. Модель антенны с диэлектрической вставкой: диэлектрическая вставка выделена темно-серым, а металлические поверхности — светло-серым цветом

В волновод помещена диэлектрическая вставка, профиль которой в плоскости ХУ совпадает с профилем неизлучающей щели. При этом диэлектрическая вставка немного выступает над внешней верхней стенкой волновода или совпадает с ней. Над волноводом на фиксированном расстоянии расположен металлический экран, в котором имеется резонансная прямоугольная щель.

Сигнал подается в волновод со стороны порта 1, проходит по волноводу в направлении оси Y, частично отводится через продольную щель, заполненную диэлектриком и излучается через резонансную щель в экране, в свободное пространство.

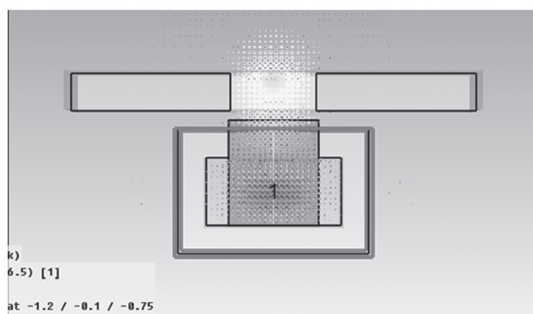


Рис. 9. Распределение поля внутри антенны с диэлектрической вставкой:

При увеличении высоты вставки, усиливается процесс концентрации поля как в диэлектрическом гребне, так и в его окрестности, т.е. в воздушном зазоре под экраном. При достижении высоты диэлектрического гребня равной 0, 25 мм (а высота всей вставки примерно равна длине волны 4,05 мм), обнаружен ярко выраженный эффект направленной передачи энергии поля волновода в излучающую щель в экране. Электрическое поле не только равномерно распределяется в гребне,

в воздушном зазоре над гребнем, но и активно проникает в щель в экране. Амплитуда поля на выходной апертуре щели экрана составляет 60% амплитуды поля в прямоугольном волноводе. При этом поле равномерно распределяется вдоль щели волновода. Диаграммы направленности антенны в Е- и Н-плоскостях для этого оптимального случая показаны на рис. 10.

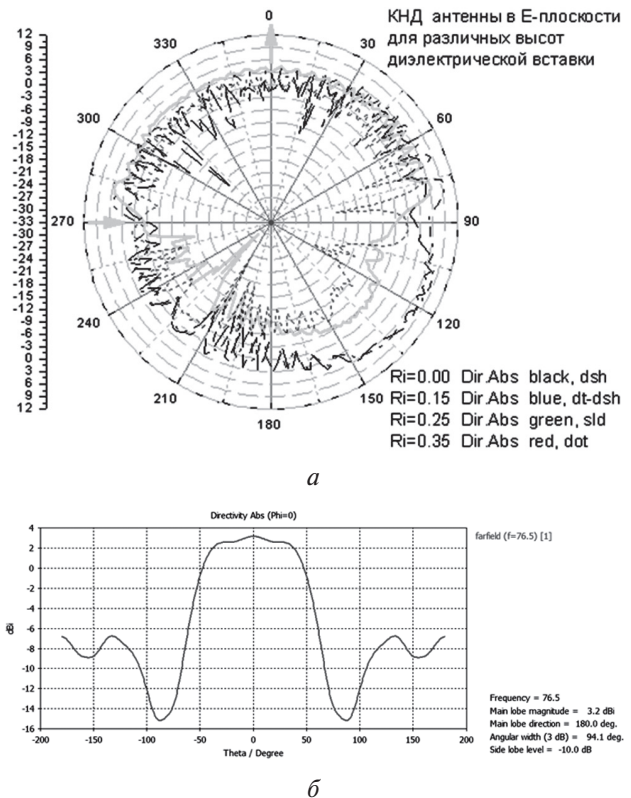


Рис.10. Диаграмма направленности спирально-волноводной антенны с диэлектрической вставкой: а – Е-плоскость и б – Н-плоскость

Таким образом, применение диэлектрической вставки в рассматриваемой антенне позволяет повысить эффективность излучения поля волновода и обеспечивает упрощение конструкции антенны.

2. ДВУХМЕРНАЯ ЛЕНТОЧНАЯ СКАНИРУЮЩАЯ АНТЕННА С СИНТЕЗИРОВАНИЕМ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Разработанная ленточно-щелевая антенна с синтезированием диаграммы направленности послужила прототипом для двухмерной сканирующей антенны, предложенной в [7]. Как уже отмечалось, в обзорных радарх ближнего действия обычно требуются антенны с максимально широкой диаграммой направленности в азимутальной плоскости, что легче всего обеспечивается с помощью резонансной щели, вырезанной в ленте предложенной антенны перпендикулярно к азимутальной плоскости. С целью обеспечения сектора обзора и в угломестной плоскости антенны была разработана и испытана двухмерная лен-

точная сканирующая антенна, конструкция которой схематически показана на рис. 11.

В двухмерной ленточной сканирующей антенне мы также используем принцип перемещающегося излучателя подобный тому, который использовался в одномерной ленточно-щелевой сканирующей антенне. Однако вместо одного излучателя на ленте мы будем использовать линейную решетку излучателей (или приемных элементов), которая формирует диаграмму направленности антенны в угломестной плоскости. При этом для каждого скана реализуется заданное направление, чем и осуществляется сканирование основного лепестка диаграммы антенны в угломестной плоскости. Очевидно, что при использовании одноканального приемника, в активном состоянии следует использовать только одну решетку излучателей (или приемных элементов), подключаемую к передатчику (или приемнику) с помощью СВЧ связи этой решетки с питающим волноводом через продольную неизлучающую щель, прорезанную в его широкой стенке. Однако в данном случае наиболее эффективная СВЧ связь реализуется с помощью резонансного штыря, движущегося внутри волновода.

Использование набора микрополосковых излучателей (МИ) с заданной ориентацией луча каждого МИ в угломестной плоскости является важным элементом разработки предлагаемой конструкции. Для каждого угла места используются сжатие сигнала по дальности и азимуту аналогично тому, как это делалось в одномерной ленточно-щелевой сканирующей антенне. Таким образом, трехмерное изображение может быть получено с помощью комбинации набора двухмерных изображений, полученных для каждого доступного угла места.

Схема элементов и блоков двухмерной ленточной сканирующей антенны, приведена на рис. 11, который иллюстрирует принцип ее работы. Набор МИ 1 установлен на кольцевой ленте 2 эквидистантно. Каждый МИ представляет собой печатную плату, состоящую из антенной решетки (АР) прямоугольных излучателей в виде прямоугольных площадок (микрополосковых пэччей) и микрополосковых линий их питания. Линии питания служат для создания требуемого амплитудно-фазового распределения поля в АР. Число МИ K равно числу заданных положений луча в угломестной плоскости. Таким образом, каждый МИ можно индивидуально оптимизировать для получения необходимой диаграммы направленности антенны с шириной и заданным направлением главного максимума. Открытые волноводы собраны в виде отдельного блока 3. Длины волноводов определяют длину синтезированной апертуры и, таким образом, разрешение по азимуту. Слой диэлектрика 6 предназначен для расширения диаграммы направленности МИ в азимутальной плоскости. Более целесообразно использовать одноканальный прием для записи когерентных радиоизображений в каждом из угломестных направлений из-за довольно высокой стоимости микроволновых когерентных приемо-передатчиков. В этом случае для подключения МИ к входу приемо-передатчика необходим M -канальный мультиплексер 4. Количество M волноводов в блоке может быть в $K = L/A$ раз меньше количества МИ, где L является общей длиной кольцевой ленты 2. Таким образом, в любой момент времени только один МИ соединен с одним из M волноводов. Более детальное описание расчета МИ для данной антенны можно найти в [7].

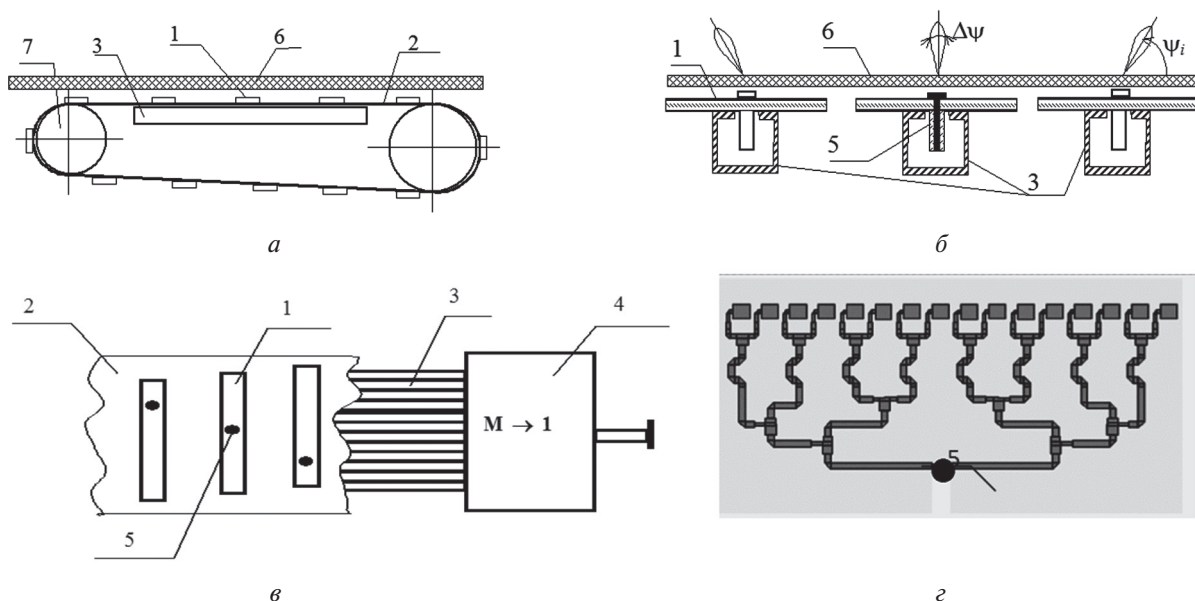


Рис. 11. Двухмерная ленточная антенна с синтезированием диаграммы для сканирования луча в азимутальной и угломестной плоскостях: *a, б, в* – три различные проекции антенны; *г* – микрополосковый излучатель (МИ): 1 – МИ; 2 – лента, 3 – СВЧ блок, содержащий M открытых волноводов; 4 – волноводный мультиплексер (типа $M \rightarrow 1$); 5 – элемент связи МИ и волновода; 6 – слой диэлектрика; 7 – два приводных барабана

Предлагаемая двухмерная сканирующая антенна прошла первый этап проектирования для использования в системе получения трехмерных радиоизображений. Одномерная ленточная сканирующая антенна была протестирована вместе с приемо-передатчиком на подвижной платформе. К настоящему времени разработана версия двухмерной ленточной сканирующей антенны с 36 МИ с шириной диаграммы направленности в вертикальной плоскости равной 2.8° и сектором сканирования 70° в 8-миллиметровом диапазоне. Длина синтезированной апертуры составляет 1200 мм, а число волноводов в антенне, равно 12. Расположение МИ на кольцевой ленте и алгоритм их коммутации позволяет одновременно делать строчную и черезстрочную запись радиоизображения. Таким образом, при необходимости МИ четных и нечетных линии могут иметь ортогональную поляризацию. Излучатели сделаны из эластичного материала “Duroid” и соединены с медной лентой толщиной 50 μm с помощью термокомпрессионного метода. Стабилизация движения кольца-ленты, в плоскости, перпендикулярной к ее поверхности происходит за счет скольжения по алюминиевым направляющим блока 3 (рис. 11, в). Примерное время записи радиоизображения составляет примерно одну секунду.

3. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННА С СИНТЕЗИРОВАНИЕМ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

В этом типе сканирующей антенны с синтезированием диаграммы направленности было предложено использовать виртуальное перемещение (перемещение фазового центра) излучающего элемента [3, 6], осуществляемое за счет электромеханического переключения состояния излучающих элементов одномерной решетки. Антенна состоит из волновода с линейной решеткой эквидистантно расположенных резонансных излучающих щелей. Каждая щель закрыта экранирующей полоской, которая может находиться в трех различных состояниях: 1) коротко замыкающий отражатель (дроссель), 2) открыто и 3) закрыто. Второе и третье состояния используется для открывания или закрывания каждой щели согласно управляющему сигналу, в то время как первое состояние используется для отражения дальнейшего распространения волны с целью повышения эффективности излучения. Переключение осуществляется электромеханическими переключателями, например, комбинацией пружин с электромагнитами. Линейное виртуальное перемещение (перемещение фазового центра) излучающей щели выполняется последовательно во времени, при этом состояние каждой щели изменяется в следующей последовательности: «дроссельное» состояние, открытое состояние и закрытое состояние. Последнее состояние удерживается на все оставшееся время сканирования. Скорость сканирования этой антенны будет определяться быстродействием

электромеханических переключателей. Антенна находится на стадии разработки.

4. МИКРОПОЛОСКОВАЯ СКАНИРУЮЩАЯ АНТЕННА С СИНТЕЗИРОВАНИЕМ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Аналогичная по принципу работы конструкция может быть реализована и для микрополосковых антенн. С этой целью нужно изготовить линейную решетку излучающих площадок и параллельную ей линейную решетку дроссельных, и расположить запитывающую микрополосковую линию между ними. Каждая площадка должна соединяться с микрополосковой линией передачи через переключатель. Линейное виртуальное перемещение (перемещение фазового центра антенны) излучателя выполняется благодаря подключению/отключению излучающих и дроссельных площадок, аналогично, выше-рассмотренному случаю: 1) “излучатель отключается”, а “дроссель подключается”; 2) “излучатель подключается”, а “дроссель отключается”; 3) “излучатель и дроссель отключаются”. Для обеспечения высокой эффективности излучения, малых потерь и низкого уровня паразитной связи излучателей следует использовать МЭМС переключатели, имеющие маленькие потери, низкое потребление мощности и высокую степень развязки, или PIN переключатели, характеризующиеся высоким быстродействием.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение последних 15 лет в отделе 17 ИРЭ НАН Украины была предложена и разработана новая концепция построения сканирующих антенн миллиметрового диапазона. Главная идея этой концепции состоит в комбинации механического перемещения простой приемно-передающей антенны вдоль реальной апертуры неподвижной антенны, регистрации принятого сигнала в каждом положении антенны и синтезирования ее диаграммы направленности с помощью методов РСА. Ранее было разработано, сконструировано и исследовано два типа сканирующих антенн с синтезированной апертурой в 8-миллиметровом диапазоне. Проведенные эксперименты показали высокую эффективность предложенных антенн, работающих не только в приемном, но и в передающем режимах. Данные антенны отличает их способность обеспечивать высокое разрешение по азимуту на расстояниях, соответствующих ближней зоне антенны с реальной апертурой того же размера, а также обеспечение рекордно широких углов обзора ($\sim 140^\circ$) в азимутальной плоскости, недостижимых при использовании антенн других типов. В предложенных антеннах для сканирования в реальном времени надо использовать достаточно быстрые цифровые сигнальные процессоры и быстрые алгоритмы получения РСА-изображения. Наряду с тем, есть много приложений, в которых работа в реальном масштабе времени не требуется. Например, предложенные антенны с син-

тезированием диаграммы направленности очень подходят при создании наземных РСА [8–18], предназначенных для мониторинга структурных изменений в таких объектах как большие здания, мосты, телевышки, дамбы, и т.д., с целью обнаружения незаметных глазу структурных изменений и следовательно регистрации пред-катастрофических состояний наблюдаемых объектов. Кроме того данные антенны могут применяться для мониторинга областей с интенсивным движением, таких как шоссе, железные дороги, взлетно-посадочные полосы аэропорта [18], морские порты, и т.д. Предложенная концепция была использована при разработке антенн для шумового двухпозиционного РСА наземного базирования, позволяющего осуществлять мониторинг саркофага Чернобыльской АЭС на предмет возможных структурных изменений [16].

В качестве дальнейших перспективных разработок антенн данного класса предложены и изучены несколько новых конструкций, пригодных для различных приложений. Предложены, изготовлены и изучены несколько вариантов спирально-щелевой антенны с синтезированием диаграммы направленности. Исследования показали возможность упрощения конструкции таких антенн и одновременного повышения их энергетической эффективности и быстродействия. Кроме того, предложена двухмерная ленточная сканирующая антенна [7], которая позволяет получать трехмерные когерентные изображения объектов в миллиметровом диапазоне с помощью радара с синтезированной апертурой в реальном масштабе времени. Ленточная сканирующая антенна имеет угол обзора в азимутальной плоскости $\sim 140^\circ$ и $\sim 70^\circ$ в угломестной плоскости. Скорость сканирования предложенной антенны позволяет ее использование для разработки систем для наземных и воздушных транспортных средств. Кроме того, спирально-щелевая антенна с синтезированием диаграммы направленности спроектирована для возможности получения изображений со сменой 25 кадров в секунду, что в сочетании с применением современных средств генерации и обработки широкополосных сигналов дает возможность проведения «видео» съемок движущихся объектов («микроволновых фильмов») в 4-миллиметровом диапазоне длин волн.

Автор считает данное направление весьма перспективным для построения антенных систем для радаров различного назначения. В отличие от известных ФАР данные антенны недороги в изготовлении и обеспечивают скорости сканирования достаточные для работы радарных систем в реальном времени при обеспечении широких секторов обзора, высокой энергетической эффективности и качестве диаграмм направленности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная статья написана специально для юбилейного выпуска журнала «Прикладная радиоэлектроника», посвященного **95-летию**

Я.С. Шифрина, выдающегося специалиста в области антенной теории и техники. Авторы выражают искреннюю благодарность юбиляру за стимулирующий интерес к работам нового направления антенной техники и посвящает ему данную статью. Авторы признательны В. Скерсанову, М. Натарову, В. Гламаздину за расчеты двухмерной ленточной сканирующей антенны с синтезированием диаграммы направленности.

Часть работы была выполнена с поддержкой европейских проектов: FP-7 Project SCOUT, Grant 607019 и NATO Project № NUKR.SFPP 984809

Литература

- [1] *Lukin K.A.*, FLAR Design. Technical Report. STCU Project P-050, 2001.
- [2] *Lukin K.A.*, A Novel Approach to Scanning Antenna Design, Proceedings 4-th Int. Conf. on Antenna Theory and Techniques, Sevastopol, 2003, Vol. 11, pp.288–289.
- [3] *Lukin K.A.*, Synthetic Aperture Scanning Antennas. Proc. of the 5th European Conference on Synthetic Aperture Radar, EUSAR2004, Ulm Germany, May 25–27, 2004, V.2, p. 669–672.
- [4] *K.A. Lukin*, «Sliding Antennas for Noise Waveform SAR», Applied Radio Electronics, Vol. 4, No.1, pp. 103–106, April 2005.
- [5] *К.А. Лукин*, «Сканирующие антенны с синтезированием диаграммы направленности» Изв. Вуз. – Радиоэлектроника. 2010, Т.53. №4. – С. 58–64.
- [6] *К.А. Лукин*, «Scanning Synthetic Radiation Pattern Antennas. Radioelectronics and Communications Systems», Vol.53 (2010), pp. 219–224.
- [7] *К.А.Лукин, J.R.Moreira, V.N. Scresanov, V.V. Glamazdin*, 2D Tape Scanner Antenna for Microwave Holography. Proc.5-th Int. Conf. on Antenna Theory and Techniques, ICATT'05. 2005. Vol. 2, pp. 250–253.
- [8] *К.А. Лукин*, «Noise Radar Technology», Telecommunications and Radio Engineering, 2001, Vol.55, No. 12, pp.8–16.
- [9] *К.А. Лукин*, «The principles of noise radar technology», Proc. of «The First Int. Workshop on NRT», NRTW-2002, Yalta, Crimea, Ukraine, pp.13–22.
- [10] *К.А. Лукин*, «Noise Radar Technology: the Principles and Short Overview», Applied Radio Electronics, Vol. 4, No. 1, pp. 4–13, 2005.
- [11] *К.А. Лукин*, «Millimeter wave noise radar applications: theory and experiment», Proc. of The Fourth Int. Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves, 2001, pp.68–73.
- [12] *D. Tarchi, D. Leva, G. Nesti, A.J. Sieber, K. Lukin*, «Short range imaging applications using noise radar technology», Proc. of EUSAR 2000, pp. 361–364
- [13] *К.А. Лукин, et al.* «Ka-band Bistatic Ground-Based Noise Waveform SAR for Short-Range Applications», IET Proc. Radar Sonar & Navigation, Vol.2, pp. 233–243, August 2008.
- [14] *D. Tarchi, K. Lukin, J. Fortuny-Guach, et al.* SAR imaging with noise radar, IEEE Transactions on Aerospace and Electronic systems, Vol.46 (2010), pp. 1214–1225.
- [15] *К.А. Лукин et al.* «2D and 3D imaging using S-band noise waveform SAR», Proc. of the 3rd Int. Asia-Pacific Conference on Synthetic Aperture Radar (AP-SAR-2011), pp. 1-4, 2011.

- [16] K. A. Lukin, Ground based noise-waveform-SAR for monitoring of Chernobyl sarcophagus. Proc. of IRS-2005. 2005. pp. 655–659.
- [17] K.A. Lukin, A.A. Mogila, P.L. Vyplavin, G. Galati, G. Pavan, “Novel concepts for surface movement radar design”. International Journal of Microwave and Wireless Technologies, Cambridge University Press, 2009, vol.1, pp. 163–169.
- [18] K.A.Lukin, V.V. Kudriashov, P.L. Vyplavin, V.P. Palamarchuk. Coherent imaging in the range-azimuth plane using a bistatic radiometer based on antennas with beam synthesizing. IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine, Vol. 29, Iss. 7, July 2014.
- [19] K.A.Lukin, V.V. Kudriashov, P.L. Vyplavin, V.P. Palamarchuk and S.Lukin, “Coherent radiometric imaging using antennas with beam synthesizing”. International Journal of Microwave and Wireless Technologies, 2015.

Поступила в редколлегию 16.03.2015



Лукин Константин Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий отделом нелинейной динамики электронных систем Института радиопизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины. Fellow IEEE, руководитель исследовательской группы «Шумовая радарная технология» научно-исследовательского агентства НАТО. Научные интересы: генерация динамического хаоса и хаотических сигналов, шумовая радарная технология и наземные РСА для дистанционного зондирования, антенны с синтезированием луча.



Паламарчук Владимир Петрович, главный инженер отдела нелинейной динамики электронных систем Института радиопизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины. Научные интересы: микроволновые технологии.



Юрченко Лидия Валерьевна, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник отдела нелинейной динамики электронных систем Института радиопизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины. Научные интересы: моделирование динамического хаоса в электронных системах, автогенерации широкополосных шумовых сигналов и ультракоротких импульсов.



Заец Николай Кузьмич, ведущий инженер-исследователь отдела нелинейной динамики электронных систем Института радиопизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины. Научные интересы: автоматизация экспериментальных физических исследований, оптико-электронные приборы и системы, датчики физических величин, измерение перемещений в нанометровом диапазоне.

УДК 621.396.677.71, 621.396.677.73

Антенны с синтезом диаграммы направленности / К.О. Лукин, В.П. Паламарчук, Л.В. Юрченко, М.К. Заец // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журн. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 79–86.

Розвивається раніше запропонована концепція побудови приймально-передавальних скануючих антен нового типу — антен з синтезом діаграми спрямованості. У них використовується переміщення елемента антени уздовж її апертури в поєднанні з синтезом діаграми спрямованості. Переміщення випромінювача може бути або реальним, або віртуальним. Раніше були досліджені спірально-хвильовідно-щілинна і стрічково-щілинна скануючі антени з синтезуванням діаграми спрямованості і описано їх застосування в наземних шумових РСА для отримання радіозображень, в тому числі радіометричних. У даній роботі запропоновано і досліджено ще один варіант скануючої антени з синтезуванням діаграми спрямованості — спірально-щілинна антена. Вивчено основні характеристики такої антени та описано її модифікації. Крім того, описано антену такого типу, що запропонована раніше для здійснення тривимірного сканування. Стисло описано технічні рішення антен з віртуальним переміщенням випромінювача, що досягається за допомогою електронного або електромеханічного перемикачання стану випромінювача антенної решітки. Для реалізації другого варіанта запропоновано застосування МЕМС перемикачів.

Ключові слова: скануюча антена з синтезуванням діаграми спрямованості, антена решітка, щілинна антена, діаграми спрямованості, когерентне зображення, наземний шумовий РСА.

Л.: 11. Бібліогр.: 20 найм.

UDC 621.396.677.71, 621.396.677.73

Antennas with pattern synthesizing / K.A. Lukin, V.P. Palamarchuk, L.V. Yurchenko and N.K. Zaets // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 79–86.

The previously proposed concept for novel Tx/Rx scanning antennas with pattern synthesizing has been elaborated in the paper. These antennas use a combination of small radiator motion along its aperture with SAR signal processing for pattern synthesizing. The motion of the radiator can be either real or virtual. The previously studied spiral-slotted waveguide and the sliding-slot antennas with pattern synthesizing and their use in noisy terrestrial radio for SAR images, including radiometric ones have been described. In this paper we propose and investigate another option of a scanning antenna with pattern synthesizing — a spiral-slot scanning antenna. The main characteristics of that antenna and its modifications have been studied and described. Furthermore, the previously proposed scanning antenna of that type for three-dimensional scanning is presented as well. Technical solutions for the scanning antenna of that type using a virtually moving radiator is briefly described. The virtual motion of the antenna array radiator is achieved via electronic or electromechanical switching of the radiator's state. Application of MEMS switches is suggested for implementation of electromechanical switching.

Keywords: scanning antenna with pattern synthesizing, antenna array, slot antenna, antenna pattern, coherent image, ground-based noise SAR.

Fig.: 11. Ref.: 20 titles.

Настоящая статья посвящается 95-летию замечательного ученого, профессора Якова Соломоновича ШИФРИНА, внесшего фундаментальный вклад в теорию антенн с нелинейными элементами. Его работы в этом направлении получили признание как у нас в стране, так и за рубежом. На протяжении нескольких десятилетий Яков Соломонович интенсивно развивал данное направление на кафедре основ радиотехники ХНУРЭ. Коллектив кафедры, его ученики от всей души поздравляют Якова Соломоновича со славным юбилеем, желают ему крепкого здоровья, долгих лет жизни и свойственного ему неиссякаемого оптимизма.

УДК 621.396.6

АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА АНТЕНН И РАССЕЙВАТЕЛЕЙ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

А. И. ЛУЧАНИНОВ, Д. С. ГАВВА

В работе рассматривается задача анализа нестационарного режима тонкопроволочных электродинамических структур, в состав которых входят нелинейные элементы с сосредоточенными или распределенными параметрами. Подобные структуры рассматриваются как антенны с нелинейными свойствами поверхностного импеданса (АНПИ). С использованием метода нелинейных интегральных уравнений получены уравнения состояния и выходные уравнения таких устройств.

Ключевые слова: антенна, рассеиватель, нелинейный элемент, интегральные уравнения, численное решение.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы значительное внимание уделяется исследованию антенн и рассеивателей, которые имеют в своем составе нелинейные элементы. Это объясняется тем, что использование нелинейных эффектов, возникающих в таких устройствах, позволило с помощью современных радиотехнических средств решить ряд прикладных задач, которые не реализуются традиционными методами. Непрерывное расширение круга задач, решаемых с помощью подобных устройств, потребовало более детального анализа режима их работы и, в частности, анализа нестационарного режима.

В общем случае строгий анализ нестационарного режима систем с распределенной нелинейностью заключается в решении уравнений Максвелла во временной области совместно с соответствующими граничными условиями как для области, занимаемой нелинейностью, так и вне ее. Из-за своей сложности данный подход, чрезвычайно громоздок, допускает, как правило, только численную реализацию, требует больших вычислительных ресурсов и с его помощью к настоящему времени решен лишь очень ограниченный круг задач (см., например, [1]).

Существуют несколько методов упрощения общей постановки задачи. Один из них – метод эквивалентных граничных условий (ЭГУ), позволяющий исключить из рассмотрения некоторую область пространства и поля в ней, задавая определенную связь между векторами поля на ее границе. Полученная на основе ЭГУ модель АНПИ ориентирована, в основном, на анализ периодического или почти-периодического режима антенн/рассеивателей с нелинейными элементами. Однако для расчета более сложных нелинейных режимов такая модель непригодна и требуется использование иных подходов, чем описанные в работах [2, 3].

В настоящей работе рассматривается основанная на методе интегральных уравнений модель, описывающая нестационарный режим тонкопроволочных антенн (рассеивателей), поверхностный импеданс которых обладает нелинейными свойствами.

В п. 1 настоящей работы дана общая постановка задачи. В п. 2 приведено основанное на лемме Лоренца в пространственно-временной области интегральное представление для электрического поля и с его использованием получено нелинейное интегральное уравнение (НИУ) для излучателя (рассеивателя), на поверхности которого существует нелинейная зависимость между напряженностями электрического и магнитного полей. В п. 3 предложен метод численного решения НИУ и рассмотрены особенности его реализации. Требуемые для решения уравнений состояния компонентные уравнения линейной подсистемы и системы источников внешнего воздействия получены в п. 4. В п. 5. получены выходные уравнения АНПИ и отмечены особенности определения внешних параметров.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Под излучателями (рассеивателями) с распределенной нелинейностью будем понимать тела, на поверхности которых мгновенные значения тангенциальных составляющих векторов напряженности электрического $\mathbf{E}(q,t)$ и магнитного $\mathbf{H}(q,t)$ полей связаны соотношением

$$\mathbf{n}_q \times \mathbf{E}(q,t) = -\hat{\mathbf{Z}}\{q, \mathbf{n}_q \times \mathbf{H}(q,t)\}, \quad (1)$$

или в эквивалентном виде

$$\mathbf{J}^M(q,t) = \hat{\mathbf{Z}}\{q, \mathbf{J}(q,t)\}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{n}_q – внешняя нормаль к поверхности тела в точке q ; $\mathbf{J}^M(q,t) = \mathbf{E}(q,t) \times \mathbf{n}_q$, $\mathbf{J}(q,t) = \mathbf{n}_q \times \mathbf{H}(q,t)$ – мгновенные значения эквивалентных магнитного и электрических поверхностных токов; $\hat{\mathbf{Z}}\{\}$ – нелинейный оператор.

Для точного определения $\hat{Z}\{\}$, как и в случае любых других ЭГУ, необходимо решить граничную задачу в строгой постановке. Однако в этом нет необходимости: можно определить оператор $\hat{Z}\{\}$ либо, как было отмечено выше, из решения той или иной ключевой задачи, либо, в целом ряде случаев, исходя из геометрии задачи, степени, вида нелинейности и т.п. Потому на этапе постановки задачи, вывода расчетных соотношений, т.е. там, где это возможно, мы не конкретизируем вид оператора $\hat{Z}\{\}$ и используем граничные условия в виде (1) или (2).

Задача решается в такой постановке: в однородном изотропном пространстве с параметрами (ϵ_0, μ_0) расположено тело объемом V_1 (рис. 1), на поверхности которого Σ выполняется нелинейное граничное условие (2). Поверхность предполагается гладкой. В объеме $V^{ст}$ заключены сторонние источники $\mathbf{J}^{э.ст}$ и (или) $\mathbf{J}^{м.ст}$, создающие в точке q на поверхности Σ напряженности полей $\mathbf{E}^i(q, t)$, $\mathbf{H}^i(q, t)$. Требуется определить поле в пространстве вне V_1 , т.е. в V_2 .

Так как задача является нелинейной, то естественно, что в общем случае необходимо оперировать с физическими величинами — временными зависимостями полей, т. к. нелинейные операции нельзя, строго говоря, производить непосредственно с комплексными амплитудами [4].

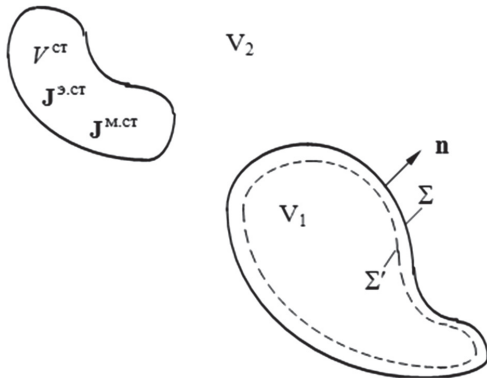


Рис. 1. К постановке задачи возбуждения тел с нелинейными граничными условиями

Следовательно, решение задачи о возбуждении тел с нелинейными граничными условиями должно проводиться в пространственно-временной области. Переход в пространственно-частотную область возможен в некоторых частных случаях, например, при анализе установившегося периодического режима. В соответствии с вышесказанным, и нами на этапах решения, для которых не конкретизирован тип возбуждения АНПИ, будут использованы пространственно-временные представления.

2. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Перейдем к выводу интегральных уравнений для тел с НГУ, исходными для получения которых, как и в случае линейных задач, явля-

ются интегральные представления для полей. Предварительно определим выражение для леммы Лоренца при произвольной зависимости полей от времени. В принципе, выражение для данной леммы при произвольной зависимости полей от времени может быть получено через решение с гармонической зависимостью от времени и последующим использованием преобразования Фурье. В том случае, когда решение электродинамической задачи в частотной области можно получить только для конечного диапазона частот, или если возбуждение не является Фурье трансформируемым, необходимо формулировать лемму Лоренца непосредственно во временной области.

В настоящее время известно несколько различных формулировок леммы Лоренца для электромагнитных полей с общими зависимостями времени. Они приведены, например, в [5–10]. В формулировке [5] было использовано решение волнового уравнения в виде регулярного запаздывающего решения. Формулировка [6–9] является результатом, полученным непосредственно из применения обратного преобразования Фурье к лемме Лоренца в пространственно-частотной области. В работе [10] представлена третья формулировка, которая объединяет в себе основные черты первых двух. Решение производится непосредственно во временной области, и, следовательно, оно применимо к полям, для которых зависимость от времени не является Фурье-трансформируемой. Доказательство требует только знания прошлой истории полей, их поведение при $t = +\infty$ не имеет значения. При этом предполагается, что в окружающей среде, содержащей произвольно расположенные линейные, независимые от времени неоднородности, имеется два независимых источника токов $\mathbf{J}(\mathbf{r}, \tau)$ и $\mathbf{J}_B(\mathbf{r}, \tau)$ с заданными распределениями в пространстве и зависимостями от времени. Эти источники удовлетворяют следующим двум условиям [10]:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{r}, \tau) = \mathbf{J}_B(\mathbf{r}, \tau) = 0 \quad \forall \tau < \tau_0 \quad (\tau_0 > -\infty) \quad \text{и} \quad \forall \mathbf{r} \\ \mathbf{J}(\mathbf{r}, \tau) = \mathbf{J}_B(\mathbf{r}, \tau) = 0 \quad \forall |\mathbf{r}| > r_0 \quad (r_0 > \infty) \quad \text{и} \quad \forall \tau < \infty \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Среда, в которой располагаются источники поля, может быть неоднородной, диссипативной и дисперсионной (в дальнейшем, там где это не приводит к неоднозначностям в трактовке, для сокращения записи мы используем обозначения $\mathbf{J}(\tau)$ и т.д., в которых подразумевается пространственная зависимость, т. е. $\mathbf{J}(\tau) = \mathbf{J}(\mathbf{r}, \tau)$). В рамках данных предположений в [10] получено следующее выражение для леммы Лоренца при произвольной зависимости полей от времени:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \iint_{S_0} \{ \mathbf{E}(t - \tau) \times \mathbf{H}_B(\tau) - \mathbf{E}_B(\tau) \times \mathbf{H}(t - \tau) \} dS = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \iiint_{V_0} \{ \mathbf{J}(t - \tau) \mathbf{E}_B(\tau) - \mathbf{J}_B(\tau) \mathbf{E}(t - \tau) \} dv. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{E}(\tau)$ и $\mathbf{E}_b(\tau)$ – поля, создаваемые источниками $\mathbf{J}(\tau)$ и $\mathbf{J}_b(\tau)$, соответственно; S_0 – поверхность, охватывающая источники $\mathbf{J}(\tau)$ и $\mathbf{J}_b(\tau)$; V_0 – объем, ограниченный S_0 .

Используя (4) получим интегральное представление для электрического поля, необходимое при выводе нелинейных интегральных уравнений. Для этого предположим, что рассматриваются поля на поверхности Σ , ограничивающей объем V_1 и перепишем (4) в следующем виде:

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\tau \iint_{\Sigma} \left\{ \mathbf{E}(t-\tau) \times \mathbf{H}_b(\tau) - \mathbf{E}_b(\tau) \times \mathbf{H}(t-\tau) \right\} \mathbf{n} d\sigma = \\ = \mathbf{E}^i(t) - \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \iiint_{V_1} \mathbf{J}_b(\tau) \mathbf{E}(t-\tau) dv. \quad (5)$$

Здесь \mathbf{n} – нормаль к поверхности Σ , направленная внутрь рассматриваемого объема V_1 . Через $\mathbf{E}^i(t)$ обозначен объемный интеграл

$$\mathbf{E}^i(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_2} \left\{ \mathbf{J}(\tau) \mathbf{E}_b(t-\tau) \right\} dv, \quad (6)$$

соответствующий полю сторонних токов.

Для того, чтобы получить искомое представление подставим в полученное соотношение в качестве вспомогательного поля $\mathbf{E}_b, \mathbf{H}_b$ выражения для полей электрического диполя с моментом

$$\mathbf{J}_b = \mathbf{a} \delta(R) \delta(\tau), \quad (7)$$

где \mathbf{a} – произвольный вектор, $\delta(R)$ – дельта-функция Дирака, R – расстояние между точками истока q и наблюдения p . Продолав традиционные выкладки, не представляющие принципиальных трудностей, получим:

$$T\mathbf{E}(p,t) = \mathbf{E}^i(p,t) + \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left\{ -\frac{\mu}{R} \frac{\partial \mathbf{J}(q,\tau)}{\partial \tau} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\epsilon} \text{grad}_p \int_0^{\tau} \text{div}_p \left[\frac{\mathbf{J}(q,t)}{R} \right] dt - \right. \\ \left. - \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \mathbf{J}^M(q,\tau) \times \mathbf{R} \right\} d\sigma_q. \quad (8)$$

В этом соотношении ϵ, μ – диэлектрическая и магнитная проницаемость среды, заполняющей V_2 , $\tau = t - (R/c)$ – запаздывающее время, \mathbf{R} – вектор, соединяющий точки истока и наблюдения, T – коэффициент, определенный следующим образом:

$$T = \begin{cases} 1 & \text{при } p \in V_2 \\ 1/2 & \text{при } p \in \Sigma \\ 0 & \text{при } p \in V_1 \end{cases}. \quad (9)$$

Индекс p означает, что дифференцирование ведется по координатам точки наблюдения.

Интегральное представление (8) позволяет получить интегральные уравнения, однако, прежде чем сделать это, отметим следующее.

В общем случае поля в пространственно-временной области, как решение дифференци-

альных уравнений гиперболического типа, могут не обладать свойством аналитичности. С физической точки зрения это связано с возможностью существования фронтов или распространением электромагнитного импульса. В связи с этим в пространственно-временной области корректными при любом возбуждении являются только интегральные уравнения, в которых точки наблюдения и истока лежат на одной поверхности, а именно на поверхности излучателя. Такие уравнения, имеющие неинтегрируемую особенность подынтегральной функции, при совпадении точек наблюдения и интегрирования, получили широкое распространение для решения задач возбуждения идеально проводящих тел [11]. В исследованиях возбуждения тел, на поверхности которых выполняются импедансные условия, гораздо более широкое применение нашли уравнения, в которых точки наблюдения и источника располагаются на различных поверхностях [11]. Использование уравнений такого типа упрощает алгоритм решения, т. к. в них отсутствует особенность в подынтегральной функции. Однако данные уравнения записаны для пространственно-частотной области и при их выводе использовано свойство аналитичности решений уравнений Гельмгольца, т.е. свойство аналитичности монохроматических полей. Последнее позволило строго доказать эквивалентность выполнения граничных условий на поверхности тела и на некоторой вспомогательной поверхности. В рассматриваемом нами случае на поверхности излучателя должны выполняться нелинейные граничные условия, которые являются обобщением импедансных условий. Поэтому привлекательным является использование для наших задач уравнений с различными областями расположения точек наблюдения и истока. Данный путь возможен, если предположить, что стороннее поле и отклик излучателя имеют ограниченный спектр, чем исключается образование “резких” импульсных фронтов. Такое предположение приемлемо, для установившегося режима при периодическом возбуждении излучателя. В дальнейшем мы подразумеваем, что высказанное предположение выполнено и для нестационарного режима, т.е. исключаем из рассмотрения режим импульсного возбуждения излучателя с резкими фронтами.

Перейдем теперь непосредственно к выводу интегральных уравнений для излучателя с нелинейными граничными условиями.

Введем вспомогательную поверхность Σ' расположенную внутри Σ (рис. 1) и рассмотрим случай, когда точка источника находится на Σ , а точка наблюдения – на Σ' . Для того чтобы получить НИУ, исключим из (8) магнитный ток, используя (2):

$$T\mathbf{E}(p,t) = \mathbf{E}^i(p,t) + \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} \left\{ -\frac{\mu}{R} \frac{\partial \mathbf{J}(q,\tau)}{\partial \tau} + \right.$$

$$+\frac{1}{\varepsilon} grad_p \int_0^\tau div_p \left[\frac{\mathbf{J}(q,t)}{R} \right] dt -$$

$$-\frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{Z}\{q, \mathbf{J}(q, \tau)\} \times \mathbf{R} \Big\} d\sigma_q, \quad (10)$$

Эта операция позволяет неявно учесть свойства поверхности излучателя, т.е. учесть НГУ. По сути, (10) – интегральное представление полей для тел, на поверхности которых выполняются условия типа (1) или (2). Так как полное поле внутри Σ , в силу теоремы эквивалентности, должно быть равно нулю, то на вспомогательной поверхности Σ' должна обратиться в ноль касательная составляющая полного поля $\mathbf{E}(p,t)$ для (8), т.е. [11]:

$$\mathbf{n}_p \times \mathbf{E}(p,t) = 0, \quad \mathbf{n}_p \times \mathbf{H}(p,t) = 0. \quad (11)$$

Чтобы удовлетворить этим условиям, домножим векторно (8) на \mathbf{n} и подставим в полученные выражения (11). В результате имеем:

$$\mathbf{n}_p \times \mathbf{E}^i(p,t) + \frac{1}{4\pi} \mathbf{n}_p \times \int_\Sigma \left\{ -\frac{\mu}{R} \frac{\partial \mathbf{J}(q,\tau)}{\partial \tau} + \right.$$

$$+\frac{1}{\varepsilon} grad_p \int_0^\tau div_p \left[\frac{\mathbf{J}(q,t)}{R} \right] dt -$$

$$\left. -\frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{Z}\{q, \mathbf{J}(q, \tau)\} \times \mathbf{R} \right\} d\sigma_q = 0. \quad (12)$$

Таким образом, для излучателя произвольной формы, на поверхности которого выполняются граничные условия вида (2), нами получено нелинейное интегральное уравнение относительно временной зависимости распределения плотности поверхностного тока. По-сути, оно представляет собой уравнение состояния антенн (рассеивателей) с нелинейными свойствами поверхностного импеданса. Решение этого уравнения, т.е. вычисление $\mathbf{J}(q,t)$ при заданных форме излучателя (рассеивателя), виде нелинейных граничных условий и условиях возбуждения – это первый этап анализа. На втором, как и для антенн с сосредоточенными нелинейными элементами [2], необходимо вычислить внешние характеристики устройства.

3. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Перейдем к вопросам решения НИУ, наиболее трудоемкого этапа анализа антенн с нелинейными свойствами поверхностного импеданса. Для этого разделим интегральный оператор на линейную и нелинейную части, а (12) запишем в более компактном виде

$$\mathbf{L}\{\mathbf{J}(q,t)\} - \mathfrak{N}\{\mathbf{J}(q,t)\} = \mathbf{E}_{ig}^i(p,t), \quad (13)$$

где

$$\mathbf{L}\{\mathbf{J}(q,t)\} = \frac{1}{4\pi} \mathbf{n}_p \times \int_\Sigma \left\{ -\frac{\mu}{R} \frac{\partial \mathbf{J}(q,\tau)}{\partial \tau} + \right.$$

$$\left. +\frac{1}{\varepsilon} grad_p \int_0^\tau div_p \left[\frac{\mathbf{J}(q,t)}{R} \right] dt \right\} d\sigma_q, \quad (14)$$

$$\mathfrak{N}\{\mathbf{J}(q,t)\} =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \mathbf{n}_p \times \int_\Sigma \left\{ \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{Z}\{q, \mathbf{J}(q, \tau)\} \times \mathbf{R} \right\} d\sigma_q, \quad (15)$$

$\mathbf{E}_{ig}^i(p,t)$ – касательная к Σ' в точке p составляющая стороннего электрического поля.

С формальной точки зрения уравнение (13) представляет собой уравнение состояния распределенной электродинамической системы, состоящей из линейной и нелинейной подсистем, описываемых операторами $\mathbf{L}\{\mathbf{J}(q,t)\}$ и $\mathfrak{N}\{\mathbf{J}(q,t)\}$, соответственно, и подсистемы источников внешнего воздействия $\mathbf{E}_{ig}^i(p,t)$.

Рассмотрим конкретный случай – электродинамическую структуру, выполненную из прямолинейных проводников радиусом a , соединенных произвольным образом друг с другом. Моделирование таких излучателей позволило решить целый ряд задач, имеющих важное практическое значение. В связи с этим рассмотрим особенности упрощения систем НИУ для данных типов излучателей, с учетом того, что на их поверхности выполняются нелинейные граничные условия.

Из (13), (14) видно, что линейная часть интегрального оператора $\mathbf{L}\{\mathbf{J}(q,t)\}$ представляет собой интегральный оператор задачи возбуждения идеально проводящих тел [11]. Следовательно, во всех случаях, когда интегральные уравнения для идеально проводящих тел приводятся к одномерным интегральным уравнениям, такая операция допускается также и для оператора $\mathbf{L}\{\mathbf{J}(q,t)\}$. Все особенности задачи для излучателей с НГУ определяются нелинейными свойствами оператора $\mathfrak{N}\{\mathbf{J}(q,t)\}$.

При анализе тонкопроволочных излучателей возможность приведения уравнения (12) к одномерному интегральному уравнению основана на предположении, что в силу малости радиуса проводника плотность поверхностного тока проводника распределена равномерно по периметру поперечного сечения и имеет только одну компоненту, направленную вдоль оси. Для излучателей сложной конфигурации, состоящих из произвольно соединенных между собой прямолинейных отрезков проводников линейная часть интегрального оператора равна:

$$\mathbf{L}\{\mathbf{i}(q,t)\} = \frac{1}{8\pi a^2} \mathbf{n}_p \times \int_L \left\{ -\frac{\mu}{R} \frac{\partial \mathbf{i}(q,\tau)}{\partial \tau} + \right.$$

$$\left. +\frac{1}{\varepsilon} grad_p \int_0^\tau div_p \left[\frac{\mathbf{i}(q,t)}{R} \right] dt \right\} dl_q, \quad (16)$$

нелинейная часть:

$$\mathfrak{N}\{\mathbf{i}(q,t)\} =$$

$$= \frac{1}{4\pi} \mathbf{n}_p \times \int_L \left\{ \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{Z}\{q, \frac{\mathbf{i}(q,\tau)}{2\pi a}\} \times \mathbf{R} \right\} dl_q. \quad (17)$$

Здесь a – радиус проводников излучателя, $\mathbf{i}(q, \tau) = 2\pi a \mathbf{J}(q, \tau)$ – полный ток проводника. Интегрирование ведется по длине проводника.

С учетом этого (13) запишется в виде:

$$\mathcal{L}\{\mathbf{i}(q, \tau)\} - \mathfrak{N}\{\mathbf{i}(q, \tau)\} = \mathbf{E}_{ig}^i(p, t). \quad (18)$$

Так как распределение тока вдоль проводника $\mathbf{i}(q, \tau)$, является функцией от координат и времени, его решение будем проводить в два этапа. На первом этапе воспользуемся методом моментов. Решение будем искать в виде разложения по системе базисных функций подобластей. При этом заметим следующее.

Рассматриваемое интегральное уравнение является нелинейным интегральным уравнением. Для решения подобных уравнений в частотной области в работе [12] показано, что в отличие от случая решения линейных ИУ, для аппроксимации искомого распределения тока в линейной и нелинейной частях оператора целесообразно использовать различные системы базисных функций. Для удобства запишем (18) следующим образом:

$$\mathcal{L}\{\mathbf{i}(q, \tau)\} - \mathfrak{N}\{-\hat{\mathbf{i}}(q, \tau)\} = \mathbf{E}_{ig}^i(p, t), \quad (19)$$

полагая при этом, что

$$\hat{\mathbf{i}}(q, \tau) = -\hat{\mathbf{i}}(q, \tau). \quad (20)$$

Таким образом, распределение ищем в виде:

$$\mathbf{i}(q, \tau) = \sum_{m=1}^M i_m(\tau) \Phi_m(q) \quad (21)$$

для линейного оператора и

$$\hat{\mathbf{i}}(q, \tau) = \sum_{m=1}^M \hat{i}_m(\tau) \hat{\Phi}_m(q) \quad (22)$$

для нелинейного.

В приведенных соотношениях базисные функции $\Phi_m(q)$ и $\hat{\Phi}_m(q)$ описывают поведение токов $\mathbf{i}(q, \tau)$ и $\hat{\mathbf{i}}(q, \tau)$ вдоль проводников структуры. Они определены так, что на m -м интервале Δ_l^m $\Phi_m(q) = \hat{\Phi}_m(q) \neq 0$, а всюду вне этого интервала $\Phi_m(q) = \hat{\Phi}_m(q) = 0$. Коэффициенты разложения $i_m(\tau)$ и $\hat{i}_m(\tau)$ не зависят от координат и представляют собой временные зависимости токов в тех сечениях проводника, для которых функции $\Phi_m(q) = \hat{\Phi}_m(q) = 1$. С учетом (20):

$$i_m(\tau) = -\hat{i}_m(\tau). \quad (23)$$

Разделение пространственной и временной зависимостей в (21) и (22) предполагает, что в любом сечении проводника на одном и том же интервале разбиения зависимость тока от времени будет одной и той же. Это возможно только в том случае, когда $\Delta_l^m < c\Delta\tau \forall m = \overline{1, N}$. Здесь $\Delta\tau$ – шаг дискретизации по времени, который необходим для корректной аппроксимации временных зависимостей токов. Данное обстоятельство следует учитывать при численном решении (19).

Следуя методу моментов подставим (21) и (22) в (19). Домножив на весовые функции, и проинтегрировав по длине излучателя, имеем:

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^M \int_L \Phi_n(p) \mathcal{L}\{i_m(\tau) \Phi_m(q)\} dl_p - \\ & - \int_L \hat{\Phi}_n(p) \mathfrak{N}\left\{-\sum_{m=1}^N \hat{i}_m(\tau) \hat{\Phi}_m(q)\right\} dl_p = \\ & = \int_L \Phi_n(p) \mathbf{E}_{ig}^i(p, t) dl_p \quad \forall n = \overline{1, N}. \quad (24) \end{aligned}$$

Заметим, что в отличие от НИУ в частотной области (см., например, [2]) для уравнений во временной области коэффициенты разложения $i_m(\tau)$ выносить из под линейного оператора $\mathcal{L}\{i_m(\tau) \Phi_m(q)\}$ нельзя, т. к. в состав $\mathcal{L}\{i_m(\tau) \Phi_m(q)\}$ входит операция интегрирования по времени (см. (14)). Для удобства запишем полученную систему уравнений в виде:

$$\tilde{\mathcal{L}}_n\{i_m(\tau)\} - \tilde{\mathfrak{N}}_n\{\hat{i}_m(\tau)\} = e_n(t) \quad \text{для } n = \overline{1, N}. \quad (25)$$

Здесь, с учетом свойств функций $\hat{\Phi}_m(q)$:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\mathcal{L}}_n\{i_m(\tau)\} &= \sum_{m=1}^M \int_L \Phi_n(p) \mathcal{L}\{i_m(\tau) \Phi_m(q)\} dl_p \\ \tilde{\mathfrak{N}}_n\{\hat{i}_m(\tau)\} &= \int_{\Delta_l^n} \hat{\Phi}_n(p) \mathfrak{N}\left\{-\sum_{m=1}^N \hat{i}_m(\tau) \hat{\Phi}_m(q)\right\} dl_p, \\ e_n(t) &= \int_L \Phi_n(p) \mathbf{E}_{ig}^i(p, t) dl_p \end{aligned} \right\} \quad \forall n = \overline{1, N}, \quad (26)$$

Соотношения (25) являются системой уравнений состояния схемы (рис. 2), представляющей собой соединение линейного многополюсника, описываемого матричным оператором

$$\tilde{\mathcal{L}}\{\mathbf{i}(\tau)\} = \begin{bmatrix} \tilde{\mathcal{L}}_1\{i_1(\tau)\} & \tilde{\mathcal{L}}_1\{i_2(\tau)\} & \cdots & \tilde{\mathcal{L}}_1\{i_N(\tau)\} \\ \tilde{\mathcal{L}}_2\{i_1(\tau)\} & \tilde{\mathcal{L}}_2\{i_2(\tau)\} & \cdots & \tilde{\mathcal{L}}_2\{i_N(\tau)\} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \tilde{\mathcal{L}}_N\{i_1(\tau)\} & \tilde{\mathcal{L}}_N\{i_2(\tau)\} & \cdots & \tilde{\mathcal{L}}_N\{i_N(\tau)\} \end{bmatrix}, \quad (27)$$

системы ЭДС, описываемого вектором

$$\mathbf{e}(t) = \{e_1(t), e_2(t), \dots, e_N(t)\}^T, \quad (28)$$

и нелинейного многополюсника, описываемого нелинейным матричным оператором

$$\tilde{\mathfrak{N}}\{\hat{\mathbf{i}}(\tau)\} = \begin{bmatrix} \tilde{\mathfrak{N}}_1[\hat{i}_1(\tau)] & \tilde{\mathfrak{N}}_1[\hat{i}_2(\tau)] & \cdots & \tilde{\mathfrak{N}}_1[\hat{i}_N(\tau)] \\ \tilde{\mathfrak{N}}_2[\hat{i}_1(\tau)] & \tilde{\mathfrak{N}}_2[\hat{i}_2(\tau)] & \cdots & \tilde{\mathfrak{N}}_2[\hat{i}_N(\tau)] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \tilde{\mathfrak{N}}_N[\hat{i}_1(\tau)] & \tilde{\mathfrak{N}}_N[\hat{i}_2(\tau)] & \cdots & \tilde{\mathfrak{N}}_N[\hat{i}_N(\tau)] \end{bmatrix}, \quad (29)$$

диагональные элементы которого представляют собой динамические вольтамперные характеристики нелинейных элементов, соответствующих элементарным отрезкам провода радиусом a и длиной Δ_l^m , на поверхности которых выполняются граничные условия (1) или (2).

Анализ таких систем в общем случае может быть выполнен только во временной области. Поэтому, методы моделирования подобных систем требуют знания характеристик линейной подсистемы во временной области, т. е. фактически требуется построение эквивалентной схемы

линейной части во временной области. С другой стороны, анализ линейной части подобных подсистем, представляющих собой сложные электродинамические структуры с линейными характеристиками (например, проволочные излучатели или рассеиватели произвольной конфигурации) гораздо более эффективно может быть выполнен в частотной области. К настоящему времени для этого разработаны эффективные методы и пакеты прикладных программ. Таким образом, задача состоит в определении параметров линейной части во временной области.

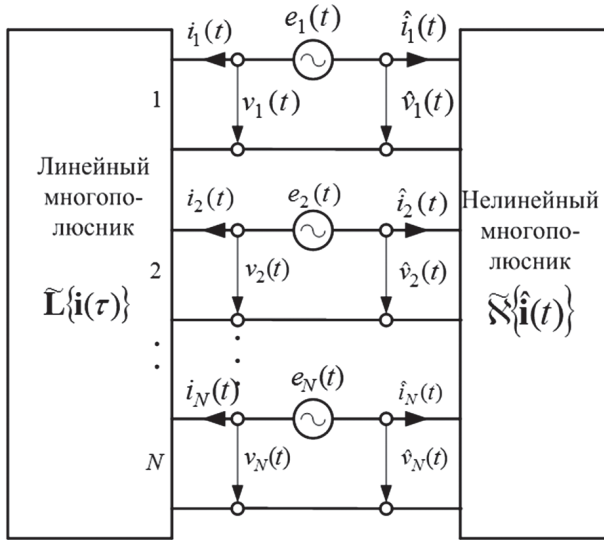


Рис. 2. Представление электродинамической структуры с нелинейным поверхностным импедансом в виде многовходовой нелинейной схемы

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛИНЕЙНОЙ ПОДСХЕМЫ И СИСТЕМЫ ИСТОЧНИКОВ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Итак, рассмотрим нелинейную систему, электродинамическая структура которой представлена в виде пассивного $2N$ -полюсника ко входам которого подключены источники возбуждения и нелинейные нагрузки (рис. 2). По аналогии с [13] предположим, что идеальный источник тока $i_m(t)$ подключен ко входу m , а другие входы многополюсника разомкнуты. В этом случае в частотной области напряжения холостого хода всех входов могут быть определены как

$$V_n(\omega) = Z_{nm}(\omega)I_m(\omega), \quad k = \overline{1, N}, \quad (30)$$

где $I_m(\omega)$ – преобразование Фурье от $i_m(t)$, т.е.

$$I_m(\omega) = \mathfrak{F}[i_m(t)] \quad (31)$$

и

$$i_m(t) = \mathfrak{S}^{-1}[I_m(\omega)], \quad (32)$$

где \mathfrak{F} и \mathfrak{S}^{-1} представляют прямое и обратное преобразования Фурье, соответственно, $Z_{nm}(\omega)$ – элементы матрицы собственных и взаимных сопротивлений $Z(\omega)$ излучающей структуры АНПИ. Заглавные буквы означают величины, определенные в частотной области, а строчные буквы соответствуют величинам во временной области. $Z_{nm}(\omega)$ являются Z -параметрами $2N$ -полюсника.

Если $i_m(t)$ является дельта-функцией, то $I_m(\omega) = 1$ и не зависит от частоты. Напряжения холостого хода во временной области в этом случае равны:

$$v_n(t) \equiv \mathcal{G}_{nm}(t) = \mathfrak{S}^{-1}[Z_{nm}(\omega)]. \quad (33)$$

Эти напряжения могут рассматриваться как функция Грина для линейного многополюсника системы. Поэтому здесь индексами nm обозначена функция Грина, соответствующая возбуждению входа m источником тока в виде δ -функции и отклику в форме напряжения холостого хода на входе n . Заметим, что т. к. линейная подсистема взаимна, то

$$\mathcal{G}_{nm}(t) = \mathcal{G}_{mn}(t). \quad (34)$$

Следовательно, если вход m возбуждается источником тока $i_m(t)$ с произвольной зависимостью от времени, то отклик может быть записан в виде:

$$v_n(t) = \mathfrak{S}^{-1}[Z_{nm}(\omega)I_m(\omega)] = \mathcal{G}_{nm}(t) * i_m(t), \quad (35)$$

где звездочка означает операцию свертки. Согласно принципу суперпозиции, который справедлив для линейных систем, при возбуждении рассматриваемой системы источниками тока, подключенными ко всем N входам структуры, отклик на n -м входе определяется соотношением:

$$v_n(t) = \sum_{m=1}^M \int_0^t \mathcal{G}_{nm}(t-\tau) i_m(\tau) d\tau, \quad n = \overline{1, M}. \quad (36)$$

В соотношении (36) свертка записана в интегральной форме и предполагается, что все возбуждения начинаются после момента времени $t=0$. Следует отметить, что согласно теореме компенсации, в виде идеальных источников тока возбуждения системы могут быть представлены известные токи на соответствующих входах, независимо от того, что на самом деле подключено ко входам многополюсника.

Для численного вычисления (36) заменим операцию интегрирования суммированием. Тогда:

$$v_n^{(g)} = \sum_{m=1}^M \sum_{h=0}^g \mathcal{G}_{nm}^{(g-h)} i_m^{(h)} \Delta t, \quad n = \overline{1, M}, \quad (37)$$

где индексы g, h обозначают моменты времени $g\Delta t$ и $h\Delta t$, для которых вычисляются напряжения $v_n^{(g)} = v_n(g\Delta t)$ и токи $i_m^{(h)} = i_m(h\Delta t)$ входов многополюсника. Выделим в сумме (37) слагаемое с $g = h$. Тогда:

$$v_n^{(g)} = \sum_{m=1}^M \mathcal{G}_{nm}^{(0)} i_m^{(g)} \Delta t + \sum_{m=1}^M \sum_{h=0}^{g-1} \mathcal{G}_{nm}^{(g-h)} i_m^{(h)} \Delta t, \quad n = \overline{1, M}. \quad (38)$$

Видно, что первое слагаемое в (38) содержит напряжения входов только в момент времени $t = g\Delta t$, т.е. в тот момент времени, для которого вычисляется ток соответствующего входа, а второе слагаемое (двойная сумма) содержит значения напряжений входов в предыдущие моменты времени, т.е. описывает память системы.

Двойная сумма в (38) представляет собой напряжение, которое можно представить в виде источника ЭДС, величина которого не зависит от мгновенных значений токов входов и напряжений на них, а только от их предыдущих значений. Для всех $n = \overline{1, M}$, эти напряжения могут быть представлены в виде матрицы столбца $v_{conv}^{(g-1)}$, где индекс “conv” указывает на то, что эти токи получаются путем свертки функции Грина и токов входов. Таким образом, (38) можно записать в матричном виде, как

$$v^{(g)} = \tilde{v}^{(g)} + v_{conv}^{(g-1)} = [Z_{dyn}] i_V^{(g)} + v_{conv}^{(g-1)}. \quad (39)$$

Здесь $[Z_{dyn}]$ представляет собой матрицу динамических сопротивлений линейной части исходной электродинамической структуры.

Таким образом, получена система мгновенных Z -параметров, которая является описанием излучающей структуры АНПИ во временной области, т. е., по сути, она является оператором $\tilde{L}_n \{i_m(\tau)\}$.

В ряде случаев целесообразно в состав линейной подсхемы ввести и вектор ЭДС сторонних источников $e_n(t) = \{e_1(t), e_2(t), \dots, e_M(t)\}^T$. В этом случае уравнение (25) можно представить в виде:

$$\tilde{L}_n \{i_m(\tau)\} + e_n(t) = \tilde{\kappa}_n \{i_n(\tau)\} \quad \forall n = \overline{1, M}, \quad (40)$$

а соотношение (28), являющееся компонентным уравнением линейной подсхемы, необходимо изменить следующим образом:

$$\hat{v}_k^{(g)} = \sum_{j=1}^N \left[\sum_{p=0}^q \mathcal{G}_{E_{kj}}^{(q-p)} i_j^{(p)} \Delta t + \sum_{p=0}^q \mathcal{G}_{E_{kj}}^{(q-p)} e_j^{(p)} \Delta t \right]. \quad (41)$$

В (41) функция $\mathcal{G}_{E_{kj}}$ представляет собой напряжение холостого хода на входе нелинейной подсхемы с номером k с учетом возбуждения структуры внешним полем. Процедура их определения аналогична рассмотренной выше.

Для того, чтобы проанализировать отклик всей системы, т.е. линейной электродинамической структуры с подключенными к ее входам нагрузками, необходимо объединить (39) или (41) с уравнениями, описывающими схемы нелинейного многополюсника. Это является стандартной задачей теории нелинейных схем. Так, например, если излучающая структура нагружена схемами, содержащими нелинейные элементы с памятью, то могут быть применены процедуры пошагового по времени решения уравнений, описывающих нелинейный многополюсник электродинамической системы, совместно с уравнениями (39) (или (41)). При этом в каждый последующий момент времени должен пересчитываться вектор $v_{conv}^{(g-1)}$. Если нагрузки многополюсника не обладают памятью, то задача сводится к решению системы нелинейных алгебраических уравнений на каждом шаге по времени, и, опять же, вектор $v_{conv}^{(g-1)}$ должен регулярно обновляться.

Таким образом, для нахождения вектора $i(q, \tau)$, являющегося решением уравнения (18), необходимо решить уравнение (25) (или (40)) с использованием соотношения (39) (или (41)). Этот вектор описывает распределение тока вдоль проводников излучающей структуры и, следовательно, состояние АНПИ в произвольный момент времени $g\Delta t$ и представляет собой вектор переменных состояния. Это первый этап анализа АНПИ. На втором этапе по найденному $i(q, \tau)$ определяется вектор внешних параметров.

5. ОСОБЕННОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВНЕШНИХ ПАРАМЕТРОВ АНПИ

Вычисление внешних параметров – это последний этап анализа АНПИ. Суть его состоит в нахождении параметров антенны, определяющих ее связь с внешним пространством (свободным пространством и нагрузкой (или сторонними источниками)). Из-за нелинейных свойств АНПИ для них не выполняется принцип взаимности, и потому параметры в режиме передачи и приема должны определяться отдельно. Нелинейные свойства АНПИ и возникающие при их возбуждении нелинейные эффекты приводят к необходимости описания таких антенн большим числом внешних параметров. Особое внимание следует обратить на корректность определения внешних параметров, которые характеризуют нестационарные свойства поля излучения (рассеяния). При исследовании периодических режимов, излученный (рассеянный) сигнал также будет периодическим, спектр которого является дискретным и его достаточно характеризовать комплексными амплитудами и частотами спектральных составляющих. Для такого случая введены традиционные параметры антенн (диаграмма направленности, КНД, эффективная площадь рассеяния и т.п.) на основной частоте и побочных частотах, которые возникают из-за нелинейных свойств АНПИ. Эти параметры достаточно подробно рассмотрены в [14]. Если же рассматриваются нестационарные режимы антенн или рассеивателей, то смысл параметров требует уточнения с учетом конкретного типа АНПИ, режима ее работы, способов измерения (индикации) того или иного параметра.

Вряде работ [10, 15] предлагается для описания параметров антенн в нестационарном режиме использовать понятие пространственно-временной импульсной характеристики (ПВИХ). Согласно [15] ПВИХ передающей антенны представляет собой электромагнитное поле, созданное антенной, которая возбуждается δ -импульсом тока. С другой стороны, ПВИХ приемной антенны, представляет собой напряжение на зажимах антенны при падении на нее δ -импульса поля. Знание этих двух характеристик определяет пространственно-временные характеристики системы приемно-передающих антенн. Вычислением свертки возбуждающего сигнала антенны с ПВИХ можно найти

поле в любой точке свободного пространства в любой момент времени. Свертка известного падающего поля с ПВИХ приемной антенны позволяет найти напряжение на зажимах антенны в любой момент времени для поля, падающего из любой точки пространства.

В настоящем подразделе, получены векторы пространственно-временных импульсных характеристик АНПИ, которые, по-сути, являются векторами выходных параметров, а также соотношения для вычисления пространственно-временного распределения поля, создаваемого АНПИ.

Расчет поля вне антенны (в области V_2) проводится по соотношению (10), в котором необходимо положить $T = 1$ и $\mathbf{E}^i(p, t) = 0$. Тогда:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(p, t) = & \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{\Sigma} \left\{ -\frac{\mu}{R} \frac{\partial \mathbf{J}(q, \tau)}{\partial \tau} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\epsilon} \mathit{grad}_p \int_0^{\tau} \mathit{div}_p \left[\frac{\mathbf{J}(q, t)}{R} \right] dt - \right. \\ & \left. - \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{\mathbf{Z}}\{q, \mathbf{J}(q, \tau)\} \times \mathbf{R} \right\} d\sigma_q. \quad (42) \end{aligned}$$

Если учесть соотношения (2), (21), (22) и то, что для тонкопроволочных излучающих структур $\mathbf{J}(q, \tau) = \mathbf{i}(q, \tau) / (2\pi a)$, то получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(p, t) = & \frac{1}{8\pi^2 a} \sum_{m=1}^M \int_L \left\{ -\frac{\mu}{R} \Phi_m(q) \frac{di_m(\tau)}{d\tau} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\epsilon} \mathit{grad}_p \mathit{div}_p \left[\frac{\Phi_m(q)}{R} \int_0^{\tau} i_m(t) dt \right] \right\} dl_q - \\ & - \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{\Sigma} \left\{ \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \mathbf{J}^M(q, t) \times \mathbf{R} \right\} d\sigma_q = \\ & = \mathbf{E}_1(p, t) - \mathbf{E}_2(p, t), \quad (43) \end{aligned}$$

где, согласно (2), $\mathbf{J}^M(q, t) = \hat{\mathbf{Z}}\{q, \mathbf{J}(q, t)\}$, а

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1(p, t) = & \frac{1}{8\pi^2 a} \sum_{m=1}^M \int_L \left\{ -\frac{\mu}{R} \Phi_m(q) \frac{di_m(\tau)}{d\tau} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\epsilon} \mathit{grad}_p \mathit{div}_p \left[\frac{\Phi_m(q)}{R} \int_0^{\tau} i_m(t) dt \right] \right\} dl_q, \quad (44) \end{aligned}$$

$$\mathbf{E}_2(p, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{\Sigma} \left\{ \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \mathbf{J}^M(q, t) \times \mathbf{R} \right\} d\sigma_q. \quad (45)$$

Следует отметить, что соотношение (43) описывает поле в любой точке V_2 , т. е. в области вне излучателя и вне области сторонних токов. Первый интеграл характеризует поле, созданное электрическими токами, а второй – магнитными, возникающими за счет нелинейных свойств поверхностного импеданса. По-сути, это соотношение является выходным уравнением рассматриваемой системы, т. к. вычислив распределение поля, можно определить любые параметры конкретной АНПИ.

Для того, чтобы получить соотношения для расчета распределения поля применим к (44) и (45) преобразование Фурье.

Рассмотрим вначале распределение поля (44), создаваемое электрическим током. После преобразования Фурье получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1(p, \omega) = & \mathfrak{F}\{\mathbf{E}_1(p, t)\} = \\ = & \sum_{m=1}^M I_m(\omega) \left\{ \frac{1}{8\pi^2 a} \int_L \left[-j\omega\mu \Phi_m(q) G(p, q) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{j\omega\epsilon} \mathit{grad}_p \mathit{div}_p \left(\Phi_m(q) G(p, q) \right) \right] dl_q \right\} = \\ & + \sum_{m=1}^M I_m(\omega) \mathbf{F}_m(p, \omega). \quad (46) \end{aligned}$$

Здесь $I_m(\omega)$ – коэффициенты, которые представляют собой комплексные амплитуды тока с частотой ω в тех сечениях проводника, для которых функции $\Phi_m(q) = 1$; $\mathbf{F}_m(p, \omega)$ – распределение поля на частоте ω , создаваемое базисной функцией тока $\Phi_m(q)$ с единичной амплитудой.

Применив к (46) обратное преобразование Фурье, для распределения временной зависимости поля имеем:

$$\mathbf{E}_1(p, t) = \mathfrak{S}^{-1} \left[\sum_{m=1}^M I_m(\omega) \mathbf{F}_m(p, \omega) \right] = \sum_{m=1}^M \mathbf{F}_m(p, t) * i_m(t) \quad (47)$$

В полученном соотношении

$$\mathbf{F}_m(p, t) = \mathfrak{S}^{-1} \left[\mathbf{F}_m(p, \omega) \right] -$$

распределение поля, возбуждаемого δ -образным импульсом нитевидного тока с распределением $\Phi_m(q)$ вдоль нити, т. е. током

$$\mathbf{i}(q, t) = \delta(\tau - t) \Phi_m(q).$$

Таким образом, определение распределения поля, создаваемого протекающим по проводникам излучающей структуры электрическим током, сводится к операции свертки функции $\mathbf{F}_m(p, t)$ с вектором временных зависимостей токов, полученных в результате решения уравнений состояния (25). Для этого используется операция дискретной свертки, согласно которой

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1^{(g)}(p, t) = & \sum_{m=1}^M \sum_{h=0}^g \mathbf{F}_m^{(g-h)}(p) i_m^{(h)} \Delta t = \\ = & \sum_{h=0}^g \langle \mathbf{F}^{(g-h)}(p) i^{(h)} \rangle \Delta t. \quad (48) \end{aligned}$$

По аналогии с (37) в (48) индексы g, h обозначают моменты времени $g\Delta t$ и $h\Delta t$, для которых вычисляется напряженность поля $\mathbf{E}_1^{(g)}(p) = \mathbf{E}_1(p, g\Delta t)$ по токам $i_m^{(h)} = i_m(h\Delta t)$ входов многополюсника. Вектор $i^{(h)}$ вычисляется по соотношению (39), а вектор $\mathbf{F}^{(g-h)}(p)$ определен следующим образом:

$$\mathbf{F}^{(g-h)}(p) = \begin{bmatrix} \mathbf{F}_1^{(g-h)}(p) \\ \mathbf{F}_2^{(g-h)}(p) \\ \vdots \\ \mathbf{F}_M^{(g-h)}(p) \end{bmatrix}. \quad (49)$$

Прежде чем определить распределение поля $E_2(p, t)$, создаваемое магнитным током, конкретизируем НГУ (1) и (2) применительно к проволочной излучающей структуре. Для этого рассмотрим произвольное сечение проводника с координатой ξ_q (рис. 3) и введем в этом сечении локальную цилиндрическую систему координат (ρ_q, ϕ_q, ξ_q) , орты которой обозначим как $(\rho_{0q}, \phi_{0q}, \xi_{0q})$.

Учитывая, что рассматриваются локальные НГУ и выполняется тонкопроволочное приближение, согласно которому плотность электрического тока имеет только осевую компоненту, т. е. $J(q, \tau) = J_\xi(q, \tau)\xi_{0q}$, а $n_q = \rho_{0q}$, соотношение (2) преобразуется к виду:

$$J^M(q, t) = \hat{Z}\{q, J_\xi(q, t)\}\phi_{0q} = J_\phi^M(q, t)\phi_{0q}. \quad (50)$$

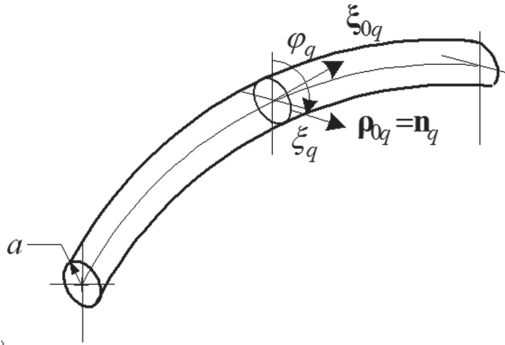


Рис. 3. Введенная локальная система координат

Так как поверхностная плотность эквивалентного магнитного тока имеет только одну составляющую $J_\phi^M(q, t)$, то применив к (45) преобразование Фурье, получим:

$$E_2(p, \omega) = \int J_\phi^M(q, \omega) G_\phi^M(p, q) d\xi_q, \quad (51)$$

где $G_\phi^M(p, q) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} rot_p \{ \phi_{0q} G(p, q) \} a d\phi_q$ – векторная функция Грина кольцевого магнитного тока с равномерным распределением вдоль ϕ_{0q} , $J_\phi^M(q, \omega)$ – комплексная амплитуда плотности магнитного тока, которая определяется соотношением:

$$J_\phi^M(q, \omega) = \mathfrak{S}[J_\phi^M(q, t)] = \mathfrak{S}[\hat{Z}\{q, J_\xi(q, t)\}]. \quad (52)$$

Для того, чтобы получить окончательные соотношения для расчета $E_2(p, t)$ следует учесть (50) и определиться с выбором системы базисных функций $\{\hat{\Phi}_m(q)\}$, которая используется для аппроксимации тока в нелинейной части интегрального оператора $\mathfrak{K}\{-\hat{i}(q, \tau)\}$ в (19). Как было сказано ранее, в качестве таких функций целесообразно использовать систему кусочно-постоянных базисных функций, т. е. функций, определенных следующим образом:

$$\hat{\Phi}_m(\xi) = \begin{cases} 1 & \text{при } \xi_q - \Delta_l^m \leq \xi \leq \xi_q + \Delta_l^m \\ 0 & \text{на остальных участках проводников.} \end{cases}$$

В этом случае плотность тока $J_\xi(q, t)$ не зависит от продольной координаты в пределах каж-

дого из интервалов $\Delta_l^m \forall m = \overline{1, M}$ и (51) с учетом (50) преобразуется к виду:

$$E_2(p, \omega) = \sum_{m=1}^M \mathfrak{S} \left[\hat{Z} \left\{ \xi_m, \frac{i_m(t)}{2\pi a} \right\} \right] \int_{\Delta_l^m} G_\phi^M(p, q) d\xi_q = \sum_{m=1}^M \mathfrak{S} \left[\hat{Z} \left\{ \xi_m, \frac{i_m(t)}{2\pi a} \right\} \right] F_m^M(p, \omega). \quad (53)$$

В полученном соотношении функция $F_m^M(p, \omega)$ представляет собой напряженность электрического поля в точке p создаваемого ϕ -й компонентой поверхностного магнитного тока единичной амплитуды, протекающего по образующей цилиндра радиусом a и длиной Δ_l^m . Ось цилиндра ориентирована вдоль ξ_{0q} . Применив к (53) обратное преобразование Фурье, получим:

$$E_2(p, t) = \mathfrak{S}^{-1} \left[\sum_{m=1}^M \mathfrak{S} \left[\hat{Z} \left\{ \xi_m, \frac{i_m(t)}{2\pi a} \right\} \right] F_m^M(p, \omega) \right] = \sum_{m=1}^M F_m^M(q, t) * \hat{Z} \left\{ \xi_m, \frac{i_m(t)}{2\pi a} \right\}. \quad (54)$$

Окончательное выражение для определения $E_2(p, t)$ получим, применив операцию дискретной свертки, по аналогии с (48):

$$E_2^{(g)}(p, t) = \sum_{m=1}^M \sum_{h=0}^g F_m^{M(g-h)}(p) \hat{Z} \left\{ \xi_m, \frac{i_m^{(h)}}{2\pi a} \right\} \Delta t = \sum_{h=0}^g \left\langle F^{M(g-h)}(p) \hat{Z}(i^{(h)}) \right\rangle \Delta t. \quad (55)$$

Векторы $F^{M(g-h)}(p)$ и $\hat{Z}(i^{(h)})$ определены следующим образом:

$$F^{(g-h)}(p) = \begin{bmatrix} F_1^{(g-h)}(p) \\ F_2^{(g-h)}(p) \\ \vdots \\ F_M^{(g-h)}(p) \end{bmatrix}, \quad \hat{Z}(i^{(h)}) = \begin{bmatrix} \hat{Z} \left\{ \xi_1, \frac{i_1^{(h)}}{2\pi a} \right\} \\ \hat{Z} \left\{ \xi_2, \frac{i_2^{(h)}}{2\pi a} \right\} \\ \vdots \\ \hat{Z} \left\{ \xi_M, \frac{i_M^{(h)}}{2\pi a} \right\} \end{bmatrix}. \quad (56)$$

Следовательно, напряженность полного поля, излучаемого АНПИ, определяется соотношением:

$$E^{(g)}(p, t) = E_1^{(g)}(p, t) + E_2^{(g)}(p, t) = \sum_{h=0}^g \left\langle F^{(g-h)}(p) i^{(h)} \right\rangle \Delta t - \sum_{h=0}^g \left\langle F^{M(g-h)}(p) \hat{Z}(i^{(h)}) \right\rangle \Delta t, \quad (57)$$

в котором $F^{(g-h)}(p)$ и $F^{M(g-h)}(p)$ – векторные пространственно-временные импульсные характеристики АНПИ.

Таким образом, получены соотношения для расчета пространственно-временного распределения поля, создаваемого АНПИ, которые описывают поле в любой точке V_2 , т. е. в области вне излучателя и вне области сторонних токов.

Совместно с уравнениями состояния АНПИ, которые получены в п. 2, они являются математической моделью АНПИ, описывающей нестационарный режим таких электродинамических устройств.

На основе полученной математической модели АНПИ был разработан алгоритм расчета электродинамических характеристик проволочных излучающих систем произвольной конфигурации, поверхностный импеданс которых имеет нелинейные свойства и разработаны соответствующие программные продукты. За основу был взят алгоритм и пакет программ анализа проволочных излучателей произвольной конфигурации WIRE, разработанный на кафедре ОПТ ХНУРЭ [16].

Верификация разработанного пакета проводилась путем сравнения полученных нами результатов анализа проволочных излучателей с соответствующими расчетными данными других авторов. При выборе тестовых примеров учитывались следующие особенности, которым должен удовлетворять разработанный пакет программ. Во-первых, для таких структур должны быть известны их электродинамические характеристики, полученные другими методами (авторами) в широком частотном диапазоне. Во-вторых, это должны быть структуры, обладающие поверхностным импедансом, значение которого может изменяться в широких пределах. Примером таких структур являются структуры, выполненные из углеродных нанотрубок (УНТ). Учитывая все сказанное выше, в качестве тестовой задачи была выбрана задача анализа передающих свойств вибраторов из УНТ в широком частотном диапазоне и при значительных вариациях поверхностного импеданса. Результаты тестирования пакета описаны в работе [17]. Они подтвердили достоверность пакета и возможность применения его для моделирования проволочных структур в широком частотном диапазоне и обладающих существенным поверхностным импедансом. Кроме того, в работе [18] приведены результаты исследования хаотического режима АНПИ с использованием предложенных модели и пакета программ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получены уравнения состояния, описывающие нестационарный режим АНПИ, и позволяющие описать присущие таким антеннам нелинейные эффекты, связанные с образованием новых спектральных составляющих в их отклике, а также нелинейную зависимость параметров АНПИ от уровня ее возбуждения. Предложен и обоснован алгоритм определения параметров линейной подсистемы АНПИ в пространственно-временной области по вычисленным электродинамическим характеристикам излучающей структуры в пространственно-частотной области.

2. Рассмотрены особенности определения выходных параметров, описывающих нестационарный режим антенн с нелинейными свойствами поверхностного импеданса. Получены векторы пространственно-временных импульсных характеристик АНПИ, которые, по-сути, являются векторами выходных параметров, а также соотношения для вычисления пространственно-временного распределения поля, создаваемого АНПИ.

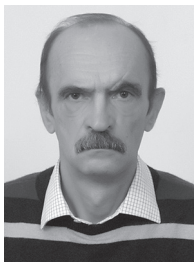
3. Модифицирован пакет программ расчета электродинамических характеристик тонкопроволочных структур произвольной конфигурации с учетом требований к определению параметров линейной подсистемы АНПИ в пространственно-временной области. Одним из достоинств данного пакета программ является возможность использования его как самостоятельного продукта, например, для расчета электродинамических характеристик наноструктур произвольной конфигурации, в составе которых могут быть элементы как с линейными, так и с нелинейными характеристиками.

Литература

- [1] Taflov A., Hagness S.G. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. Boston-London: Artech House Inc., 2000. 852 p.
- [2] Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Омаров М.А. Анализ антенн с распределенной нелинейностью // Антенны. Сб. статей. — М.: ИПРЖР, 2000. — Вып. 1(44). — С. 70–83.
- [3] Петров Б.М., Семенихина Д. В., Паньчев А. И. Эффект нелинейного рассеяния. — Таганрог: Из-во Гос. радиотехн. ун-та, 1997. — 202 с.
- [4] Каценеленбаум Б.З. Высокочастотная электродинамика. — М.: Наука, 1966. — 240 с.
- [5] Welch W.J. Reciprocity theorems for electromagnetic fields whose time dependence is arbitrary // IRE Trans. on Antennas and Propagation. — 1960. Vol. 8, № 1. — P. 68–73.
- [6] Goubau G. A reciprocity theorems for non-periodic fields // IRE Trans. on Antennas and Propagation. — 1960. Vol. 8, № 3. — P. 339–342.
- [7] Фельд Я.Н. Теоремы и задачи нестационарных процессов электродинамики // Радиотехника и электроника. — 1993. Т. 38. № 1. — С. 38–48.
- [8] Вычислительные методы в электродинамике / под ред. Р. Митры. — М.: Мир, 1977. — 476 с.
- [9] Семенихина Д.В., Петров Б.М. Интегральные соотношения нестационарного рассеяния полей на нелинейных контактах // Рассеяние электромагнитных волн. — Таганрог, ТРТИ, 1989. — С. 29–34.
- [10] Cheo B. R.-S. A Reciprocity Theorem for Electromagnetic Field with General Time Dependence // IRE Trans. on Antennas and Propagation. — 1965. Vol. 13, № 2. — P. 278–284.
- [11] Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения / Е.Н. Васильев. — М.: Радио и связь, 1987. — 272 с.
- [12] Luchaninov A.I., Omarov M.A., Gavva D.S. Basic and Weight Functions of the Problem of Nonlinear Surface Impedance Antenna Analysis by the Moment Method // Telecommunications and Radio Engineering. — 2002. Vol. 58. № 9&10. — P. 57–63.

- [13] Djordjevic A.R., Sarkar T.K. Transient analysis of electromagnetic systems with multiple lumped nonlinear loads // IEEE Trans. — 1985. Vol. 33. № 5. — P. 533–539.
- [14] Шифрин Я.С., Лучанинов А.И. Антенны с нелинейными элементами // Глава X в кн: Справочник по антенной технике. Т. 1. / Под ред. Л.Д. Бахраха и Е.Г. Зелкина. — М.: Изд-во ИПРЖР, 1997. — С. 207–235.
- [15] Крымский В.В., Литвинова Е.В., Шабурова Н.А. Воздействие импульсных электромагнитных полей на свойства веществ [Электронный ресурс] // Режим доступа : <http://model.exponenta.ru /20120907.html>. — 07.09.2012. — Загл. с экрана.
- [16] Лучанинов А.И., Гавва Д.С., Омаров М.А. Пакет программ "WIRE" для моделирования тонкопроволочных антенн произвольной конфигурации с линейным и нелинейным свойствами поверхностного импеданса // Прикладная радиоэлектроника. — 2002. Т. 1. № 2. — С. 225–230.
- [17] Luchaninov A.I., Medvedev E.A., Owaid S.R. The Pocklington equation application to analysis of antennas made of carbon nanotubes // Telecommunications and Radio Engineering. — 2014. Vol. 73, № 15. — P. 1313–1325.
- [18] Лучанинов А.И., Гавва Д.С., Уайд С.Р. Хаотические процессы в тонкопроволочных излучателях с нелинейными свойствами поверхностного импеданса // Scientific Journal "ScienceRise". — 2014. № 2(2). — С. 90–98.

Поступила в редколлегию 17.03.2015



Лучанинов Анатолий Иванович, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры основ радиотехники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: нелинейные процессы в радиофизике, математическое моделирование нелинейных электро-

динамических устройств, теория и техника антенн и микроволновых устройств.



Гавва Дмитрий Сергеевич, кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры основ радиотехники Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: математическое моделирование антенн и устройств микроволновой техники, САПР радиоэлектронных устройств.

УДК 519.396.6

Аналіз нестационарного режиму антен та розсіювачів з розподіленою нелінійністю / А.І. Лучанінов, Д.С. Гавва // Прикладна радіоелектроніка: на-ук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 87–97.

Розглянуто задачу аналізу нестационарного режиму тонкопроволочних електродинамічних структур, до складу яких входять нелінійні елементи із зосередженими або розподіленими параметрами. З використанням методу нелінійних інтегральних рівнянь отримано рівняння стану та вихідні рівняння таких пристроїв.

Ключові слова: антена, розсіювач, нелінійний елемент, інтегральні рівняння, числовий розв'язок.

Іл.: 3. Бібліогр.: 18 найм.

UDC 519.396.6

Analysis of non-stationary regime of antennas and scatterers with distributed nonlinearity / A.I. Luchaninov, D.S. Gavva // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 87–97.

The paper considers the problem of analyzing the non-stationary regime of thin-wire electrodynamic structures, which include lumped or distributed nonlinear elements. Using the method of nonlinear integral equations, the state and output equations of such devices are obtained.

Keywords: antenna, scatterer, nonlinear element, integral equations, numerical solution.

Fig.: 3. Ref.: 18 items.

О КОРРЕЛЯЦИИ УРОВНЯ СИГНАЛА ЗА ГОРИЗОНТОМ И ЧИСЛЕННОСТИ ТЕРМИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В АТМОСФЕРЕ

В.А. ПЕТРОВ, В.Н. ОЛЕЙНИКОВ, О.Л. ШИЛЯЕВА

Сопоставляются сезонные и суточные зависимости численности термических неоднородностей и среднего уровня сигнала при дальнем тропосферном распространении радиоволн. Показано, что существует взаимная корреляция этих величин. Это позволяет использовать данные о численности термических неоднородностей при разных метеорологических условиях для оценки состояния турбулентной атмосферы и диагностики тропосферных трасс.

Ключевые слова: дальнее тропосферное распространение, термические неоднородности, метеопараметры.

ВВЕДЕНИЕ

Работа радиотехнических систем, использующих распространение УВЧ сигнала вдоль земной поверхности и за горизонт, подвержена влиянию неоднородной атмосферы. Сложность и разнообразие физических явлений в тропосфере обусловили особую важность экспериментальных исследований дальнего тропосферного распространения (ДТР) УВЧ сигнала. Вопросы ДТР подробно рассмотрены в работах [1–4]. Среди многочисленных публикаций необходимо отметить первую монографию по ДТР [1], в которой обобщены результаты обширных экспериментальных исследований, выполненных в 1956–1962 гг. под руководством Я.С. Шифрина. В монографии особое внимание уделено систематическому изучению средних уровней сигналов в метровом, дециметровом и сантиметровом диапазонах на трассах разной протяженности, а также суточным и сезонным изменениям среднего уровня сигнала в разные годы.

Одним из важных механизмов ДТР является рассеяние волн на флуктуациях диэлектрической проницаемости ϵ воздуха. Уровень рассеянного сигнала в месте приема и его статистические характеристики определяются структурной постоянной C_ϵ^2 или дисперсией флуктуаций ϵ .

С флуктуациями ϵ связано и другое известное явление — «ангел-эхо», наблюдаемое при рассеянии волн конвективными термическими неоднородностями (КТН) [5–7]. В работе [7] показано, что часовая численность N «ангел-эхо» при вертикальном радиолокационном зондировании имеет явно выраженную зависимость от температуры приземного воздуха и ее производной по времени.

Величины C_ϵ^2 и N — количественные характеристики одной и той же реализации случайного поля $\epsilon(\mathbf{r})$, но C_ϵ^2 характеризует средний квадрат флуктуаций, а N — число локальных неоднородностей с аномально большими значениями флуктуаций ϵ . Связь C_ϵ^2 и N в общем случае неоднозначна. Корреляция этих величин возможна в тех случаях, когда значения C_ϵ^2 и N обусловлены одним физическим процессом —

конвективным теплообменом между земной поверхностью и атмосферой. Тогда состояние турбулентной атмосферы на трассе ДТР можно приближенно оценить по значению N , полученному путем прямого измерения, или по известным зависимостям N от метеопараметров.

Для оценки взаимной корреляции C_ϵ^2 и N в данной работе сопоставляются суточные и сезонные изменения среднего уровня сигналов на трассах ДТР и часовой численности КТН при радиолокационном зондировании атмосферы.

1. СРЕДНИЙ УРОВЕНЬ СИГНАЛА НА ТРАССАХ ДТР

В монографии [1] исходными данными для определения среднего за тот или иной промежуток времени (сутки, месяц, год) уровня сигнала были среднечасовые значения медианного уровня, т.е. такие, вероятность превышения которых за часовой интервал наблюдения составляет 50%. На рис. 1 показаны усредненные за несколько лет сезонные изменения множителя ослабления V на трассах различной протяженности R . Графики построены по результатам приема сигналов на длине волны $\lambda = 10$ см в течение 2800 часов за период 1956–1959 гг.

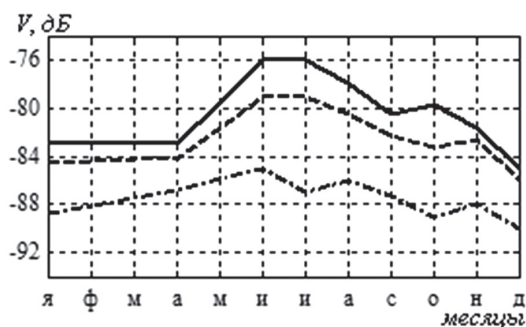


Рис. 1. Усредненный сезонный ход множителя ослабления для различных расстояний R (— $R=200$ км, -- $R=250$ км, -·- $R=350$ км), $\lambda = 10$ см

Как видно из рис. 1, средний уровень сигнала летом приблизительно на 5–8 дБ выше, чем зимой. С увеличением протяженности трассы сезонные изменения сигнала сглаживаются. На

рис. 2 показана зависимость разности ΔV между максимальными и минимальными средними значениями сигнала от расстояния R между передатчиком и приемником.

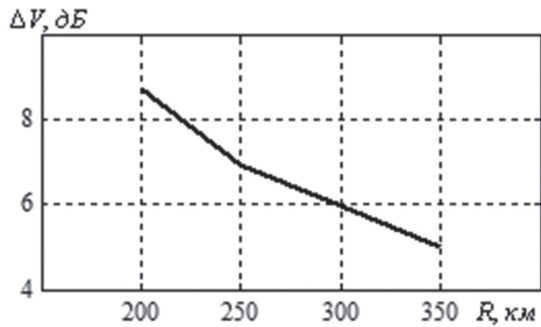


Рис. 2. Разность между максимальными и минимальными средними значениями уровня сигнала как функция расстояния R , 1956–1959 гг., $\lambda = 10$ см

На тропосферных трассах разной протяженности сезонные изменения среднемесячного уровня сигнала различны, но сохраняют общую особенность — минимальные значения всегда наблюдаются в зимние месяцы с выраженными границами области относительно низких уровней сигнала. Сезонные изменения V на одной и той же трассе в разные годы заметно отличаются. Это видно из сравнения кривых на рис. 1 и рис. 3, где приведены данные 1958 г.

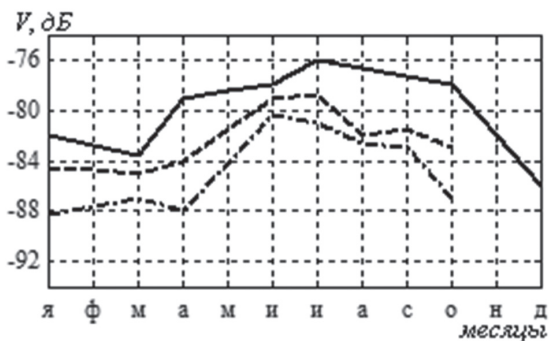


Рис. 3. Сезонный ход множителя ослабления в 1958 г. (— $R=200$ км, - - $R=250$ км, - · - $R=350$ км), $\lambda = 10$ см

Усредненные графики суточных изменений среднечасовых значений сигнала в июле — августе, а также в сентябре 1958 г. на трассе длиной 350 км приведены на рис. 4.

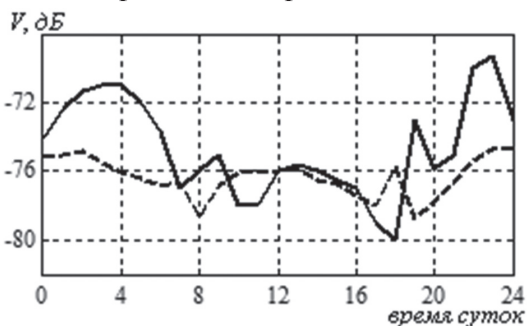


Рис. 4. Типичные кривые суточных изменений V (— сентябрь, - - июль-август), $\lambda = 10$ см, $R = 350$ км

Как отмечается в работе [1], рассмотрение большого количества подобных зависимостей, полученных в разное время года на различных трассах, показывает, что суточные изменения уровня сигнала выражены весьма существенно. Летом эти изменения сильнее, чем зимой. Колебания уровня сигнала на коротких трассах (порядка 200 км) достигают 20 дБ и более. С увеличением протяженности трассы эти изменения сглаживаются. Колебания среднечасового уровня сигнала изменяются от 9 дБ до 6 дБ при изменении протяженности трассы от 200 км до 400 км.

Несмотря на резко выраженные суточные изменения, какие-либо общие закономерности на трассах длиной $R \geq 350$ км выражены слабо, однако отмечается [1], что в большинстве случаев уровень сигнала в ночное время выше, чем днем.

На трассе протяженностью 200 км суточные изменения множителя ослабления 12.12.1958 при одновременном приеме сигналов на двух длинах волн ($\lambda = 10$ см и $\lambda = 3$ см) (рис. 5) заметно коррелированы, а максимальные значения V в ночное время и днем практически одинаковы.

Сопоставление хода графиков на рис. 4 и 5 показывает, что характерной особенностью всех кривых является наличие двух минимумов приблизительно в одинаковое время суток — в утренние и вечерние часы. Это дает основание предположить, что суточные изменения среднего уровня сигнала на трассах малой и средней протяженности косвенно связаны с динамикой процессов теплообмена между земной поверхностью и атмосферой.

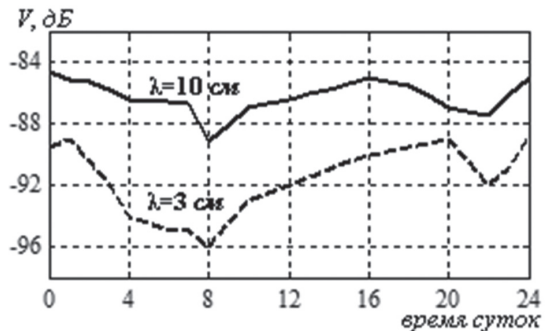


Рис. 5. Суточный ход сигнала, $R=200$ км

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕРМИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В АТМОСФЕРЕ

Конвективные термические неоднородности в атмосфере являются результатом нагрева земной поверхности Солнцем. В зависимости от термических и динамических условий в атмосфере и на подстилающей поверхности КТН могут иметь вид изолированных объемов воздуха (термиков), или вертикальных воздушных струй [7].

Восходящие потоки в виде воздушной струи образуются в определенной точке земной поверхности, где она нагрета сильнее, а сама струя может наклоняться и изгибаться ветром. По ре-

зультатам измерений, полученных с помощью летательных аппаратов, средний диаметр воздушных струй составляет 70–110 м (изредка до 700 м). Превышение температуры в струе по сравнению с окружающим воздухом достигает 0,2–0,3 °С. Вертикальные размеры струй могут доходить до сотен или тысяч метров [8].

Механизм образования термиков подробно рассмотрен в работе [9]. В процессе подъема нагретый воздух образует тороидальный объем завихренного газа, который движется в атмосфере перпендикулярно плоскости вихревого кольца и может переносить свою энергию без значительной диссипации на большие расстояния. В верхней части термика, вблизи его передней границы, течение газа весьма нестабильно, что приводит к образованию турбулентной зоны, которая имеет вид оболочки полусферического сегмента. Наличие внутри передней части термика квазистационарной циркуляции воздуха играет стабилизирующую роль и препятствует быстрому перемешиванию нагретого газа с окружающим воздухом [9].

Результаты измерений, выполненных с помощью летательных аппаратов, показывают [9], что поперечные размеры конвективных термиков увеличиваются с высотой и лежат в пределах от десятков метров до сотен метров в диаметре, в зависимости от различных факторов: рельефа, скорости приземного ветра, освещенности и давления. В отдельных случаях размеры их могут быть на порядок больше указанных величин.

Продолжительность существования термика находится в пределах от нескольких до 20 минут [10], высота подъема обычно составляет 1,5–2 км, но иногда возрастает до 5–6 км. Градиенты показателя преломления в области КТН достигают 5–7 N-ед./м [6].

Для радиолокационных исследований КТН использовалась РЛС вертикального зондирования (ВЗ) S диапазона [7] со следующими характеристиками: высотный диапазон зондирования – 0,2–6 км, разрешающая способность по высоте

– 60 м, ширина диаграмм направленности передающей и приемной антенн по половинной мощности – 4,5°. Передатчик РЛС ВЗ выполнен на основе магнетрона с импульсной модуляцией, импульсная мощность передатчика – 500 Вт. Радиоприёмное устройство имеет тракт когерентной обработки сигнала с логарифмической амплитудной характеристикой и динамическим диапазоном около 75 дБ. Сигнал с выхода приемника поступает на аналогово-цифровой преобразователь с частотой дискретизации 10 МГц и разрядностью 14 бит. Функции сбора, обработки и хранения радиолокационной информации осуществляет сервер.

Анализ годового цикла непрерывных радиолокационных измерений (с 01.05.2010 г. по 01.05.2011 г.), проведенных в г. Харькове, показал наличие большого числа сигналов, отраженных от локальных атмосферных образований, невидимых в оптическом диапазоне. Появление радиолокационных сигналов в большинстве случаев было связано с отражением электромагнитных колебаний от конвективных термических неоднородностей атмосферы.

Типичные примеры регистрации результатов радиолокационного зондирования приведены на рис. 6 и 7. По горизонтали указано время суток t в формате часы-минуты-секунды, по вертикали – высота над земной поверхностью h . Цветовая шкала радиолокационных отметок целей соответствует уровню сигнала

$$w = 10 \lg(P_S / P_0),$$

где P_S – мощность сигнала, отраженного от КТН, а P_0 – средняя мощность сигнала, рассеянного реальной атмосферой в отсутствие КТН.

Как видно из рис. 6, локальные неоднородности находятся на высотах до 1500 м, а максимальный уровень отраженных сигналов $w \approx 38$ дБ.

В ночное время (см. рис. 7) КТН наблюдались на высотах до 3500 м, что обусловлено достижением адиабатического равновесия «всплывающего» объема газа с окружающим воздухом.

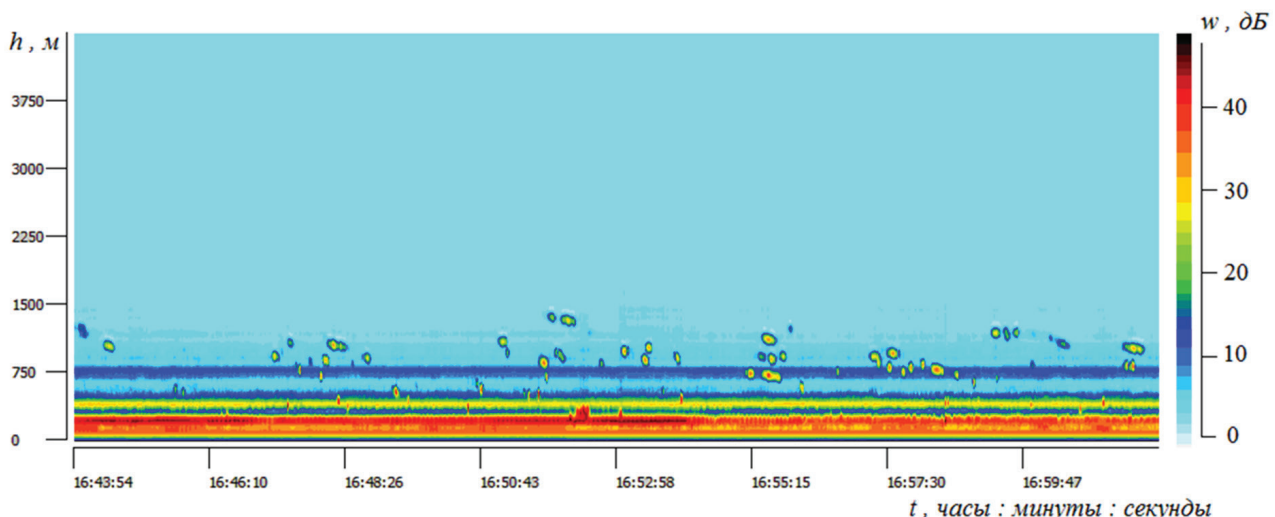


Рис. 6. Пример данных дневной регистрации КТН 16 июня 2010 г.

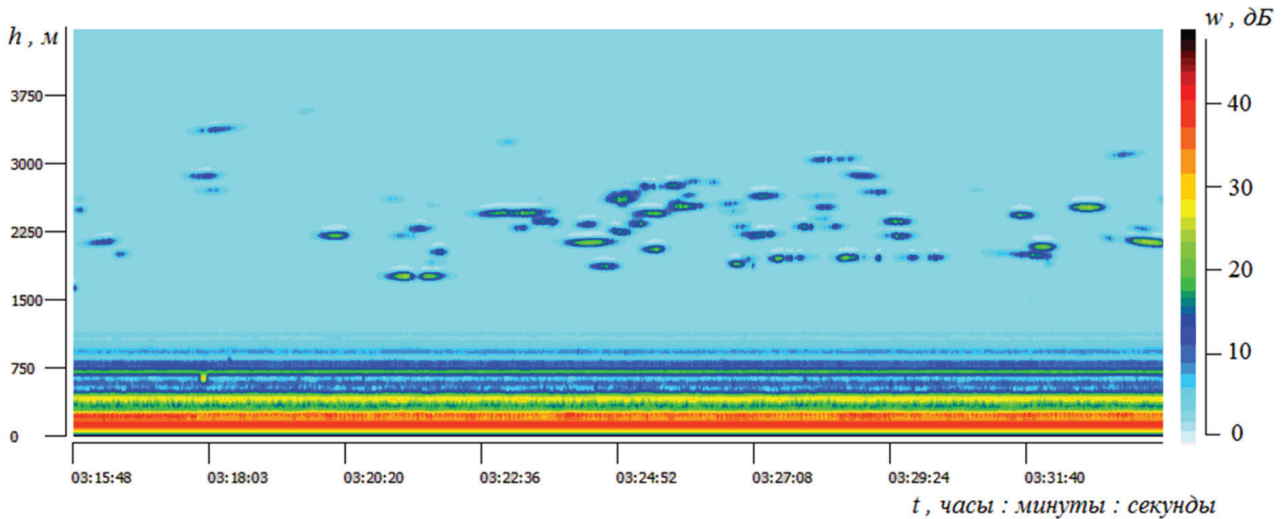


Рис. 7. Пример данных ночной регистрации КТН 20 июня 2010 г.

Решение о появлении в зоне действия РЛС ВЗ отражающего объекта (КТН) принимается в том случае, когда уровень отраженного сигнала $w \geq 5$ дБ. Последовательную регистрацию КТН приближенно можно рассматривать как поток независимых случайных событий. Количественной характеристикой потока является интенсивность, или число N регистрируемых КТН в единицу времени, например, за один час непрерывных наблюдений.

На рис. 8 приведена типичная зависимость N от времени суток, характерная для весеннего периода.

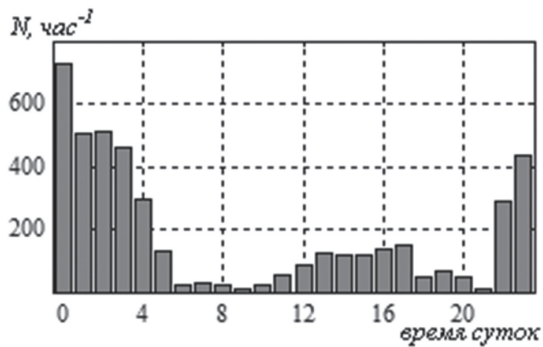


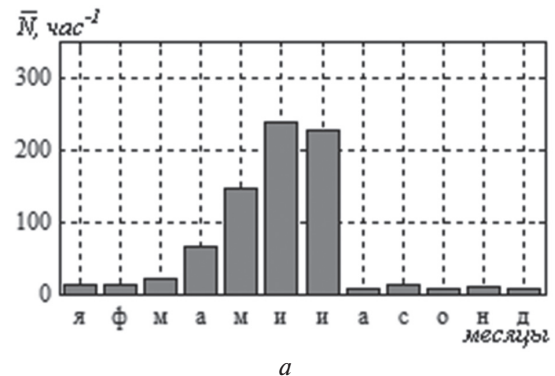
Рис. 8. Суточные изменения часовой численности КТН 11.05.2010

Суточная зависимость $N(t)$ имеет двумодальный характер с выраженными ночным и дневным максимумами. Начиная с рассвета и до полудня КТН или отсутствуют, или численность их невелика, а их появление носит эпизодический характер. После полудня, когда подстилающая поверхность достаточно прогревается, часовая численность КТН возрастает, и их появление носит устойчивый характер. Максимальная высота, на которой они наблюдаются, находится в интервале 800–3000 м и зависит от сезона. Перед закатом солнца наблюдается спад часовой численности КТН.

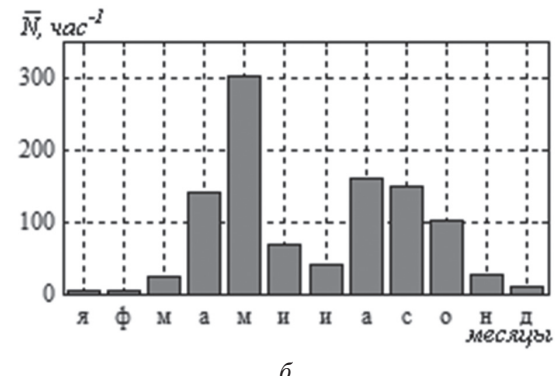
После захода солнца начинается ночной период формирования КТН, когда происходит вы-

холаживание приземного слоя воздуха и начинается формирование термических потоков в виде «всплывающих» термиков. Средняя скорость их подъема составляет около 2 м/с. Затем N резко возрастает и сопровождается ростом максимальной высоты подъема (до 6 км). Длительность сигналов, отраженных от КТН, увеличивается, достигая десятков секунд. К восходу солнца численность ночных термиков снижается, и при выравнивании температуры почвы и воздуха N падает до минимального значения.

На рис. 9 приведены сезонные изменения средней за месяц часовой численности \bar{N} регистрируемых КТН для дневного (а) и ночного (б) периодов наблюдения.



а



б

Рис. 9. Сезонные изменения среднемесячной численности \bar{N} КТН для дневного (а) и ночного (б) периодов наблюдения

Сезонный максимум численности КТН наблюдается в мае – июне, что, по-видимому, объясняется благоприятным для развития конвективных процессов соотношением температуры и влажности воздуха. В сентябре начинается постепенный спад часовой численности КТН, и в конце ноября N достигает значений близких к минимальным.

Следует отметить, что радиолокационные отражения от КТН наблюдаются и в зимнее время года при отрицательных температурах, однако их появление эпизодично и связано с благоприятными погодными условиями, обеспечивающими необходимый для образования КТН прогрев подстилающей поверхности. В первой половине марта образование КТН начинает носить регулярный, устойчивый характер, однако их часовая численность N заметно ниже, чем в теплое время года.

Результаты радиолокационных наблюдений КТН позволяют определить текущие параметры атмосферы, при которых возникают благоприятные условия для образования КТН в пограничном слое атмосферы и нижней части тропосферы.

Подробный анализ зависимости N от времени суток, температуры, влажности и скорости ветра приведен в работе [7]. Один из важных выводов этой работы состоит в том, что часовая численность КТН существенно зависит от температуры приземного воздуха T и ее производной $T' = \partial T / \partial t$ на совпадающих интервалах времени t . Зависимость $N(T, T')$, полученная в результате обработки данных двухмесячного цикла измерений в весеннее время, приведена на рис. 10.

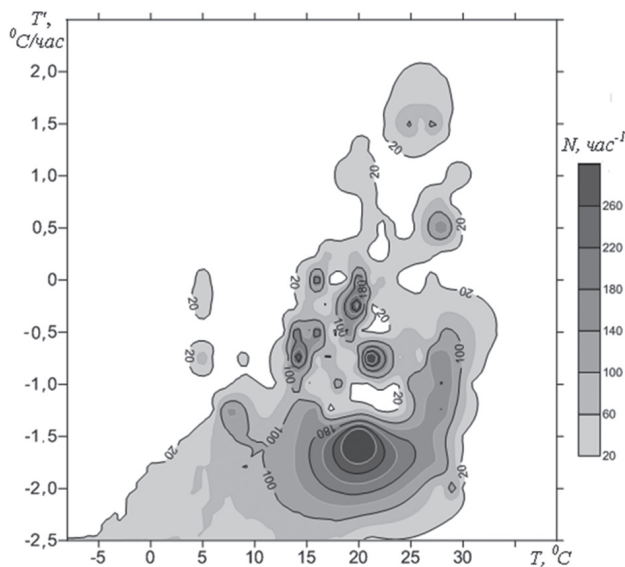


Рис.10. Изолинии поверхности, отображающей зависимость часовой численности КТН от температуры приземного воздуха T и ее производной T'

Конвективные термические неоднородности появляются в ночное время во всём интервале положительных температур, а днем – в более узком интервале температур воздуха.

Ночной рост численности КТН связан с отрицательными значениями производной T' , когда подъем потока воздуха обеспечивается разницей температур подстилающей поверхности, нагретой в дневное время, и остывающей ночной атмосферы.

Днем относительно большие значения N достигаются при положительных значениях T' , когда температура приземного воздуха остаётся ниже температуры отдельных участков подстилающей поверхности.

Зависимости $N(T, T')$ в разное время года и разное время суток отличаются, но имеют общую особенность. Как правило, существует ограниченная область значений T и T' , в которой N быстро растет и достигает максимума, характерного для времени и конкретных условий измерения N . Это позволяет ориентировочно оценить N на основе результатов измерений метеопараметров.

Выраженной зависимости $N(T, T')$ от скорости ветра v при $v < 10$ м/с не наблюдалось.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ СЕЗОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ МНОЖИТЕЛЯ ОСЛАБЛЕНИЯ И ЧИСЛЕННОСТИ РЕГИСТРИРУЕМЫХ ТЕРМИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

График сезонного хода среднемесячной численности КТН, построенный по данным рис. 9, показан на рис. 11.

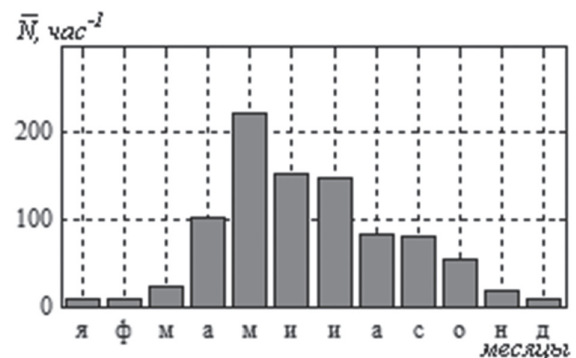


Рис. 11. Сезонный ход среднемесячной численности \bar{N} термических неоднородностей

В течение года \bar{N} изменяется приблизительно на порядок, причем область малых значений (зимние месяцы) имеет выраженные границы, за которыми \bar{N} быстро возрастает.

Для сопоставления сезонных зависимостей множителя ослабления $V(m)$ и $\bar{N}(m)$ (m – обозначение месяца), приведенных на рис. 1 и рис. 11, введем безразмерное отношение $B(m) = N(m) / N_0$, где N_0 – постоянная величина. Выразим отношение $B(m)$ в децибелах с учетом масштабного множителя P следующим образом:

$$B(m) = 10 \lg [N(m) / N_0] + 10 \lg P.$$

Значение P можно найти из условия равенства $V(m)$ и $B(m)$ в характерных точках кривых,

например, в максимумах или в области перехода от малых «зимних» значений $V(m)$ к «весенним».

В нашем случае выбраны $N_0 = 1 \text{ час}^{-1}$, $P = 1,12 \cdot 10^{-10}$. При этом $10 \lg P = B_0 = -99,5 \text{ дБ}$. Зависимость $B(m)$ показана на рис. 12 сплошной линией. Там же приведены зависимости $V(m)$ для трасс длиной $R = 200 \text{ км}$, 250 км и 350 км , заимствованные из работы [1] (см. рис. 1).

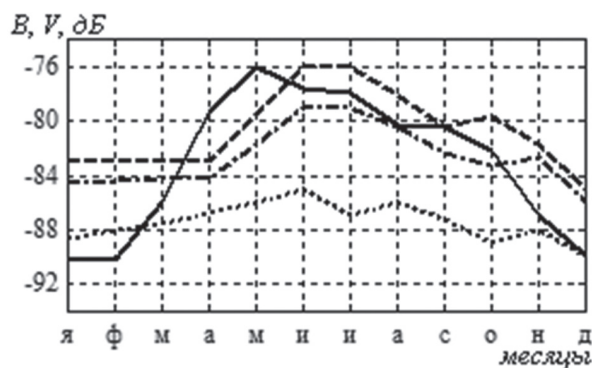


Рис. 12. Сезонные зависимости $B(m)$ и $V(m)$ (— $R=200 \text{ км}$, - - - $R=250 \text{ км}$, ··· $R=350 \text{ км}$)

Как отмечалось выше, ход зависимостей $V(m)$ в разные годы заметно отличается. Тем не менее видно, что $V(m)$ и $N(m)$, полученные в разные годы, взаимосвязаны в той области, где $N(m) \gg 1$, т.е. в летние месяцы. Для количественной оценки корреляции значений $V(m)$ и $N(m)$, очевидно, необходимы результаты одно-временных измерений этих величин.

Сопоставление имеющихся данных о суточных изменениях $V(t)$ и $N(t)$ (t — время суток) показывает, что в обоих случаях (см. рис. 4, 5, 8) наблюдаются два минимума — в утренние и вечерние часы. Ночные максимумы, как правило, выше дневных. Ход зависимостей $V(t)$ и $N(t)$ в разные сутки может существенно отличаться, но в среднем характер суточных изменений $V(t)$ и $N(t)$ одинаков.

Зависимость разности ΔV между максимальными и минимальными средними уровнями сигналов от протяженности трассы (см. рис. 2) вполне согласуется с данными о высоте подъема КТН и значением C_e^2 на этой высоте. Поскольку высота, на которой наблюдаются КТН, обычно не превышает $2,5 \text{ км}$, при длине трассы $R \geq 400 \text{ км}$ термические конвективные неоднородности находятся в основном ниже границы геометрической тени, т.е. ниже области пересечения диаграмм направленности передающей и приемной антенн, и рост C_e^2 не оказывает существенного влияния на средний уровень сигнала при ДТР. Если же $R \leq 200 \text{ км}$, влияние роста C_e^2 на уровень сигнала оказывается значительно выше, а его средний уровень увеличивается приблизительно на 8 дБ (см. рис. 3). При появлении КТН, как показывают расчеты поля за горизонтом [11], следует ожидать глубоких замираний сигнала, связанных с переносом КТН ветром.

Таким образом, зависимость ΔV от протяженности трассы подтверждает связь высоты приземного слоя тропосферы, в котором C_e^2 значительно превышает свое среднее значение, с высотой подъема КТН. В свою очередь, высота подъема сопряжена с часовой численностью КТН [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Средний уровень сигнала за радиогоризонтом и часовая численность КТН, регистрируемых при вертикальном радиолокационном зондировании атмосферы, взаимосвязаны в весенне-летний период, когда достаточно активны процессы конвективного теплообмена между земной поверхностью и атмосферой. В это время года существенным механизмом распространения радиоволн за горизонт можно считать рассеяние волн на флуктуациях диэлектрической проницаемости, хотя роль его может быть различной даже в разное время суток.

В зимнее время корреляция уровня сигнала и численности КТН не обнаруживается, а уровень сигнала преимущественно определяется действием других механизмов ДТР.

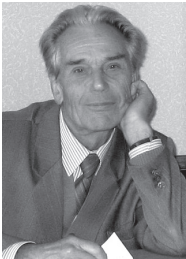
Таким образом, часовая численность конвективных термических неоднородностей при конкретных условиях ее измерения может служить важной дополнительной информацией для диагностики условий распространения радиоволн на тропосферных трассах, проходящих над сушей.

Авторы посвящают эту статью Юбилею **Якова Соломоновича Шифрина**, замечательного человека, чуткого и доброжелательного наставника, умеющего радоваться успехам коллег и учеников, с искренними пожеланиями здоровья и долгих лет плодотворной работы.

Литература

- [1] Шифрин Я.С., Черный Ф.Б., Тихомиров Ю.А., Тарасов П.С., Трашков П.С. Экспериментальное исследование дальнего тропосферного распространения ультракоротких радиоволн. — Харьков: Изд. АРТА, 1964. — 103 с.
- [2] Дальнее тропосферное распространение ультракоротких волн / под ред. Б.А. Введенского и др. — М.: Сов. радио, 1965. — 418 с.
- [3] Шур А.А. Характеристики сигнала на тропосферных радиоприемах. — М.: Связь, 1972. — 105 с.
- [4] Высоковский Д.М. Некоторые вопросы дальнего тропосферного распространения ультракоротких волн. — М.: Изд-во Акад.наук СССР, 1985. — 110 с.
- [5] Atlas D., Possible key to dilemma of meteorological "Angel echo's" // Journal of Meteorology., 1960. — № 17. — P. 95.
- [6] Черников А.А. Радиолокационные отражения от ясного неба. — Ленинград: Гидрометеиздат, 1979. — 45 с.
- [7] Олейников В.Н., Евсеев Д.Б., Юдин С.В., Литвин-Попович А.И., Горячий Д.А. Радиолокационные наблюдения отражений от атмосферных неоднородностей в тропосфере, обусловленных термиками // Прикладная радиоэлектроника: Научно-техн. журнал. 2012. — Т. 11, № 1. — С. 15–22.

- [8] Хргиан А.Х. Физика атмосферы. — М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1958. — 476 с.
- [9] Русаков Ю.С. Динамика вертикального движения турбулентного вихревого кольца // Известия АН. Физика атмосферы и океана. 1997. — Т. 37, № 6. — С. 1–11.
- [10] Довгалюк Ю. А. Ивлев Л. С. Физика атмосферных аэрозольных систем. — СПб: Изд-во СПбГУ, 1999. — 188 с.
- [11] V.A. Petrov, A.M. Klyueva, O.L. Pavlova. Estimating the actual conditions of beyond-the-horizon USW propagation by preassigned spatial distribution of air refractive index. // Telecommunications and Radio Engineering. Begell House Inc. 2013. — V.72, No 17. — P. 1561–1573.



Поступила в редколлегию 20.03.2015

Петров Валерий Аркадьевич, кандидат физико-математических наук, профессор Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: распространение радиоволн в неоднородных средах, цифровая обработка сигналов.



Олейников Владимир Николаевич, кандидат технических наук, профессор кафедры РЭС Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: радиолокационные методы исследования атмосферных динамических процессов.



Шиляева Ольга Леонидовна, кандидат технических наук, ассистент кафедры РЭС Харьковского национального университета радиоэлектроники. Научные интересы: распространение радиоволн в неоднородных средах, цифровая обработка сигналов.

УДК 621.371.34

Про кореляцію рівня сигналу за горизонтом та чисельності термічних неоднорідностей в атмосфері / В.А. Петров, В.М. Олейніков, О.Л. Шиляєва // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 98–104.

Порівнюються сезонні та добові залежності чисельності термічних неоднорідностей та середнього рівня сигналу при дальньому тропосферному поширенні радіохвиль. Показано, що існує взаємна кореляція цих величин. Це дозволяє використовувати дані про чисельність термічних неоднорідностей при різних метеорологічних умовах для оцінювання стану турбулентної атмосфери та діагностики тропосферних трас.

Ключові слова: загоризонтне поширення, термічні неоднорідності, метеопараметри.

Л.: 12. Бібліогр.: 11 найм.

UDC 621.371.34

About correlation of signal level beyond line-of-sight and number of thermal inhomogeneities in atmosphere / V.A. Petrov, V.N. Oleynikov, O.L. Shilyaeva // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 98–104.

Seasonal and diurnal dependences of thermal inhomogeneities number and average level of a signal beyond line-of-sight paths are compared. It is shown that there is a mutual correlation of these values. It allows to use data about the number of thermal inhomogeneities under different weather conditions for evaluating the condition of turbulent atmosphere and diagnosis of tropospheric paths.

Keywords: transhorizon propagation, thermal inhomogeneities, meteorological parameters.

Fig.: 12. Ref.: 11 items.

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ СОЗДАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ МОДЕМОВ МНОГОПОЗИЦИОННЫХ АКТИВНО-ПАССИВНЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИСТЕМ

Ю.Н. СЕДЫШЕВ, В.А. ТЮТЮННИК

Рассмотрены способы синтеза диаграммы направленности активных передающих антенных решеток (АПАР) при приеме сигналов, отраженных от радиолокационных целей. Показано, что при использовании многочастотных ортогональных когерентных сигналов в элементах АПАР и адресном доступе при их приеме (МИМО-радиолокация) можно обеспечить малый уровень боковых лепестков пространственной функции неопределенности в заданном секторе наблюдения путем выбора вида внутриимпульсной модуляции парциальных сигналов. Ортогонализация антенного базиса передающих и приемных антенн позволяет при цифровой спектрально-корреляционной обработке выборок совокупного сигнала от каждой цели решить технологическую проблему многомерности пространства наблюдения в многопозиционных системах когерентной радиолокации при обнаружении, разрешении, оценке координат и параметров движения целей. Приводятся результаты имитационного моделирования пространственно-временных радиолокационных модемов, реализованных по изложенным принципам.

Ключевые слова: МИМО-радиолокация, многочастотный пространственно-временной сигнал, антенная решетка, цифровая спектрально-корреляционная обработка.

ВВЕДЕНИЕ

45 лет назад вышла книга Я.С. Шифрина «Вопросы статистической теории антенн» [1]. С тех пор научные положения, изложенные в ней, активно применяются для анализа и синтеза не только разнообразных физических конструкций антенн в освоенных диапазонах волн, но и в пространственно разнесенных передающих и приемных антенных системах, реализующих многообразие методов многопозиционной активно-пассивной радиолокации. Многомерность пространства измерений вектора положения целей в таких системах приводит к неоднозначности оценок, что обуславливает необходимость учета статистических характеристик совокупности многоканальных активных передающих и приемных антенн, трасс распространения и свойств радиолокационных объектов. Обеспечение адресной доступности к каждому из излучателей многоэлементной передающей антенны при приеме совокупных сигналов, отраженных от любой цели, в МИМО-радаре (концепция МИМО-радаре представлена на рис. 1) достигается применением ортогональных парциальных сигналов передающей системы, их согласованной фильтрацией в каждом канале приема. Здесь же в приемнике должны быть синтезированы диаграммы направленности передающей системы на каждую цель (много входов – M).

Кроме того, во всем пространстве наблюдения должны быть сформированы приемные лучи (много выходов – N) при помощи антенной решетки с соответствующим количеством элементов управления амплитудно-фазовым распределением в раскрыве. Таким образом, в приемной системе необходимо осуществить согласованную пространственно-временную обработку на выходе эквивалентной «виртуальной» антенной решетки с числом пространственных каналов $M \times N$ (рис. 2).

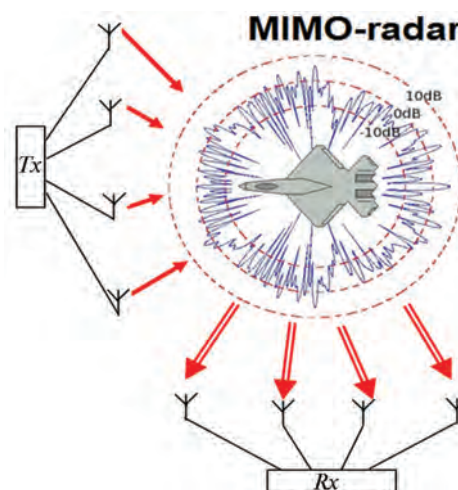


Рис. 1. Концепция МИМО-радаре [5, с. 369]

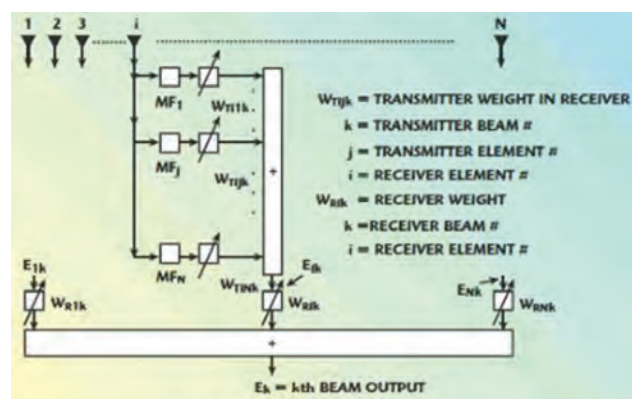


Рис. 2. Формирование диаграммы направленности в МИМО РЛС на одну цель [6]

Структурная схема, по аналогии с системами связи, соответствует **радиолокационному модему МИМО** с одним выходом, **адресно связанным** с пространственно-временным положением **конкретной цели**. Для решения задач радиолокационного наблюдения на дальностях энергетической до-

ступности по всем угловым направлениям приемной антенны необходимо иметь соответствующее число копий структуры рис. 2. При попытке прямого решения задачи необходимо обеспечить управление $M \times N^2$ весовых коэффициентов, вычисление которых требует обращения матриц с размерностью $M \times N$ [6].

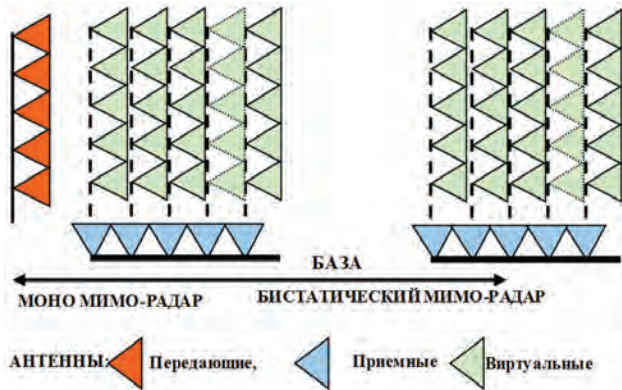


Рис. 3. Структура излучателей МИМО радаров при ортогональных плоскостях сканирования приемных и передающих антенных решеток

Сложная задача управления параметрами согласованных фильтров разделения сигналов виртуальных каналов передающей решетки при приеме, а также выбор амплитудно-фазового распределения в раскрыве, обеспечивающего фокусирование энергии излучения в направлении цели, может быть решена при использовании многочастотных (МЧ) динамических передающих АР со сверхбыстрым сканированием [3].

Общим свойством МЧ АР является формирование пространственно-временных полей импульсной формы. Вследствие эффекта «сжатия» парциальных сигналов излучателей МЧ АР в пространстве энергия концентрируется под огибающей импульсов вида $\frac{\sin(X)}{X}$. Длительность импульсов и время сканирования области видимости МЧ АР обратно пропорциональны: ширине спектра парциальных сигналов и разнесу средних частот спектров парциальных сигналов излучателей $T = \Delta f^{-1}$ соответственно [3].

Техническая реализуемость таких МЧ АР в настоящее время оказывается возможной, благодаря созданию методов прямого синтеза сигналов векторными модуляторами на СВЧ и твердотельным усилителям мощности со стабильными характеристиками, а также освоенной высоко скоростной цифровой микроэлементной базе со стабильными тактовыми частотами до 1...3 ГГц и возможностью синхронизации от атомных эталонов частоты с точностью 1...3 нс [7, 8].

Это позволяет унифицировать сигнальные процессоры (рис. 4) на основе использования спектральных корреляторов с применением алгоритмов дискретного преобразования Фурье коротких выборок совокупного эхо-сигнала в строке дальности.

Тем самым решается проблема многомерности при синтезе (восстановлении) ДН МЧ АР в направлении на цель для последующего определения угловой координаты в плоскости сканирования.

Однако динамическое управление весовыми коэффициентами в спектральной области с целью уменьшения уровня боковых лепестков ДН во всем секторе наблюдения существенно зависит от вида угловой внутриимпульсной модуляции парциальных сигналов МЧ АР.

Поэтому проблема выбора вида модуляции сигнала для формирования пространственно-временной функции рассогласования в МИМО-радаре является актуальной и мало изученной.

Это обуславливает актуальность цели статьи, которая состоит в обосновании использования МЧ АР при ортогонализации антенного базиса передающих и приемных антенн, что позволяет при цифровой спектрально-корреляционной обработке выборок совокупного сигнала от каждой цели решить технологическую проблему учета многомерности пространства наблюдения в многопозиционных системах когерентной радиолокации.

В виду многообразия типов и параметров импульсных сигналов с угловой модуляцией и аналитических сложностей решения многомерных задач оценка влияния вида внутриимпульсной модуляции на параметры пространственно-временной функции рассогласования, определяющей разрешающую способность и точности совместного оценивания координат и параметров движения целей МИМО-радаров, производится методами статистического имитационного моделирования.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Комплексная огибающая пространственно-временного сигнала (ПВС) в свободном пространстве и дальней зоне АР передающей позиции на ее главной поляризации, без учета эффектов взаимодействия излучателей, с точностью до константы, будет пропорциональна:

$$\dot{E}(\tilde{\mathbf{R}}^{TR}, t) = \sum_n^N F_n^{TR}(\tilde{\rho}_n \cdot \tilde{\mathbf{R}}_0^{TR}) \cdot T \left(t - \frac{|\tilde{\mathbf{R}}^{TR}|}{c} \right) \times \exp \left\{ j \frac{\omega_0}{c} (\tilde{\rho}_n \cdot \tilde{\mathbf{R}}_0^{TR}) \right\}; \quad (1)$$

где $\tilde{\mathbf{R}}^{TR}$, $\tilde{\mathbf{R}}_0^{TR} = \tilde{\mathbf{R}}_0^{TR} \cdot \tilde{\mathbf{R}}^{TR-1}$ и $\tilde{\mathbf{R}}^{TR} = |\tilde{\mathbf{R}}^{TR-1}|$ – радиус-векторы, орт направления и дальность точки наблюдения цели в системе координат относительно центра передающей МЧ АР, соответственно; $F_n^{TR}(\tilde{\rho}_n \cdot \tilde{\mathbf{R}}_0^{TR})$ – диаграмма направленности (ДН) единичного излучателя передающей МЧ АР; $(\vec{a} \cdot \vec{b})$ – скалярное произведение векторов.



Рис. 4. Структурная схема приемной системы МИМО-радар с динамической N-элементной АР (МЛАР – многолучевая антенная решетка (антенна), M каналов: ШПР – широкополосный приемник; СК – спектрально-корреляционный процессор; АК-ФР – автокорреляционный фазоразностный измеритель доплеровского смещения частоты)

Спектр ПВС имеет вид:

$$\dot{E}^\omega(\vec{R}^{TR}, \omega) = \exp\left\{-j\frac{\omega}{c}\vec{R}^{TR}\right\} \cdot \sum_n^N F_n^{TR}(\vec{\rho}_n \cdot \vec{R}_0^{TR}) \times \exp\left\{j\frac{\omega_0}{c}(\vec{\rho}_n \cdot \vec{R}_0^{TR})\right\} \cdot \dot{S}_n(\omega); \quad (2)$$

где $\dot{S}_n(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{T}_n(t) \exp\{j\omega t\} dt$ – комплексное значение спектра сигнала в n-м излучателе.

Как видно из (1), (2), изменение амплитудно-фазового распределения токов (полей) в решетке передающей позиции учитывает комплексный множитель $\dot{T}_n(t)$ и $\dot{S}_n(\omega)$, следовательно параметры подводимых сигналов оказывают влияние как на пространственную, так и на временную структуру излучаемого сигнала.

Как известно, узкополосный в пространственно-временном смысле сигнал предполагает выполнение условия [4]:

$$\frac{2\pi f_0}{A} \cdot \max\left(\frac{\Delta F \cdot |\vec{\rho}|}{f}\right) \ll 1, \forall \vec{\rho} \in s, f \in \Delta F, \quad (3)$$

где $\max\left(\frac{\Delta F \cdot |\vec{\rho}|}{f}\right)$ – функция, которая определяет

крайние частоты спектра сигнала и максимальный (характерный) размер антенны соответственно. При выполнении (3) в выражении для огибающей ПВС (3), можно пренебречь временным запаздыванием в $\dot{T}(\vec{\rho}, t)$, излучаемых различными точками антенны. В таком случае выражение для комплексной огибающей ПВС учитывает лишь разность фаз колебаний за счет распространения сигналов в точку наблюдения, рассчитанную на средней (несущей) частоте ω_0 [4]:

$$\dot{E}(\vec{R}_0, t') = \vec{F}_0(\vec{R}_0) \times \int_s \dot{T}(\vec{\rho}, t') \exp\left\{j\frac{\omega_0}{c}(\vec{\rho} \cdot \vec{R}_0)\right\} ds. \quad (4)$$

В частности данное упрощение имеет место, если произведение максимальной ширины спектра комплексных огибающих сигналов на разность хода волн от крайних точек МЧ АР много меньше единицы, что характерно для то-

чечной цели. Например, когда элемент разрешения МИМО РЛС по дальности δr много больше характерного размера передающей антенны. Из (4) следует, что с учетом запаздывания в общем случае это выражение представляет собой преобразование Фурье мгновенного распределения токов (полей) в антенне т.е. определяют форму ДН МЧ АР в направлении цели. Как видно функции временной – $\dot{T}(\vec{\rho}, t')$ и пространственной модуляции – $\vec{F}_0(\vec{R}_0)$, а также интерференционный множитель на гармонике несущей частоты ω_0 , входят в выражения для огибающей ПВС в виде произведения. Временной (спектральной) состав ПВС (поля) связан с пространственной координатой точки наблюдения – \vec{R}_0 и представляет собой результат суперпозиции комплексных огибающих парциальных токов (полей) подводимых к апертуре антенны: с учетом относительного запаздывания по апертуре – $t' + \frac{\vec{\rho} \cdot \vec{R}_0}{c}$.

В рассмотренном случае, адресация угловых направлений обеспечивается, когда временная (частотная) структура ПВС однозначно связана с пространственным положением цели. Известно [3], что если используемый набор сигналов в раскрыве передающей антенны отвечает условию ортогональности на интервале времени накопления

$$\dot{K}_{\vec{\rho}, \vec{\rho}'}(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\Theta_{\vec{\rho}} \Theta_{\vec{\rho}'}}} \int_{t'}^{t'+\tau_{acc}} \dot{T}(\vec{\rho}, t) \cdot \dot{T}(\vec{\rho}', t-\tau) dt \approx \begin{cases} \dot{K}_{\vec{\rho}}(\tau), & \vec{\rho} = \vec{\rho}' \\ 0, & \vec{\rho} \neq \vec{\rho}' \end{cases}$$

где $\dot{K}_{\vec{\rho}, \vec{\rho}'}(\tau)$ – взаимная корреляционная функция (ВКФ) сигналов с энергией $\Theta_{\vec{\rho}}$ и $\Theta_{\vec{\rho}'}$, в точках передающей антенны с координатами $\vec{\rho}$ и $\vec{\rho}'$ соответственно; $\dot{K}_{\vec{\rho}}(\tau)$ – автокорреляционная функция сигнала (АКФ).

На основании приведенных соотношений структура поля имеет вид, представленный на рис. 5.

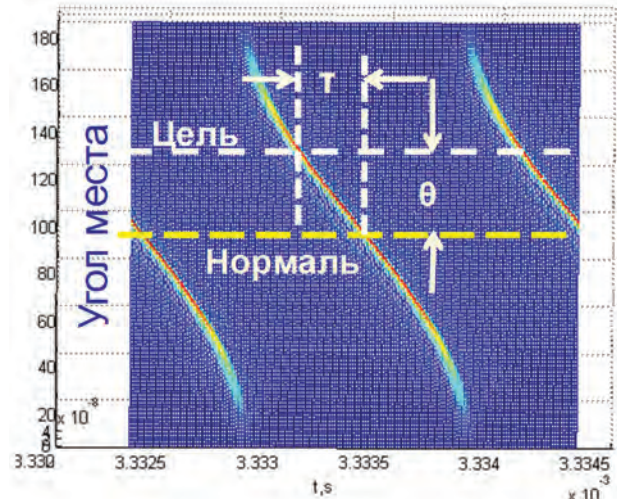


Рис. 5. Структура поля МЧ АР в строке дальности цели

Такая структура указывает на линейную связь времени запаздывания τ и смещения угловой координаты цели θ относительно нормали передающей решетки МИМО-радар, что позволяет в схеме рис. 4 производить измерения по временному положению максимума главного лепестка взаимокорреляционной функции (синтезированной ДН) при помощи спектрального коррелятора относительно спектра опорного сигнала, соответствующего нормали передающей МЧАР.

Моделирование процессов в пространственно-временном радиолокационном МИМО модеме с МЧАР

Для оценки влияния вида внутриимпульсной модуляции на параметры пространственно-временной функции рассогласования использовалась комплексная интерактивная имитационная модель радиолокационного модема МИМО (рис. 6), в которой предусмотрены все необходимые алгоритмы формирования и спектрально-корреляционной обработки пространственно-временных сигналов в структуре (рис. 4).

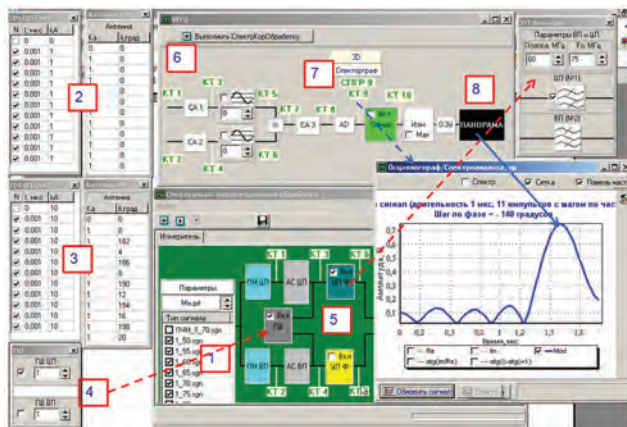
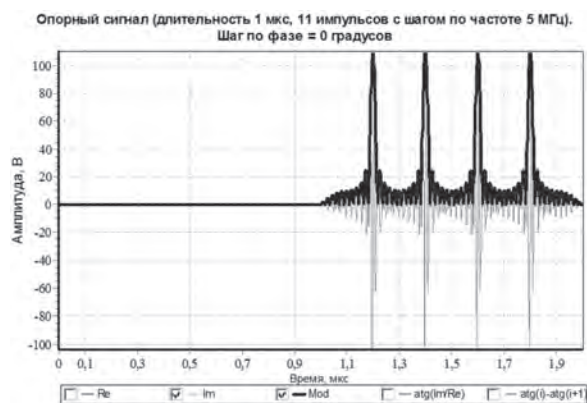


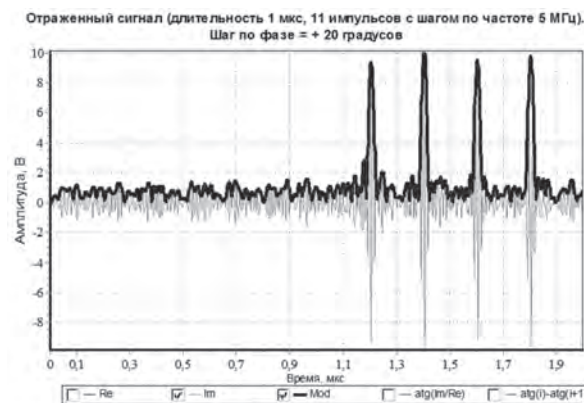
Рис. 6. Интерактивная имитационная модель радиолокационного модема МИМО и измерения угла места цели по максимуму синтезированной ДН МЧАР

Модель состоит из интерактивных функциональных блоков:

1. Конструктор любого количества радиолокационных сигналов с заданными видами модуляции.
2. Пространственно-временной модулятор на основе N -канальной МЧАР, формирующий также опорный сигнал, соответствующий направлению нормали (рис. 7, а).
3. Формирователь пространственно-временного сигнала, отраженного от цели под углом θ (рис. 7, б). Шумы приемных каналов.
4. Шумы приемных каналов.
5. Полосовой фильтр ансамбля МЧ сигналов.
6. Процессор спектрально-корреляционной обработки МЧ сигналов на основе преобразователей Фурье ($CA_{1,2,3}$) выборки эхо сигнала в стробе дальности.
7. Синтезированная ДН МЧАР.
8. Блок обнаружения и оценки пеленга цели по максимуму ДН.



а



б

Рис. 7. Структура пространственно-временных сигналов: а – в направлении нормали передающей антенной решетки (опорный сигнал) и б – эхо сигнал и шум на входе виртуальной приемной антенны МИМО-радар

Исследовались свойства радиолокационного модема МИМО с 11-канальной активной передающей АР (рис. 3) при возбуждении когерентными сигналами постоянной длительности 1,4 мкс при следующих видах модуляции:

- Немодулированные прямоугольные импульсы (ИМ) с центральными частотами спектров, отстоящими на базовую частоту $\Delta f = 5$ МГц.
- ФКМ импульсы с 7-элементным кодом Баркера и длительностью дискрета 0,2 мкс (ВА).
- дискретно-частотно-кодированный (ДЧК) семи элементный сигнал Костаса (СО) с такой же длительностью дискрета.
- ДЧК сигнал Костаса, дополнительно модулированный по фазе 7-элементным кодом Баркера (СОВА).
- ЛЧМ сигнал с девиацией частоты 5 МГц (LFM) с разным знаком наклона относительно изменения частоты в элементах МЧАР.

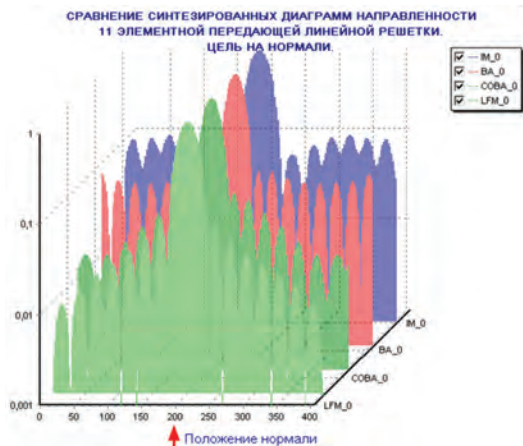
Влияние вида внутриимпульсной угловой модуляции на параметры синтезированной ДН МЧАР иллюстрируется на рис. 8.

Моделирование показало, что при нахождении цели в направлении нормали МЧАР (рис. 8, а) ширина главных лучей синтезированных ДН зависит только от максимального разнеса частот АР.

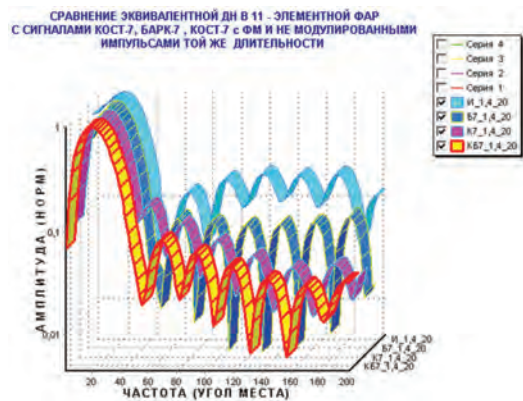
$$\Delta\tau_{\text{ДН}} = (\Delta f \cdot N)^{-1}.$$

В то же время по скорости спада боковых лепестков (БЛ), преимущественно обладают сигналы с частотно-фазовой угловой модуляцией ЛЧМ и ДЧК, дополнительно модулированный по фазе в совпадающих дискретах кодом Баркера.

Эти же сигналы обладают преимуществом и в случаях, когда синтез ДН происходит при угловом отклонении цели от направления нормали (рис. 8, б).



а



б

Рис. 8. Синтезированные ДН МЧ АР при положении цели в направлении нормали (а); синтезированные ДН МЧ АР при отклонении цели от нормали (б)

Для сигналов с частотно-фазовой угловой модуляцией малый уровень боковых лепестков синтезированной ДН обусловлен формой огибающей спектра опорного сигнала, которая близка к амплитудному распределению Хемминга (рис. 9).

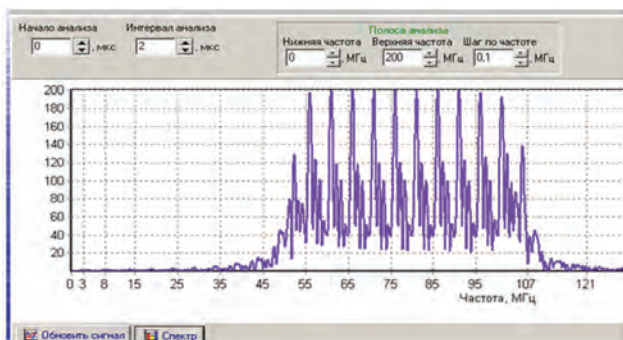


Рис. 9. Амплитудное распределение $|v|$ в раскрыве МЧ АР

Однако увеличение числа каналов МЧ АР может привести к нарушению условия узкополосности (3), (4). В этом случае АКФ совокупного сигнала (цель в

направлении нормали АР) не зависит от знака девиации (рис. 8, а), хотя пространственно эквидистантная АР становится электрически не эквидистантной для различных частот парциальных сигналов. Этот эффект наглядно проявляется при отклонении углового положения цели от нормали (рис. 10).

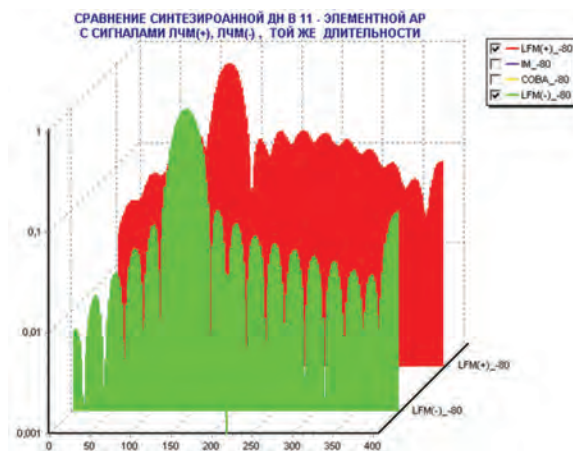


Рис. 10. Влияние знака девиации парциального ЛЧМ сигнала на изменение уровня БЛ в широкополосных МЧ АР

Как видно в этом случае, знак наклона ЛЧМ парциального сигнала, противоположный направлению сканирования (LFM(-)), оказывает корректирующее действие на АФР динамической МЧ АР.

В заключение важно отметить, что эффект «сжатия» ПВС в пространстве, преобразующий энергию в импульсных объемах всех парциальных сигналов в последовательность нескольких коротких импульсов большой амплитуды, позволяет снять ограничение на максимальную пиковую мощность твердотельных передающих модулей активной ФАР и обеспечить одноканальность обработки эхо-сигналов при синтезе ДН передающей ФАР в направлении на цель, максимум которой соответствует угловой координате цели в стробе дальности, а ширина – пространственной разрешающей способности.

ВЫВОДЫ

Представленные результаты показывают, что использование современных промышленных, информационных и цифровых технологий открывают практическую возможность реализации одно- и многопозиционных систем радиолокации на принципах МИМО-модема, адресно связанного с пространственно-временным положением каждой радиолокационной цели. Ключевым моментом решения проблемы многоканальности в МИМО системах является использование активных передающих динамических антенных решеток с многочастотными сигналами (пространственно-временная модуляция) в сочетании с процессорами корреляционной обработки на основе цифровых Фурье-преобразователей, инвариантных к виду модуляции парциальных сигналов передающих АР (пространственно-временная демодуляция). Высокая стабильность эталонов частоты способна в настоящее время обеспечить *внутреннюю статистику про-*

странственно разнесенных антенных систем, позволяющую качественно синтезировать ДН передающих систем в направлениях на цели при приеме.

Установленное при моделировании влияние внутриимпульсной угловой модуляции парциальных сигналов на амплитудно-фазовое распределение МЧ АР открывает возможности управления параметрами синтезированных ДН в широком секторе углового положения целей.

Физические свойства динамических МЧ АРС, связанные со «сжатием» импульсов поля при быстром сканировании в значительной мере снимают ограничения при использовании твердотельных усилителей мощности СВЧ, обладающих стабильностью характеристик, удовлетворяющих требованиям для использования в динамических передающих АР.

В заключение хотелось бы поблагодарить нашего юбиляра, наставника и друга **Я.С. Шифрина** за постоянное стимулирование и поддержку научных работ данного направления и пожелать ему крепкого здоровья, юношеской активности и творческого долголетия.

Литература

- [1] Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. — М. «Сов. радио», 1970. — 384 с.
- [2] Yu.N.Sedyshv, V.N. Gordienko. "The Coherent Bistatic Radar with Multi – Stage Space -Time Adaptive Processing of Signals and Jamming", IEEE Int. RADAR2000, 8-12 May, 2000, Alexandria, VA, USA, pp. 329–334.
- [3] Yu.N.Sedyshv, P.Yu. Sedyshv, V. A. Tyutyunnik. «Coherent Bistatic Noise Radar with Space – Time Adaptive Processing of a Returns Signals and Jamming». Proc. First International Workshop on the Noise Radar Technology (NRTW 2002). Pp. 203...214
- [4] Sedyshv Yu., Sedyshv P., Shevchenko A., Tyutyunnik V. Peculiarities of Using Space-Time Multi-Frequency Signals for Fast Electronic Scanning in Radars with Active Phased Antenna Array. Radioelectronic and Communication System. USA, CRC Press — 2010, Vol. 53, No.4. — P. 173–184.
- [5] MIMO RADAR SIGNAL PROCESSING, Edited by Jian Li, Petre Stoica. Published by JohnWiley&Sons, Inc., Hoboken, NewJersey.2009.
- [6] Eli Brookner MIMO Radar Demystified. MICROWAVE JOURNAL. January 2013.
- [7] Yu.N.Sedyshv and A.S.Dudush. «Evaluation of the Impact of the Time Synchronization Accuracy of Multistatic Radar Positions on Errors in Determining the Spatial Coordinates of Aerial Objects». P.1A simultaneous English language translation of this journalis available from Allerton Press, Inc.Distributed worldwide by Springer. Radioelectronics and Communications Systems .Vol.56, No.4, 2013.
- [8] Allan D.W. «The science of timekeeping». Application Note1289 /DavidW. Allan, Neil Ashby, Clifford C. Hodge. — USA: Hewlett—Packard Company, 1997. — 88 p.

Поступила в редколлегию 23.03.2015
Седышев Юрий Николаевич, доктор технических наук, профессор. Научные интересы: многопозиционная активно-пассивная радиолокация, адаптивные антенные решетки СВЧ, адаптивное пространственно-временное формирование и согласованная обработка пространственно-временных радиолокационных сигналов.



Тютюнник Владислав Александрович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, ведущий научный сотрудник Научного центра Воздушных Сил Харьковского университета Воздушных Сил им. И. Кожедуба ВС Украины. Научные интересы: алгоритмы обнаружения и оценок параметров сложных сигналов в многопозиционных системах радиолокации, имитационное моделирование радиолокационных систем.

УДК 621. 396. 1

Інформаційні технології створення просторово-часових модемів багатопозиційних активно-пасивних систем радіолокацій / Ю. М. Седишев, В. О. Тютюнник // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 105–110.

Розглянуто способи синтезу діаграми спрямованості активних передавальних антенних решіток (АПАР) під час прийому сигналів, відбитих від радіолокаційних цілей (МІМО-радіолокація). Показано, що в ході використання багаточастотних ортогональних когерентних сигналів в елементах АПАР і адресного доступу під час їхнього прийому можна забезпечити малий рівень бічних пелюсток просторової функції невизначеності в заданому секторі спостереження шляхом вибору виду внутрішньоімпульсної модуляції парціальних сигналів. Ортогоналізація антенного базису передавальних і приймальних антен дозволяє під час цифрової спектрально-кореляційної обробки вибірок сукупного сигналу від кожної цілі вирішити технологічну проблему багатовимірності простору спостереження в багатопозиційних системах когерентної радіолокації при виявленні, розрізненні, виміру координат і параметрів руху цілей. Наводяться результати імітаційного моделювання просторово-часових радіолокаційних модемів, реалізованих за викладеними принципами.

Ключові слова: МІМО-радіолокація, багаточастотний просторово-часовий сигнал, антенні решітки, цифрова спектрально-кореляційна обробка.

Лл.: 10. Бібліогр.: 09 найм.

UDC 621. 396. 1

Information technologies of creating modems of multi-position active and passive radar systems / Yu.N. Sedyshv, V.A. Tyutyunnik // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 105–110.

Methods of pattern synthesis of active transmitting antenna arrays (ATAR) at receiving signals reflected from the radar targets are considered. It has been shown that at using the coherent orthogonal multifrequency signals in ATAR elements and address accessing during their reception (MIMO – radar) one can achieve a low level of spatial sidelobes of the ambiguity function in a given sector of observation by choosing a kind of intrapulse modulation of partial signals. Orthogonalization of the basis of transmitting and receiving antennas allows at digital spectral-correlation processing of total signal samples from each target to solve the technological problem of multidimensional surveillance space in multiposition coherent MIMO radar systems at detection, resolution, evaluation of coordinates and targets motion parameters. The results of space-time radar modems simulation are given.

Keywords: MIMO radar systems, multifrequency space-time signals, antenna arrays, digital spectral-correlation processing.

Fig.: 10. Ref.: 08 items.

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК РАДИОЛОКАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ГИДРОМЕТЕОРОВ МЕТОДОМ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

О. И. СУХАРЕВСКИЙ, Г. С. ЗАЛЕВСКИЙ, А. Б. ВЕСЕЛОВСКАЯ

Рассмотрен метод расчета характеристик радиолокационного рассеяния гидрометеоров в резонансном диапазоне длин волн. Метод основан на решении системы интегральных уравнений типа Мюллера. Разработанный численный алгоритм позволяет получать устойчивые результаты расчета при меньшем числе узлов плотностей эквивалентных токов на поверхности рассеивателя по сравнению с известными методами, за счет чего сокращается объем используемой компьютерной памяти и время вычислений. Демонстрируются и анализируются результаты расчетов эффективной поверхности рассеяния моделей капли дождя и кристаллов снега.

Ключевые слова: гидрометеор, интегральное уравнение, метеолокация, эффективная поверхность рассеяния.

ВВЕДЕНИЕ

Радиолокационное зондирование позволяет получать важную информацию об атмосферных явлениях [1–7]. В настоящий момент метеоролокаторы используются для определения скорости и направления движения метеообразований, обнаружения атмосферных фронтов и границ облаков и осадков, обнаружения турбулентных и конвективных образований атмосферы, определения фазового состава метеообразований [5]. Для решения этих задач важно располагать информацией о характеристиках радиолокационного рассеяния частиц дождя и снега [6, 7]. При использовании сигналов на длинах волн от десятых долей до единиц сантиметров указанные частицы являются диэлектрическими объектами резонансных размеров. В работах [6, 7] подробно описаны известные численные методы, позволяющие проводить расчет эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) сферических и эллипсоидальных капель дождя. Обычно осадки состоят из частиц различных типов, форм и размеров, а частицы одного и того же типа могут иметь различные соотношения размеров [6–10]. Широкий диапазон значений этих параметров может создавать сложности при определении радиолокационных характеристик рассеяния, а следовательно и при восстановлении микрофизических параметров гидрометеоров, в частности количественной оценки содержания воды.

Радиолокационные характеристики гидрометеоров в известной литературе исследованы недостаточно. Трудности, связанные с недостаточностью статистической информации о радиолокационных свойствах гидрометеоров, отсутствием в полном объеме данных дистанционного радиолокационного зондирования, обуславливают необходимость математического моделирования радиолокационных характеристик рассеяния гидрометеоров различных типов.

Учитывая многообразие геометрических форм, и в связи с тем, что электрические размеры частиц осадков (капель дождя, кристаллов снега) относятся к резонансной области, для расчета

характеристик рассеяния таких объектов целесообразно применять метод поверхностных интегральных уравнений (ИУ) в частотной области. Вопросам разработки таких численных методов, основанных на решении ИУ применительно к задачам рассеяния диэлектрическими объектами, посвящено множество работ, в частности [11–22]. Для решения ИУ в задачах электромагнитного рассеяния, как правило, применяется метод моментов [18–21], относящийся к классу проекционных [12]. В качестве базисных и (или) тестовых функций при реализации метода моментов наиболее часто используются RWG (Rao, Wilton, Glisson) [16, 18, 20, 21] или другие [19, 20] функции. При этом анализ приведенных работ показывает, что выбор конкретных базисных и тестовых функций зависит от геометрии объекта и существенно влияет на точность решения ИУ.

Для решения ИУ применяются также методы, основанные на применении квадратурных формул (интерполяционные методы) [11, 12, 22].

В работе [22] предложен численный метод решения системы ИУ типа Мюллера [13, 14, 17, 19, 20, 22]. В настоящей статье обсуждаются особенности алгоритма решения указанной системы ИУ применительно к моделям гидрометеоров. Как будет показано далее, предложенный алгоритм расчета характеристик рассеяния диэлектрических объектов позволяет получать устойчивые решения при меньшем количестве узлов тока по сравнению с известными методами, что особенно заметно при расчете характеристик рассеяния электрически тонких диэлектрических объектов. Это позволяет расширить разнообразие форм и размеров исследуемых рассеивателей, сократить время расчетов, что особенно важно при проведении большого объема вычислений. В статье демонстрируются результаты расчетов ЭПР моделей эллипсоидальных капель дождя и кристаллов снега в виде шестигранников. Анализируются результаты расчета при длине зондирующей волны 3,2 и 0,8 см, при различных ракурсах облучения, на двух ортогональных поляризациях.

1. МЕТОД РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЙНИЯ ГИДРОМЕТЕОРОВ

Капли дождя и кристаллы снега могут рассматриваться, как однородные диэлектрические объекты (с комплексной относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = \epsilon_2' + i\epsilon_2''$), расположенные в свободном пространстве (с относительной проницаемостью ϵ_1). В работе рассматриваются модели капель эллипсоидальной формы (рис. 1) и кристаллов снега в виде шестигранника (рис. 2).

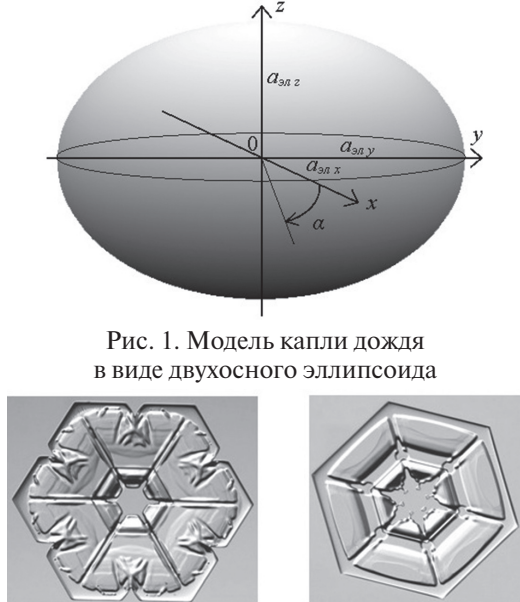


Рис. 1. Модель капли дождя в виде двухосного эллипсоида

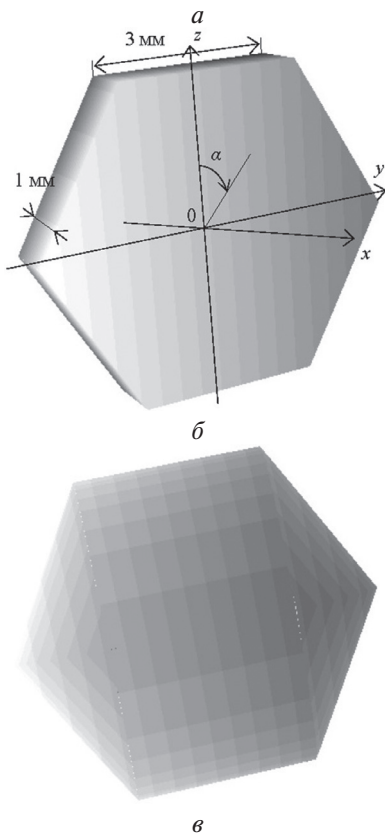


Рис. 2. Кристаллы снега: а – возможная форма кристаллов снега в виде шестигранника; б – модель кристалла снега в виде шестигранника; в – модель кристалла снега в виде шестигранника со сглаженными краями

Все рассматриваемые в работе материалы имеют относительную магнитную проницаемость $\mu = 1$. Используются электромагнитные (ЭМ) поля с временной зависимостью $\exp(-i\omega t)$.

Введем векторы

$$\left(\vec{E}_{1(2)}^{e(m)}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}^0), \vec{H}_{1(2)}^{e(m)}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}^0) \right),$$

описывающие ЭМ поле электрического (магнитного) вспомогательного точечного источника (диполя) в однородной среде с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_1 (ϵ_2). Вектор $\vec{\tau}^0$ указывает ориентацию вектор-момента источника, а \vec{Q}_0 и \vec{Q} – точка расположения источника и точка наблюдения его поля соответственно.

Компоненты ЭМ поля вспомогательных диполей в однородной среде с проницаемостью ϵ_1 (ϵ_2) вычисляются по формулам [12, 13]:

$$\vec{E}_{1(2)}^e(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{p}^e) = (\epsilon_0 \epsilon_{1(2)})^{-1} \times \left[\vec{p}^e k_{1(2)}^2 G_{1(2)}(\vec{Q}_0, \vec{Q}) + \vec{\nabla}(\vec{p}^e \cdot \vec{\nabla} G_{1(2)}(\vec{Q}_0, \vec{Q})) \right], \quad (1)$$

$$\vec{H}_{1(2)}^e(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{p}^e) = i\omega(\vec{p}^e \times \vec{\nabla} G_{1(2)}(\vec{Q}_0, \vec{Q})), \quad (2)$$

$$\vec{E}_{1(2)}^m(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{p}^m) = -i\omega(\vec{p}^m \times \vec{\nabla} G_{1(2)}(\vec{Q}_0, \vec{Q})), \quad (3)$$

$$\vec{H}_{1(2)}^m(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{p}^m) = \mu_0^{-1} \times \left[\vec{p}^m k_{1(2)}^2 G_{1(2)}(\vec{Q}_0, \vec{Q}) + \vec{\nabla}(\vec{p}^m \cdot \vec{\nabla} G_{1(2)}(\vec{Q}_0, \vec{Q})) \right], \quad (4)$$

где

$$G_{1(2)}(\vec{Q}_0, \vec{Q}) = G_{1(2)}(R) = \frac{\exp(ik_{1(2)}R)}{4\pi R};$$

$k_{1(2)} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_{1(2)} \mu_0} = 2\pi/\lambda_{1(2)}$ – волновое число в среде с проницаемостью ϵ_1 (ϵ_2); $\lambda_{1(2)}$ – длина волны в соответствующей среде; ϵ_0, μ_0 – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства; $R = |\vec{R}| = |\vec{Q} - \vec{Q}_0|$;

$\vec{p}^e = \frac{I^e l}{\omega} \vec{\tau}^0$, $\vec{p}^m = \frac{I^m l}{\omega} \vec{\tau}^0$ – электрический и магнитный вектор-моменты диполей соответственно; I^e – электрический ток, протекающий в электрическом диполе малой длины l , I^m – эквивалентный магнитный ток, обтекающий магнитный диполь. Считая размерные величины $\frac{I^e l}{\omega}$, $\frac{I^m l}{\omega}$ постоянными, равными единице, вектор-моменты \vec{p}^e , \vec{p}^m можно характеризовать единичным вектором $\vec{\tau}^0$.

Применив лемму Лоренца [12, 21] в свободном пространстве и области, занимаемой объектом, к искомому ЭМ полю (\vec{E}, \vec{H}) и последовательно к полям электрического $(\vec{E}_{1(2)}^e, \vec{H}_{1(2)}^e)$ и магнитного $(\vec{E}_{1(2)}^m, \vec{H}_{1(2)}^m)$ точечных источников, можно получить систему ИУ для плотностей эквивалентных электрического \vec{J}^e и магнитного \vec{J}^m токов на поверхности диэлектрического рассеивателя S , кото-

рая может быть представлена в виде системы скалярных уравнений [22]:

$$\left\{ \begin{aligned} & \left(\vec{v}^0 \times \vec{\tau}_q^0 \right) \cdot \vec{J}^m(\vec{Q}_0) (\varepsilon_2 + \varepsilon_1) - 2\varepsilon_2 \vec{\tau}_q^0 \cdot \vec{E}^0(\vec{Q}_0) = \frac{2}{i\omega} \times \\ & \times \int_S \left(\Delta \vec{H}^e(\vec{\tau}_q^0) \cdot \vec{J}^m(\vec{Q}) + \varepsilon_0^{-1} \Delta \vec{D}^e(\vec{\tau}_q^0) \cdot \vec{J}^e(\vec{Q}) \right) ds_Q, \\ & \left(\vec{v}^0 \times \vec{\tau}_q^0 \right) \cdot \vec{J}^e(\vec{Q}_0) - \vec{\tau}_q^0 \cdot \vec{H}^0(\vec{Q}_0) = -\frac{1}{i\omega} \times \\ & \times \int_S \left(\Delta \vec{H}^m(\vec{\tau}_q^0) \cdot \vec{J}^m(\vec{Q}) + \Delta \vec{E}^m(\vec{\tau}_q^0) \cdot \vec{J}^e(\vec{Q}) \right) ds_Q, \end{aligned} \right. \quad (5)$$

где $q=1, 2$; $\vec{\tau}_q^0$ – взаимно ортогональные орты, касательные к S в точке \vec{Q}_0 , образующие правую тройку с внешней к S нормалью \vec{v}^0 в этой точке; $\vec{Q}_0, \vec{Q} \in S$ – точки наблюдения и интегрирования соответственно; (\vec{E}^0, \vec{H}^0) – первичное поле.

Ядрами уравнений являются разности

$$\Delta \vec{H}^e(\vec{\tau}_q^0) = \varepsilon_2 \vec{H}_2^{et}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0) - \varepsilon_1 \vec{H}_1^{et}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0); \quad (6)$$

$$\Delta \vec{D}^e(\vec{\tau}_q^0) = \vec{D}_2^{et}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0) - \vec{D}_1^{et}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0), \quad (7)$$

$$\vec{D}_{1(2)}^e(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0) = \varepsilon_0 \varepsilon_{1(2)} \vec{E}_{1(2)}^e(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0);$$

$$\Delta \vec{H}^m(\vec{\tau}_q^0) = \vec{H}_2^{mt}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0) - \vec{H}_1^{mt}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0); \quad (8)$$

$$\Delta \vec{E}^m(\vec{\tau}_q^0) = \vec{E}_2^{mt}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0) - \vec{E}_1^{mt}(\vec{Q}|\vec{Q}_0, \vec{\tau}_q^0). \quad (9)$$

Символом “ t ” обозначены тангенциальные к поверхности S векторы.

Система (5) представляет собой систему неоднородных ИУ Фредгольма 2-го рода (типа Мюллера [13, 14, 17, 19, 20, 22]). Поверхностные интегралы в системе ИУ (5) ограничены при \vec{Q}_0 , находящейся на поверхности S [23], и указанная система может быть решена численно.

После того, как плотности эквивалентных токов найдены, компоненты ЭМ поля, рассеянного диэлектрическим объектом, могут быть рассчитаны с помощью интегральных представлений:

$$\left\{ \begin{aligned} & i\omega \vec{p}^{np} \cdot \left(\vec{E}(\vec{Q}_0) - \vec{E}^0(\vec{Q}_0) \right) = \\ & = \int_S \left(\Delta \vec{H}^e(\vec{p}^{np}) \cdot \vec{J}^m(\vec{Q}) + \varepsilon_0^{-1} \Delta \vec{D}^e(\vec{p}^{np}) \cdot \vec{J}^e(\vec{Q}) \right) ds_Q, \\ & -i\omega \vec{p}^{np} \cdot \left(\vec{H}(\vec{Q}_0) - \vec{H}^0(\vec{Q}_0) \right) = \\ & = \int_S \left\{ \Delta \vec{H}^m(\vec{p}^{np}) \cdot \vec{J}^m(\vec{Q}) + \Delta \vec{E}^m(\vec{p}^{np}) \cdot \vec{J}^e(\vec{Q}) \right\} ds_Q, \end{aligned} \right. \quad (10)$$

где единичный вектор \vec{p}^{np} ориентацию компонент рассеянного ЭМ поля.

Разработанный алгоритм расчета характеристик рассеяния диэлектрических объектов содержит основные этапы, описываемые далее.

В случае капель дождя поверхность задающего эллипсоида дискретизируется. Поверхность более сложных объектов, в частности кристаллов снега в виде многогранников, аппроксимируется участками нескольких эллипсоидов. Созданная

модель связывается с единой прямоугольной системой координат. В каждой точке \vec{Q} задаются параметры математической поверхности: параметры эллипсоида, используемого для аппроксимации в данной точке (полуоси эллипсоида, координаты центра, углы, определяющие его ориентацию в пространстве), координаты точки \vec{Q} в прямоугольной системе координат, составляющие двух касательных векторов $\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2$. Для рационального использования компьютерной памяти расстояние между узлами, в которых ищутся плотности эквивалентных токов, выбирается пропорционально радиусу кривизны поверхности в данной точке, т. е. на участках с меньшим радиусом кривизны шаг дискретизации также выбирается меньшим.

Проведенные расчеты показывают, что для обеспечения сходимости результатов расчета ЭПР гидрометеоров с погрешностью $\delta \leq 1\%$ при увеличении числа узлов токов, на достаточно гладких участках их поверхности среднее расстояние между узлами тока должно составлять величину порядка $r_a = (0,005 \dots 0,02)\lambda_1$. Края поверхности таких диэлектрических рассеивателей, как кристаллы снега, сглаживаются. Окрестность края представляется участком поверхности эллипсоида с малым радиусом кривизны. На этом элементе поверхности шаг выбирается меньшим и для обеспечения такой же точности $\delta \leq 1\%$ должен составлять величину $r_a \approx 0,002\lambda_1$.

Такой же подход при создании модели поверхности используется в разработанном авторами алгоритме расчета характеристик рассеяния идеально проводящих объектов, основанного на решении ИУ магнитного поля (также уравнения 2-го рода) [24]. Вместе с тем следует отметить, что рассматриваемая сходимость, характеризуемая величиной $\delta \leq 1\%$, в случае идеально проводящих объектов достигается при $r_a = (0,09 \dots 0,24)\lambda_1$ на гладких участках и при $r_a \approx 0,03\lambda_1$ – на участках с малыми радиусами кривизны [24].

На следующем шаге поверхность рассеивателя S представляется в виде суммы N электрически малых участков s_n ($n=1, N$), на каждом из которых плотности эквивалентных токов можно считать постоянными. Обозначив индексы точки наблюдения $n_0=1, N$ и интегрирования $n=1, N$, а также представив искомые плотности тока двумя касательными компонентами $\vec{J}_{1(2),n}^{e(m)} = \vec{\tau}_{1(2),n} \cdot \vec{J}_n^{e(m)}$, систему скалярных уравнений (5) перепишем в следующем виде:

$$\left\{ \begin{aligned} & \left(\vec{v}_{n_0} \times \vec{\tau}_{q,n_0} \right) \cdot \vec{J}_{n_0}^m (\varepsilon_2 + \varepsilon_1) - 2\varepsilon_2 \vec{\tau}_{q,n_0} \cdot \vec{E}_{n_0}^0 = \frac{2}{i\omega} \times \\ & \times \sum_{n=1}^N \left(\vec{J}_n^m \int_{s_n} \Delta \vec{H}^e(\vec{\tau}_{q,n_0}) ds_Q + \varepsilon_0^{-1} \vec{J}_n^e \int_{s_n} \Delta \vec{D}^e(\vec{\tau}_{q,n_0}) ds_Q \right), \\ & \left(\vec{v}_{n_0} \times \vec{\tau}_{q,n_0} \right) \cdot \vec{J}_{n_0}^e - \vec{\tau}_{q,n_0} \cdot \vec{H}_{n_0}^0 = -\frac{1}{i\omega} \times \\ & \times \sum_{n=1}^N \left(\vec{J}_n^m \int_{s_n} \Delta \vec{H}^m(\vec{\tau}_{q,n_0}) ds_Q + \vec{J}_n^e \int_{s_n} \Delta \vec{E}^m(\vec{\tau}_{q,n_0}) ds_Q \right), \end{aligned} \right. \quad (11)$$

где векторные функции $\Delta \vec{H}^e$, $\Delta \vec{D}^e$, $\Delta \vec{H}^m$, $\Delta \vec{E}^m$ получаются с использованием формул (6)–(9) и (1)–(4).

Поверхностные интегралы в (11) содержат функции, существенно зависящие от малого расстояния R между точкой наблюдения и центром s_n . Поэтому для вычисления этих интегралов элементы s_n разбиваются на более мелкие участки поверхности $s_n = \sum_{n_1=1}^{N_1} s'_{n_1}$, на каждом из которых, применяется пятиточечная формула Гаусса.

Вычисление компонент ЭМ поля, рассеянного диэлектрическим объектом по найденным плотностям эквивалентных токов с помощью интегрального представления (10) вычислительных трудностей не представляет.

Предложенный метод расчета обеспечивает достаточно высокую точность вычисления плотностей эквивалентных электрического и магнитного токов на поверхности диэлектрического объекта и рассеянного объектом поля. В сочетании с методом нанесения узлов тока, учитывающим кривизну отдельных участков поверхности диэлектрического рассеивателя, разработанный численный алгоритм позволяет рационально использовать компьютерную память и, как следствие, сократить время вычислений и расширить многообразие формы поверхности исследуемых объектов. Указанные преимущества особенно ощутимы применительно к электрически тонким рассеивателям. Для подтверждения указанного выигрыша на рис. 3 и 4 результаты расчетов ЭПР электрически тонких трехосного эллипсоида (полуоси $a_{эл\ x}=0,5$ мм $a_{эл\ y}=3$ мм, $a_{эл\ z}=1,5$ мм, рис. 1) и цилиндра (высота $d_{ц}=1$ мм, радиус основания $a_{ц}=3$ мм), полученные с помощью разработанного метода, сравниваются с результатами, рассчитанными с помощью программы FEKO [25], в которой для решения ИУ используется метод моментов. Ориентация эллипсоида показана на рис. 1. Ось рассмотренного цилиндра параллельна оси Ox . Рассчитанная ЭПР соответствует длине волны $\lambda_1=3,2$ см. При этом относительная диэлектрическая проницаемость объектов составляла $\epsilon_2=3,17+i1,45 \times 10^{-3}$. Угол зондирования α в обоих случаях изменялся в плоскости xOz (рис. 1). Результаты расчета моностатической ЭПР представлены для горизонтальной (\vec{H}^0 , \vec{H} ориентированы в плоскости, проходящей через вектор направления облучения и перпендикулярной плоскости xOy) и вертикальной (\vec{H}^0 , \vec{H} параллельны плоскости xOy) поляризации.

На рис. 3 показана моностатическая ЭПР эллипсоида, рассчитанная с помощью предложенного в настоящей статье метода (штриховые линии 1, 2), а также с помощью FEKO (сплошные тонкие черные линии 3–7) при различном количестве узлов тока N . Из приведенных графиков видно, что разработанный алгоритм обес-

печивает устойчивый результат (которому соответствует $\delta \leq 1\%$) при $N=584$ (линия 1) на двух поляризациях. В то же время аналогичная сходимость результатов FEKO при вертикальной поляризации наблюдается при $N=1210$ (линия 5), а в случае горизонтальной поляризации при $N_a=2512$ (линия 6).

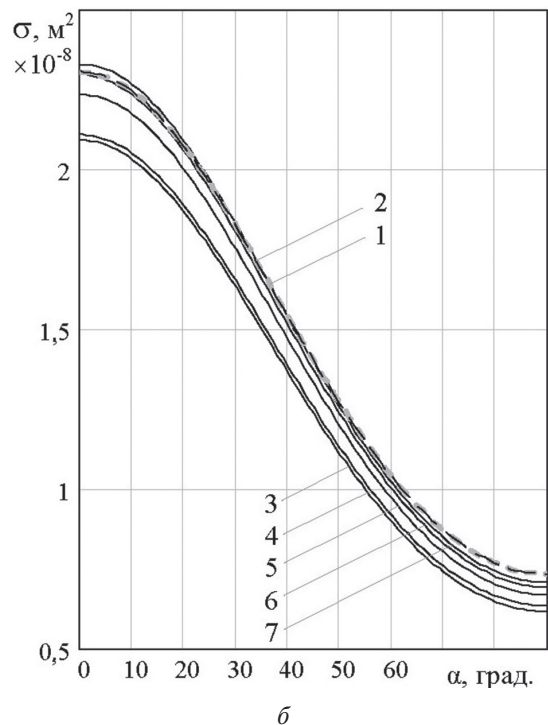
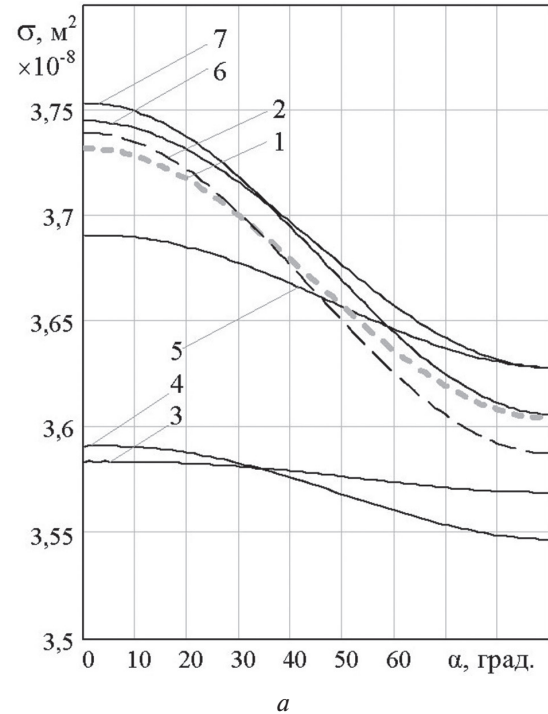


Рис. 3. ЭПР диэлектрического эллипсоида ($\epsilon_2=3,17+i1,45 \times 10^{-3}$, $a_{эл\ x}=0,016\lambda_1$, $a_{эл\ y}=0,047\lambda_1$, $a_{эл\ z}=0,094\lambda_1$) при горизонтальной (а) и вертикальной (б) поляризации. Результаты получены с помощью разработанного метода (серая жирная штриховая линия 1 — $N=584$, черная тонкая штриховая 2 — $N=710$) и FEKO (черные тонкие сплошные линии, 3 — $N=570$, 4 — $N=706$, 5 — $N=1210$, 6 — $N=2512$, 7 — $N=4688$)

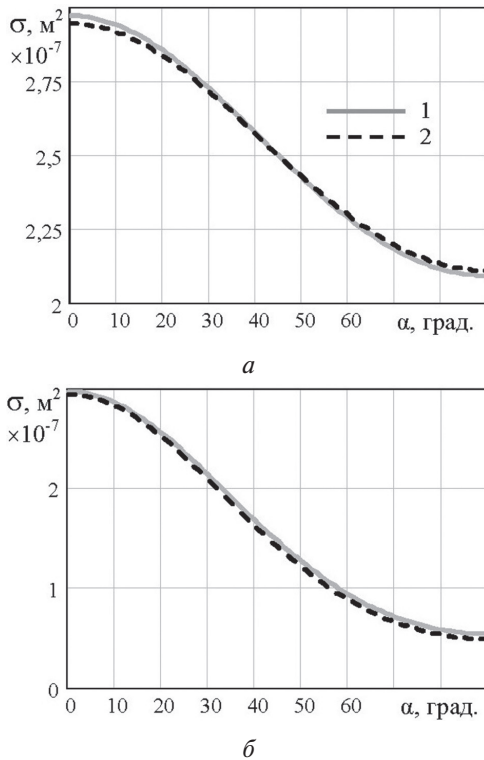


Рис. 4. ЭПР диэлектрического цилиндра ($\epsilon_2 = 3,17 + i1,45 \times 10^{-3}$, $a_{ц} = 0,094\lambda_1$, $d_{ц} = 0,032\lambda_1$) при горизонтальной (а) и вертикальной (б) поляризации. Результаты получены с помощью разработанного метода (линия 1) и FEKO (2)

Результаты расчета ЭПР тонкого цилиндра, приведенные на рис. 4, соответствуют значениям $N=492$ для разработанного метода, и $N=848$ для FEKO (линия 2).

Таким образом, результаты сравнения, представленные на рис. 3 и 4, свидетельствуют о том, что предложенный в настоящей статье метод расчета характеристик рассеяния диэлектрических резонансных объектов, основанный на решении системы ИУ типа Мюллера, обеспечивает достаточно высокую точность вычислений. При этом во многих случаях заданная точность (а также сходимость) результатов обеспечивается при существенно меньшем числе узлов тока на поверхности рассеивателя, чем при применении других известных методов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЭПР ГИДРОМЕТЕОРОВ

В настоящем подразделе разработанный метод применен для расчета ЭПР наиболее часто встречающихся в природе капель дождя эллипсоидальной формы [6, 7] и кристаллов снега в виде шестигранника [10].

Модели гидрометеоров представлялись однородными диэлектрическими рассеивателями. В качестве модели капли дождя при расчетах использовался эллипсоид вращения с большей полуосью $a_{эл x} = a_{эл y}$ и меньшей полуосью $a_{эл z}$ (рис. 1). Полуоси эллипсоида, моделирующего каплю, зависят от среднекубического радиуса

капли (радиуса эквивалентной сферы) r_3 и рассчитаны по известным формулам, приведенным в работе [6]. Далее приводятся результаты расчетов для двух капель, которым соответствуют $r_3 = 1,5$ мм ($a_{эл x} = a_{эл y} = 1,587$ мм, $a_{эл z} = 1,34$ мм) и $r_3 = 3$ мм ($a_{эл x} = a_{эл y} = 3,449$ мм, $a_{эл z} = 2,27$ мм). При вычислениях использовались значения комплексной диэлектрической проницаемости воды, рассчитанные по известным формулам [9]: $\epsilon_2 = 62,44 + i31,93$ при $\lambda_1 = 3,2$ см ($f = 9,375$ ГГц); $\epsilon_2 = 17,91 + i27,83$ при $\lambda_1 = 0,8$ см ($f = 37,5$ ГГц).

Исследуемые модели кристаллов снега изображены на рис. 2. Первая модель представляет собой шестигранник с длиной ребра 3 мм и толщиной 1 мм (рис. 2, б). Вторая модель – аналогичный шестигранник со скругленными ребрами (рис. 2, в). Согласно [26] диэлектрическая проницаемость кристаллов снега составляет $\epsilon_2 = 3,17 + i1,45 \times 10^{-3}$ при $\lambda_1 = 3,2$ см.

Как и в предыдущем разделе, угол α , соответствующий моностатическому зондированию, изменялся в плоскости xOz и отсчитывался от оси Ox в случае капли и от оси Oz в случае кристалла снега, как показано на рис. 1 и 2 соответственно.

Расчеты проводились для горизонтальной и вертикальной поляризации, ориентация векторов для которых введена в предыдущем разделе статьи.

Результаты расчетов моностатической ЭПР моделей эллипсоидальных капель дождя представлены на рис. 5. Учитывая случайный характер возможного изменения угла облучения α , в табл. 1 приводятся статистические характеристики ЭПР капель дождя (максимальные σ_{max} , минимальные σ_{min} , средние σ_{cp} и медианные $\sigma_{мед}$ значения ЭПР). Кратко проанализируем полученные результаты.

Электрический размер меньшей капли ($a_{эл x} = a_{эл y} = 1,587$ мм, $a_{эл z} = 1,34$ мм) при $\lambda_1 = 3,2$ см составляет $2a_{эл x} / \lambda_1 = 0,1\lambda_1$. На данной длине волны ее ЭПР в зависимости от ориентации частицы изменяется менее чем на 1 % от значения, соответствующего зондированию вдоль меньшей полуоси (рис. 1) при горизонтальной поляризации и в пределах 38 % при вертикальной поляризации (рис. 5, а, табл. 1). Известная формула для расчета ЭПР диэлектрической сферы малых электрических размеров, полученная в предположении малости рассеивателя, с помощью рядов Ми [3]:

$$\sigma = \pi^5 \frac{(2r_3)^6}{\lambda_1^4} \left| \frac{\epsilon_2 - 1}{\epsilon_2 + 2} \right|^2 \quad (12)$$

дает значение ЭПР эквивалентной сферы ($r_3 = 1,5$ мм) $\sigma = 1,972 \times 10^{-7}$ м². Такой результат совпадает с точностью в 1...2 % с ЭПР, полученной для капли на горизонтальной поляризации. При вертикальной поляризации в зависимости от ориентации отличие в результатах существенно. Указанный результат свидетельствует о том, что уже при таких электрических размерах

для расчета ЭПР каплей дождя следует применять точные методы расчета, в частности методы, основанные на применении ИУ.

Таблица 1

ЭПР эллипсоидальных каплей дождя

Капля	λ_1 , см	Поляризация	σ , $\text{м}^2 \times 10^{-5}$			
			σ_{\max}	σ_{\min}	$\sigma_{\text{ср}}$	$\sigma_{\text{мед}}$
$r_3=1,5$ мм (эллипсоид, $a_{\text{эл}x}=a_{\text{эл}y}=1,587$ мм, $a_{\text{эл}z}=1,34$ мм)	3,2	гор.	0,0195	0,0193	0,0194	0,0194
		вер.	0,0193	0,0120	0,0156	0,0154
	0,8	гор.	1,73	1,07	1,39	1,37
		вер.	1,73	0,940	1,31	1,28
$r_3=3,0$ мм (эллипсоид, $a_{\text{эл}x}=a_{\text{эл}y}=3,449$ мм, $a_{\text{эл}z}=2,27$ мм)	3,2	гор.	3,51	2,84	3,17	3,16
		вер.	3,51	1,18	2,24	2,14
	0,8	гор.	6,92	0,699	3,14	2,55
		вер.	6,91	1,43	3,34	2,70

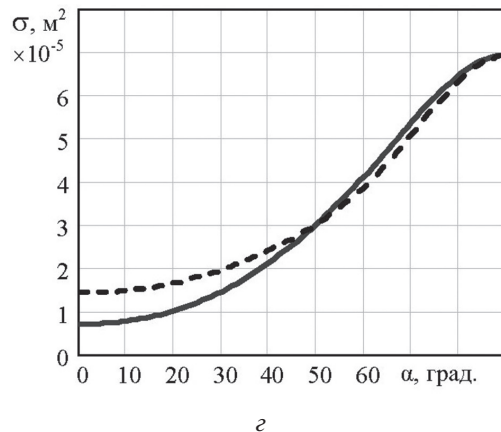
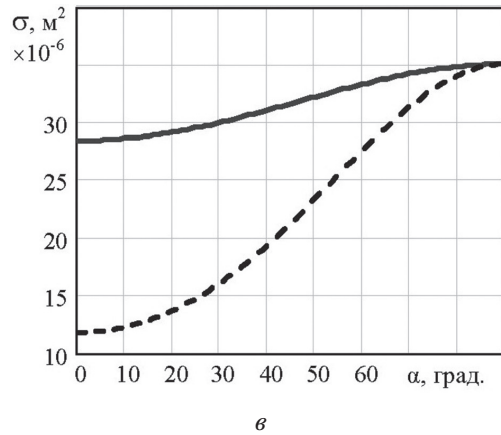
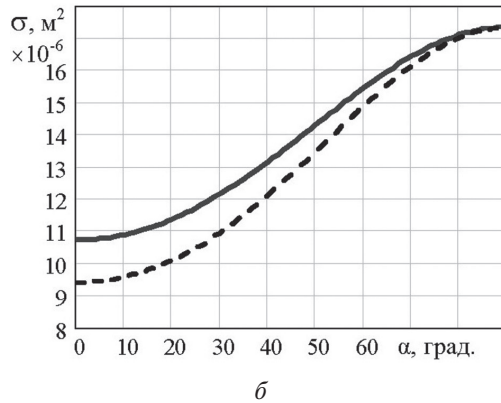
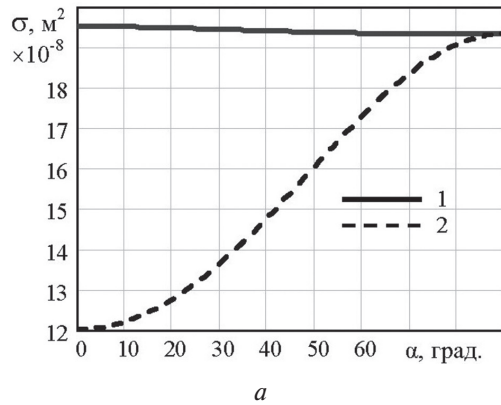


Рис. 5. Моностатическая ЭПР эллипсоидальных каплей дождя: *a, б* – $r_3=1,5$ мм; *в, з* – $r_3=3$ мм; *a, в* – $\lambda_1=3,2$ см, *б, з* – $\lambda_1=0,8$ см; линия 1 – горизонтальная, 2 – вертикальная поляризация

Как показывают результаты, ЭПР эллипсоидальной капли, которой соответствует эквивалентный радиус $r_3=3$ мм ($a_{\text{эл}x}=a_{\text{эл}y}=3,449$ мм, $a_{\text{эл}z}=2,27$ мм, $2a_{\text{эл}x}/\lambda_1=0,22\lambda_1$) при изменении угла α изменяется существенно (рис. 5, *в*, табл. 1). При длине волны зондирования $\lambda_1=0,8$ см электрический размер каплей возрастает и зависимость их ЭПР от угла α становится еще более заметной (рис. 5, *б, з*, табл. 1).

На рис. 6 и в табл. 2 представлены результаты расчетов моностатической ЭПР кристаллов снега при длине волны $\lambda_1=3,2$ см.

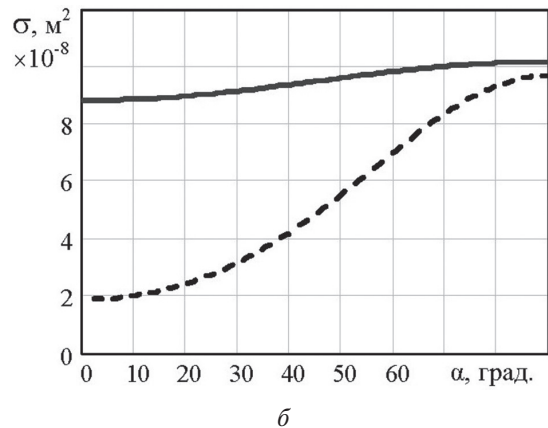
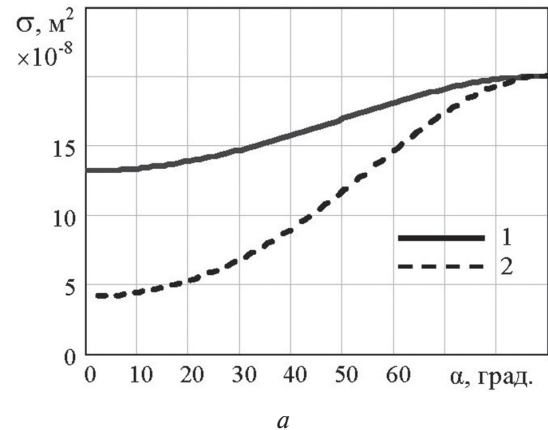


Рис. 6. Моностатическая ЭПР кристаллов снега при длине волны $\lambda_1=3,2$ см: *a* – шестигранник, *б* – шестигранник со сглаженными краями; линия 1 – горизонтальная, 2 – вертикальная поляризация

Таблица 2

ЭПР диэлектрических рассеивателей с проницаемостью снега при длине волны $\lambda_1 = 3,2$ см

Рассеиватель	Поляризация	$\sigma, \text{ м}^2 \times 10^{-7}$			
		σ_{max}	σ_{min}	$\sigma_{\text{ср}}$	$\sigma_{\text{мед}}$
Кристалл снега (шестигранник)	гор.	2,01	1,32	1,65	1,64
	вер.	2,01	0,413	1,12	1,03
Кристалл снега (сглаженный шестигранник)	гор.	1,02	0,881	0,949	0,949
	вер.	0,968	0,187	0,532	0,486
Эллипсоид ($a_{\text{эл}x}=1$ мм, $a_{\text{эл}y}=3$ мм, $a_{\text{эл}z}=1,5$ мм)	гор.	0,374	0,359	0,366	0,366
	вер.	0,231	0,0732	0,146	0,144
Цилиндр ($a_{\text{ц}}=3$ мм, $d_{\text{ц}}=1$ мм)	гор.	2,97	2,09	2,52	2,50
	вер.	2,97	0,538	1,61	1,46

Для сравнения в табл. 2 представлены статистические характеристики рассеяния диэлектрических трехосного эллипсоида ($a_{\text{эл}x}=1$ мм, $a_{\text{эл}y}=3$ мм, $a_{\text{эл}z}=1,5$ мм) и цилиндра с радиусом основания $a_{\text{ц}}=3$ мм и высотой $d_{\text{ц}}=1$ мм (ось цилиндра лежит на оси Ox). Эллипсоид и цилиндр имеют диэлектрическую проницаемость, соответствующую кристаллам снега ($\epsilon_2=3,17 + i1,45 \times 10^{-3}$). Результаты расчета ЭПР данных объектов ранее приведены на рис. 3 и 4 соответственно.

Сравнение зависимостей ЭПР, представленных на рис. 6, а и 6, б (шестигранник и сглаженный шестигранник) показывает, что несмотря на малые электрические размеры, края вносят достаточно существенный вклад в ЭПР рассеивателя. Скругление краев приводит к снижению интенсивности обратного вторичного излучения.

В целом результаты расчетов, представленные на рис. 5, 6 и в табл. 1 и 2, свидетельствуют о том, что ЭПР гидрометеоров при длинах волн 3,2 см и 0,8 см существенно зависит от их формы. Поэтому для получения как можно более полного представления об интенсивности вторичного излучения гидрометеоров следует учитывать многообразие их формы и электрофизических параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрен метод расчета радиолокационных характеристик рассеяния диэлектрических объектов резонансных размеров. Метод основан на решении системы поверхностных ИУ типа Мюллера в частотной области. Предложенный метод расчета в сочетании с методом нанесения узлов токов на поверхности диэлектрического рассеивателя, учитывающим радиусы кривизны различных участков поверхности, позволяет сократить объем используемой компьютерной памяти и время вычислений и тем самым расширить многообразие размеров и формы исследуемых объектов. Предложенный метод применен для расчета моностатической ЭПР капель дождя эл-

липсоидальной формы и кристаллов снега в виде шестигранника на длинах волн 3,2 см и 0,8 см. Рассмотренный численный метод позволяет исследовать радиолокационные характеристики рассеяния гидрометеоров резонансных размеров и различной формы. Данные таких исследований имеют важное практическое значение на этапе разработки алгоритмов обработки принятых сигналов при использовании метеоролокаторов, а также алгоритмов восстановления микрофизических параметров метеообразований.

Литература

- [1] Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии. – Л.: Гидрометеиздат, 1973. – 344 с.
- [2] Oguchi T. Rain depolarization studies at centimeter and millimeter wavelengths: theory and measurement // Journal of the Radio Research Laboratories. 1975. – Vol. 22, № 109. – P. 165-211.
- [3] Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория: справочник, изд. 2-е, перераб. и доп./ под ред. Я. Д. Ширмана. – М.: Радиотехника, 2007. – 512 с.
- [4] Леховицкий Д. И., Жуга Г. А., Вовшин Б. М., Лаврукевич В. В. Извлечение метеоинформации на основе спектрального и корреляционного анализа отражений в импульсных доплеровских метеорологических РЛС // Прикладная радиоэлектроника. 2007. – Т. 6, № 4. – С. 491–510.
- [5] Ефремов В. С., Вовшин Б. М., Вылегжанин И. С., Лаврукевич В. В., Седлецкий Р. М. Поляризационный доплеровский метеорологический радиолокатор С-диапазона со сжатием импульсов // Журнал радиоэлектроники. – 2009. № 10. – С. 21–29.
- [6] Веселовская А. Б., Войтович О. А., Линкова А. М., Хлопов Г. И. Двухчастотное зондирование водяных капель эллипсоидальной формы // Радиофизика и электроника. – 2012. Т. 3(17), № 4. – С. 37–43.
- [7] Веселовская А. Б., Хлопов Г. И. О точности расчета эффективной площади рассеяния несферических частиц жидких осадков в приближении дипольного рассеяния // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2014. – Т. 57, № 5. – С. 3–12.
- [8] Magono C., Lee C. Meteorological classification of natural snow crystals // Journal of the Faculty of Science, Hokkaido University, Japan, Ser. VII. 1966. Vol. II, № 4. – P. 321-335.
- [9] Розенберг В. И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. – Л.: Гидрометеиздат, 1972. – 348 с.
- [10] Aquaexpert. Осадки. Снежные кристаллы - почему снежинки выглядят так красиво [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.aquaexpert.ru/enc/articles/snowflake/>.
- [11] Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Митры. – М.: Мир, 1977. – 485 с.
- [12] Васильев Е. Н. Возбуждение тел вращения. – М.: Радио и связь, 1987. – 272 с.
- [13] Дмитриев В. И., Захаров Е. В. Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики. – М.: МГУ, 1987. – 167 с.
- [14] Harrington R. F. Boundary Integral Formulations for Homogeneous Material Bodies // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. – 1989. Vol. 3, No 1. – P. 1–15.

- [15] Хижняк М. А. Теорія хвильових процесів: Навчальний посібник. — Х.: ШТріх, 2003. — 308 с.
- [16] Yild-Oijala P., Taskinen M. Application of Combined Field Integral Equation for Electromagnetic Scattering by Dielectric and Composite Objects // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. — 2005. — Vol. 53, No 3. — P. 1168–1173.
- [17] Yild-Oijala P., Taskinen M. Well-Conditioned Müller Formulation for Electromagnetic Scattering by Dielectric Objects // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2005. Vol. 53, No 10. — P. 3316–3323.
- [18] Yild-Oijala P., Taskinen M., Sarvas J. Surface integral equation method for General Composite Metallic and Dielectric Structures with Junctions // Progress in Electromagnetics Research. 2005. Vol. 52. — P. 81–108.
- [19] Yan S., Jin J.-M., Nie Z. Improving the Accuracy of the Second-Kind Fredholm Integral Equations by Using the Buffa-Christiansen Functions // IEEE Transactions on Antenna and Propagation. 2011. Vol. 59, No 4. — P. 1299–1310.
- [20] Ubada E., Tamayo J. M., Rius J. M. Taylor-Orthogonal Basis Functions for the Discretization in Method of Moments of Second Kind Integral Equations in the Scattering Analysis of Perfectly Conducting or Dielectric Objects // Progress in Electromagnetics Research. 2011. Vol. 119. — P. 85–105.
- [21] Volakis J. L., Sertel K. Integral Equation Methods for Electromagnetics. Raleigh (NC, USA): SciTech Publishing, Inc., 2012. — 391 p.
- [22] Залевский Г.С. Метод расчета характеристик рассеяния диэлектрических объектов резонансных размеров // Збірник наукових праць Харківського університету Повітряних Сил. — 2014. — Вип. 2(39). — С. 66–69.
- [23] Сиренко Ю.К., Сухаревский И.В., Сухаревский О.И., Яшина Н.П. Фундаментальные и прикладные задачи теории рассеяния электромагнитных волн. — Х.: Крок, 2000. — 344 с.
- [24] Залевский Г.С., Сухаревский О.И., Василец В.А., Нечитайло С.В. Вторичное излучение резонансных идеально проводящих объектов // Радиотехника и электроника. — 2014. — Т. 59, № 12. — С. 1159–1171.
- [25] FEKO Comprehensive Electromagnetic Solutions. The Complete Antenna Design and Placement Solution [Электронный ресурс] — Режим доступа: <http://www.feko.info>.
- [26] Лаборатория метеотехнологий. Диэлектрические свойства воды и льда [Электронный ресурс] — Режим доступа: <http://www.meteolab.ru/projects/dielectric/>.

Поступила в редколлегию 23.03.2015



Сухаревский Олег Ильич, заслуженный деятель науки и техники Украины, доктор технических наук, профессор, ведущий научный сотрудник научного центра Воздушных Сил Харьковского университета Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба. Научные интересы: электродинамика, теория дифракции электромагнитных волн.



Залевский Геннадий Станиславович, кандидат технических наук, старший научный сотрудник, заместитель начальника научно-исследовательского отдела научного центра Воздушных Сил Харьковского университета Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба. Научные интересы: методы расчета характеристик вторичного излучения радиолокационных объектов резонансных размеров в интересах расширения информационных возможностей радиолокационных систем различного назначения.



Веселовская Анна Богдановна, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института радиопизики и электроники им. А.Я. Усикова Национальной академии наук Украины. Научные интересы: дистанционное зондирование атмосферы, обработка сигналов.

УДК 621.396.96

Розрахунок характеристик радіолокаційного розсіювання гідрометеорів методом інтегральних рівнянь / О. І. Сухаревський, Г. С. Залевський, Г. Б. Веселовська // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2015. — Том 14. — № 1. — С. 111–118.

Розглянуто метод розрахунку характеристик радіолокаційного розсіювання гідрометеорів у резонансному діапазоні довжин хвиль. Метод заснований на розв'язанні системи інтегральних рівнянь типу Мюллера. Розроблений чисельний алгоритм дозволяє отримувати стійкі результати розрахунків при меншому числі вузлів щільностей еквівалентних струмів на поверхні розсіювача у порівнянні з відомими методами, за рахунок чого зменшується об'єм використовуваної комп'ютерної пам'яті і час обчислень. Демонструються і аналізуються результати розрахунків ефективної поверхні розсіювання моделей краплі дощу і кристалів снігу.

Ключові слова: гідрометеор, інтегральне рівняння, метеолокація, ефективна поверхня розсіювання.

Табл.: 2. Іл.: 6. Бібліогр.: 26 найм.

UDC 621.396.96

Calculating characteristics of radar scattering of hydrometeors using integral equation method / O. I. Sukharevsky, G. S. Zalevsky, G. B. Veselovskaya // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2015. — Vol. 14. — № 1. — P. 111–118.

A method for calculating radar scattering characteristics of hydrometeors in the resonant wave band is described. The method is based on solving of the integral equation system of Muller type. The developed numerical algorithm allows to obtain stable calculation results at the smaller number of nodes of equivalent current densities on the scatterer surface in comparison with known methods. As a result the proposed method provides reducing necessary computer storage space and computation time. Results of calculating the radar cross section of rain drop and snow crystal models are demonstrated and discussed.

Keywords: hydrometeor, integral equation, weather radar, radar cross section.

Tab.: 2. Fig.: 03. Ref.: 26 items.

ИЗ ЛИЧНОГО АРХИВА Я.С. ШИФРИНА

Настоящий раздел содержит некоторые материалы из личного архива Я.С. Шифрина – персоналии о нем из энциклопедий, копии дипломов научных наград юбиляра и его почетных званий.

ПЕРСОНАЛИИ

РОССИЙСКАЯ ЕВРЕЙСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ (Т.3, Изд. «Энос», Москва, 1997 г.)

ШИФРИН Яков Соломонович (р. 1920 г., Мстиславль Могилевской губ.), специалист в области теории антенн и распространения радиоволн. Д-р техн. наук (1965), проф. (1966). Инж.-полк. (1961). Брат К.С.Шифрина. Окончил в 1941 физ. ф-т ЛГУ, в 1944 – Военную академию связи. В 1944–1945 – на фронте. В 1945-1980 в Военн.радиотехн. академии Вооруженных Сил (с 1968 – Военн.-инж. радиотехн. академия ПВО им. Л.А.Говорова), с 1957 зав. кафедрой техн. электродинамики. С 1980 – в Харьковском ин-те радиоэлектроники, в 1991–1996 – зав. кафедрой техн. электродинамики и антенн. Осн. направления иссл. связаны с приоритетными разработками статистич. теории антенн, необходимой для расчета и проектирования кр. антенн с иссл. дальнего тропосферного распространения радиоволн и разработкой теории антенн с нелинейными элементами и, в частн., теории антенн-выпрямителей (ректенн), используемых для передачи энергии эл.-магн. лучом. Автор более 170 науч. печатных работ и ряда изобретений. През. Украинской нац. ассоциации «Антенны» (1993). Засл. деятель науки и техники УССР (1991). Пр. им. А.С.Попова АН СССР (1983).

Соч.: Вопросы статистической теории антенн. М., 1970; Антенны. Харьков, 1976; Проблемы антенной техники. М., 1989 (соавт.); Справочник по антенной технике. М., 1997 (1-й т, соавт.).

БЕЛАРУСКАЯ ЭНЦЫКЛАПЕДЫЯ (Изд. «Беларуская энцыклапедыя», Минск, 2004, Т.18, книга 1, стр. 22)

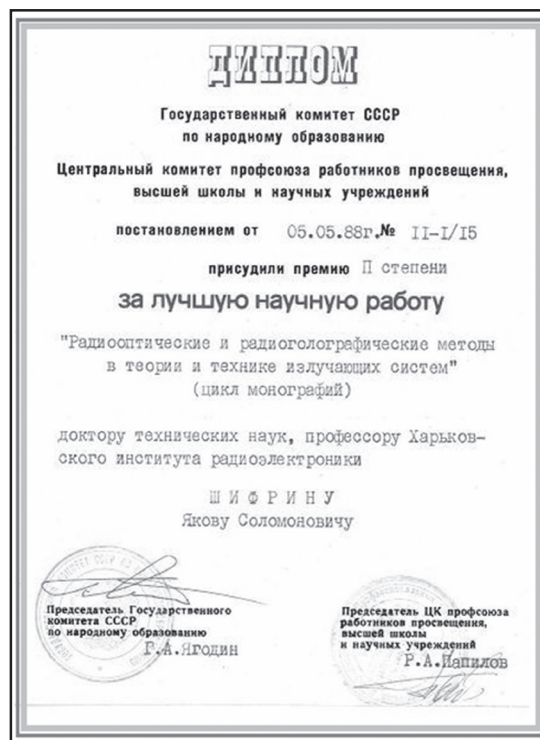
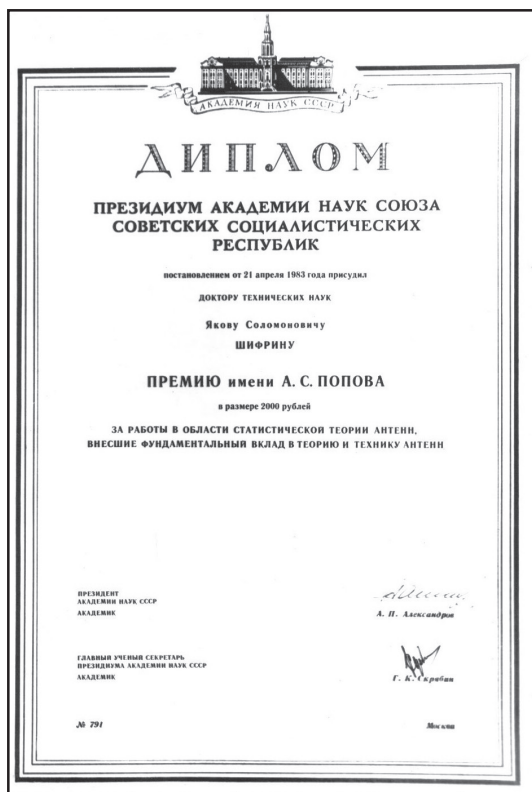
Шыфрын Якаў Саламонович (н. 23.4.1920, г. Мсціслаў Магілёўскай вобл.), украінскі вучоны ў галіне радыёфізікі і прыкладной электрадынамікі; стваральнік навук. школы па тэорыі антэн і распаўсюджвання радыёхваль. Правадз. чл. Міжнар. т-ва электра- і радыёінженераў (IEEE; 1998). Д-р тэхн. н. (1965), праф. (1966). Інжынер-палкоўнік (1961). Засл. дз. нав. і тэхн. Украіны (1991). Брат К.С. Шыфрына. Скончаў Ленінградскі ун-т (1941), Ваен. акадэмію сувязі (1944). З 1948 у Ваенна-інж радыётэхн. акадэміі (з 1957 заг. кафедры). З 1980 у Харкаўскім нац. ун-це радыёэлектронікі (у 1991–96 заг. кафедры). З 1993 прэзідэнт Укр. нац. асацыяцыі «Антэны». З 1995 прэзідэнт Усходне-Укр. аб'яднанага аддз. IEEE. Навук. працы па тэорыі антэн, даследаванні ультракароткіх радыёхваль. Заснаваў статыст. тэорыю антэн. Стварыў агульную тэорыю антэн з нелінейнымі элементамі (з А.І. Лучанінавым). Прэмія імя А.С.Папова АН СССР 1983.

Тв.: Вопросы статистической теории антенн. М., 1970; Антенны. Харьков, 1976; Справочник по антенной технике; В 5 т., т. I. М., 1997 (у сааўт.).

Літ.: Я..С. Шифрин //Антенны. 2000. Вып.1 (44).

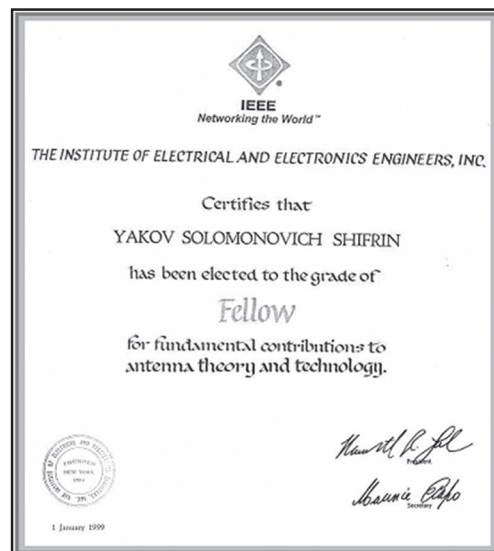
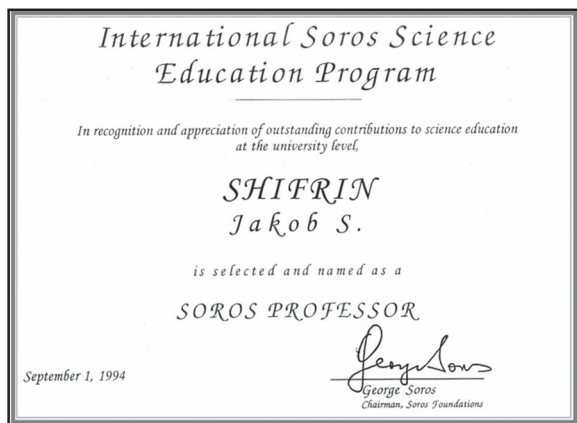
М.М. Касцюковіч

КОПИИ ДИПЛОМОВ НАУЧНЫХ НАГРАД



КОПИЯ СЕРТИФИКАТА
ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО ЧЛЕНА IEEE

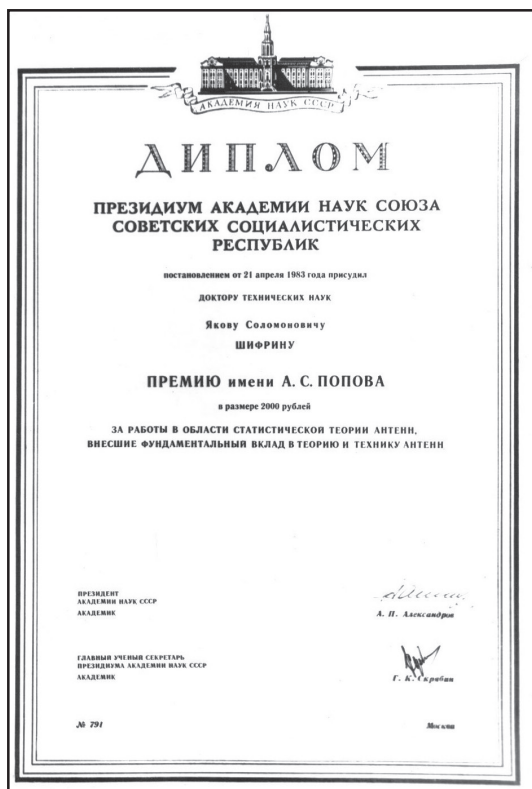
КОПИЯ СЕРТИФИКАТА СОРОСОВСКОГО
ПРОФЕССОРА



КОПИЯ НАГРАДЫ ЕВРОПЕЙСКОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ АССОЦИАЦИИ
«ЗА ВЫДАЮЩУЮСЯ ПРОФЕССИОНАЛЬНУЮ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ»

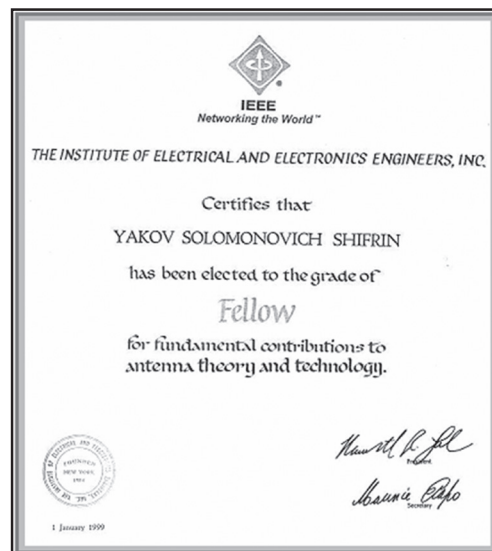
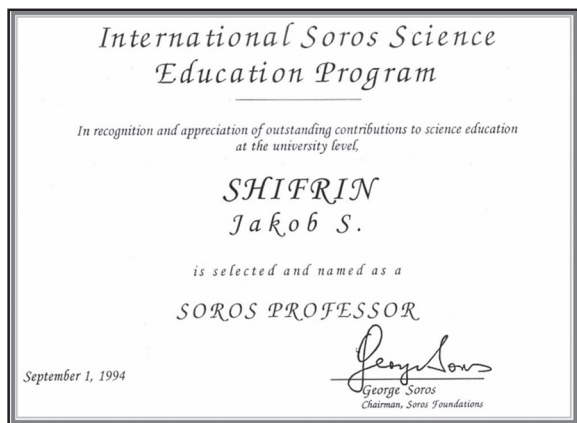


КОПИИ ДИПЛОМОВ НАУЧНЫХ НАГРАД



КОПИЯ СЕРТИФИКАТА
ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО ЧЛЕНА IEEE

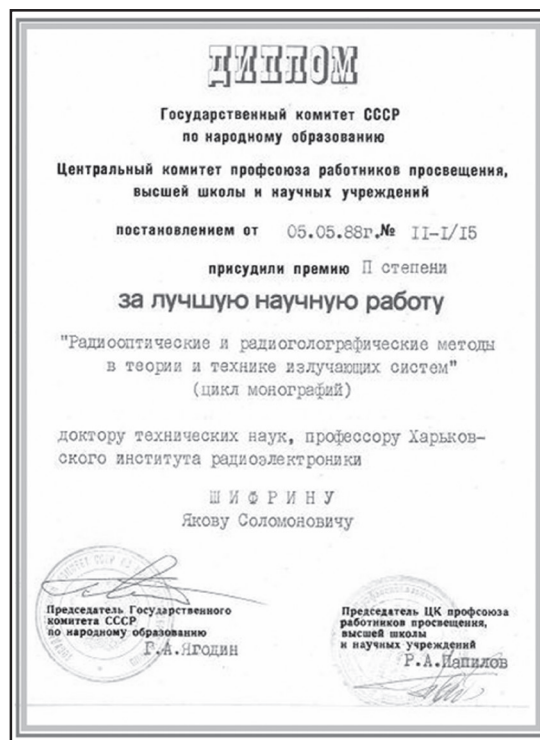
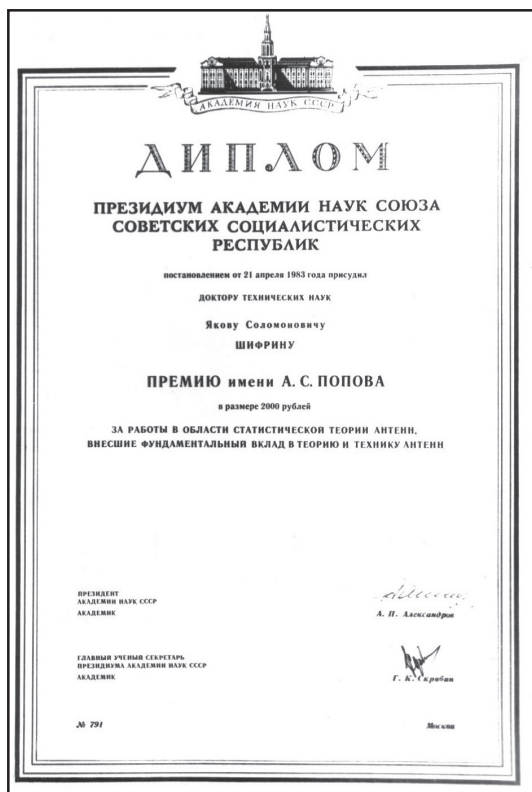
КОПИЯ СЕРТИФИКАТА СОРОСОВСКОГО
ПРОФЕССОРА



КОПИЯ НАГРАДЫ ЕВРОПЕЙСКОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ АССОЦИАЦИИ
«ЗА ВЫДАЮЩУЮСЯ ПРОФЕССИОНАЛЬНУЮ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ»

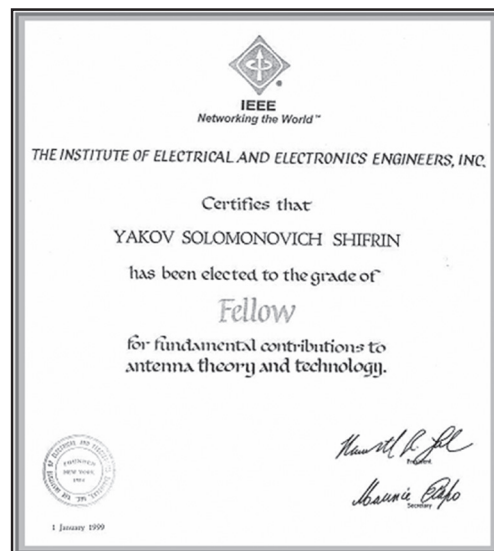
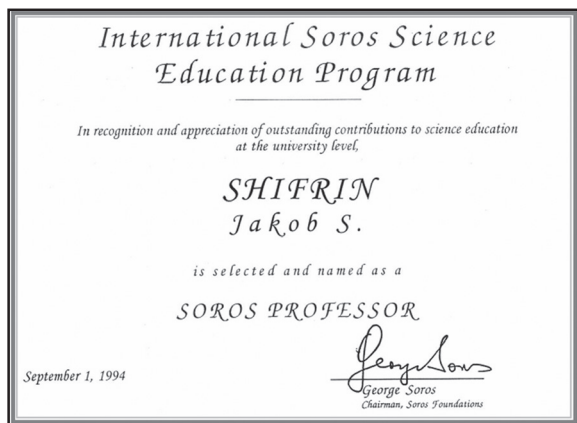


КОПИИ ДИПЛОМОВ НАУЧНЫХ НАГРАД



КОПИЯ СЕРТИФИКАТА
 ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО ЧЛЕНА IEEE

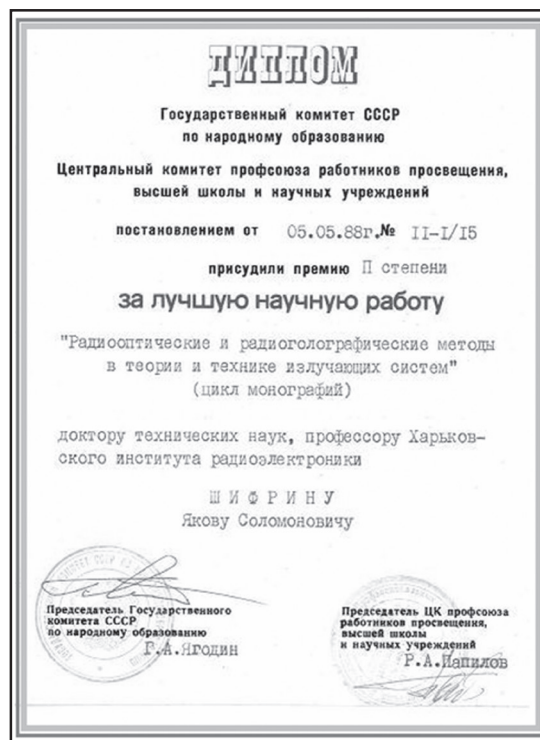
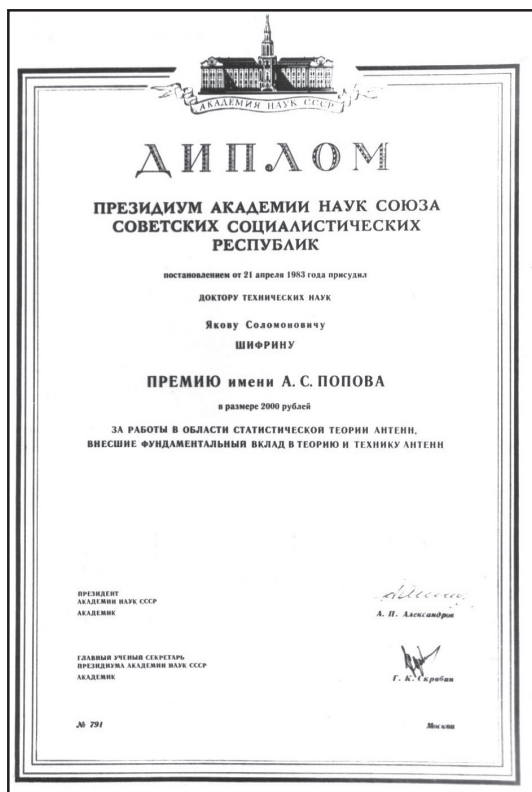
КОПИЯ СЕРТИФИКАТА СОРОСОВСКОГО
 ПРОФЕССОРА



КОПИЯ НАГРАДЫ ЕВРОПЕЙСКОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ АССОЦИАЦИИ
 «ЗА ВЫДАЮЩУЮСЯ ПРОФЕССИОНАЛЬНУЮ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ»

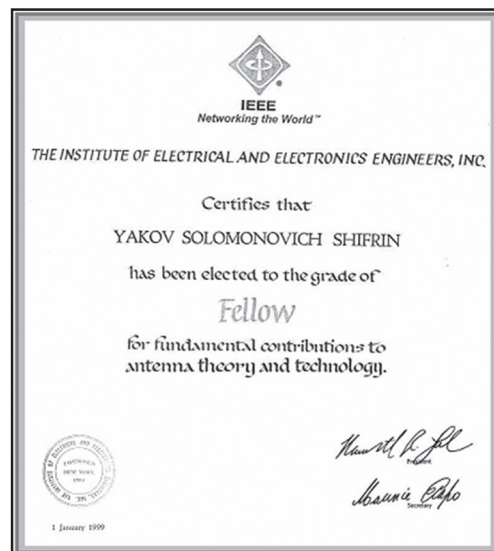
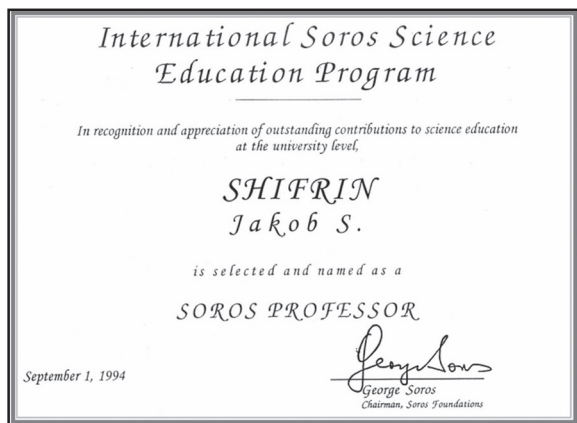


КОПИИ ДИПЛОМОВ НАУЧНЫХ НАГРАД



КОПИЯ СЕРТИФИКАТА
 ДЕЙСТВИТЕЛЬНОГО ЧЛЕНА IEEE

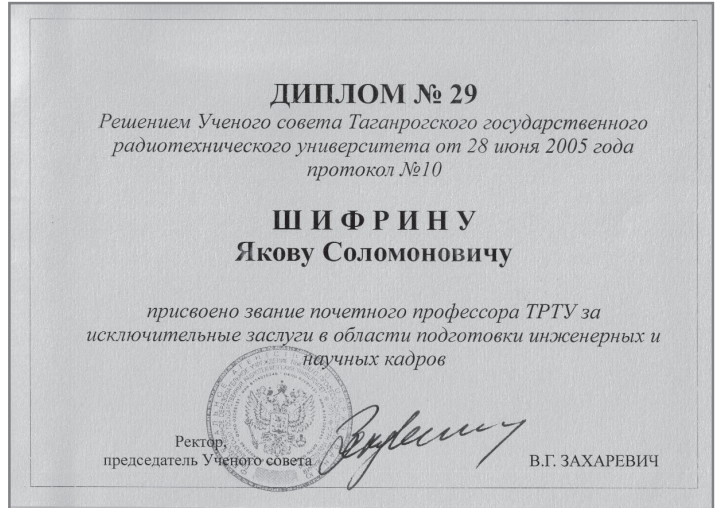
КОПИЯ СЕРТИФИКАТА СОРОСОВСКОГО
 ПРОФЕССОРА



КОПИЯ НАГРАДЫ ЕВРОПЕЙСКОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ АССОЦИАЦИИ
 «ЗА ВЫДАЮЩУЮСЯ ПРОФЕССИОНАЛЬНУЮ ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ»



КОПИИ ДИПЛОМОВ ПОЧЕТНОГО ПРОФЕССОРА И ПОЧЕТНОГО ДОКТОРА



ПРИКЛАДНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

Ответственный секретарь

Е. Б. Исаева

Корректор

Б. П. Косиковская

Перевод на английский язык

К. Т. Умяров

Компьютерный дизайн и верстка

Е. Б. Исаева

Рекомендовано засіданням Бюро Президії Академії наук прикладної радіоелектроніки
(протокол № 1 від 26.03.2015 р.).

Рекомендовано Вченою радою Харківського національного університету радіоелектроніки
(протокол № 3 від 03.04.2015 р.)

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 6037 від 09.04.2002 р.

Журнал включений до списку фахових видань ВАК України
з технічних наук
(постанова президії ВАК України № 1-05/2 від 10.03.2010),
з фізико-математичних наук (фізика)
(постанова президії ВАК України № 1-05/5 від 1.07.2010)

Підписано до друку 27.03.2015. Формат 60 × 84 ¹/₈.
Папір офсет. Друк офсет. Умов.-друк. арк. 14,18. Облік.-вид. арк. 14,0.
Тираж 300 прим. Ціна договірна.

Віддруковано в ТОВ «ДРУКАРНЯ МАДРИД»
61024, м. Харків, вул. Ольмінського, 11. Тел.: (057) 756-53-25
www.madrid.in.ua, e-mail: info@madrid.in.ua