

621.396/06
P15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

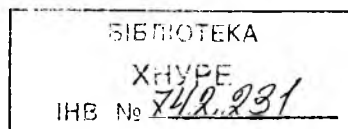
РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Выпуск посвящен 55-летию
кафедры "Основы радиотехники"
Харьковского национального университета радиотехники

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 122



Харківський національний
університет радіоелектроніки

2001

Сборник включен в список специальных изданий ВАК Украины по физико-математическим и техническим наукам.

Специальный выпуск сборника посвящен 55-летию кафедры "Основ радиотехники" ХНУРЭ. Изложены результаты теоретических и экспериментальных исследований антенных решеток. Рассмотрены особенности и перспективы использования метеорной радиосвязи. Приведены алгоритмы обработки сигналов.

Ответственность за содержание статей несет автор.

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук, проф. *А.И. Терещенко*, зам. гл. ред., д-р техн. наук, проф. *В.М. Шокало*, секретарь, канд. техн. наук, доц. *Ж.Ф. Пащенко*, д-р физ.-мат. наук *Б.М. Булгаков*, д-р техн. наук, проф. *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф. *Б.Л. Кащеев*, д-р техн. наук, проф. *Н.И. Кравченко*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.М. Кузьмичев*, акад. НАН Украины *Л.Н. Литвиненко*, член кор. акад. НАН Украины *И.М. Нежудов*, д-р физ.-мат. наук, проф. *В.А. Омельченко*, канд. физ.-мат. наук, ст. преп. *А.Г. Пащенко*, д-р техн. наук, проф. *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф. *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф. *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук *К.В. Сундучков*, д-р физ.-мат. наук, проф. *О.А. Третьяков*, д-р техн. наук, проф. *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф. *С.Н. Шостка*

Ответственный за выпуск д-р техн. наук, проф. *В.М. Шокало*.

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники.

Протокол № 36 від 30.11.2001.

Адрес редакционной коллегии: Украина, 61166 Харьков-166, просп. Ленина, 14,
Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ), тел. 40-93-97.

Использование материалов сборника научных трудов без согласования с редакцией запрещено

© Харківський державний технічний університет радіоелектроніки, 2001

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА**

Випуск присвячений 55-річчю
кафедри "Основи радіотехніки"

Харківського національного університету радіоелектроніки
Випуск 122

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА**

Выпуск посвящен 55-летию
кафедры "Основы радиотехники"

Харьковского национального университета радиоэлектроники
Выпуск 122

Редактор
Компьютерная верстка

Денисова Л.Н.
Карпинской Е.Д.

Підп. до друку 5.12.2001. Формат 60х90/8.

Папір офсетний. Друк офсетний. Умов. друк. арк. 29,4. Обл. вид. арк. 12,1.

Тираж 300 прим. Зам. № 40/2001. Ціна договірна.

Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ)
Україна, 61166 Харків, просп. Леніна, 14.

Оригінал-макет збірника підготовлено і надруковано у видавництві "Медицина і..." (ПФ "Крокус")
Україна, 61183, Харків, вул. Дружби народів, 277, к. 93

ТРИДЦАТЬ ЛЕТ ПРОБЛЕМНОЙ ЛАБОРАТОРИИ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

В 1971 году Постановлением Правительства Украины в Харьковском институте радиоэлектроники (ныне Харьковский национальный университет радиоэлектроники) была создана Проблемная научно-исследовательская лаборатория зондирования атмосферы (ПНИЛ ЗА), которой поручалась разработка методов и средств радиоакустического и акустического зондирования атмосферы.

Основанием для создания лаборатории явились результаты теоретических и экспериментальных исследований метода радиоакустического зондирования (РАЗ), выполненных на кафедре конструирования радиоаппаратуры в 1965-1970 годах. Метод РАЗ относится к дистанционным неконтактным методам зондирования атмосферы, которые начали развиваться в шестидесятые годы, поскольку используемые прямые методы измерения метеорологических величин по оперативности и объему получаемой информации уже не удовлетворяли практику метеорологических наблюдений.

Отличительной особенностью метода РАЗ является использование искусственно создаваемой звуковыми волнами периодической структуры плотности воздуха, распространяющейся в атмосфере со скоростью звука. Сведения об основных метеорологических величинах и уровнях турбулентности атмосферы получают путем анализа доплеровского сдвига частоты и амплитуды, рассеянных на звуковой посылке электромагнитных волн.

Первое сообщение о реализации метода РАЗ было опубликовано в США в 1962 г., однако созданная система ЕМАС не оправдала возлагаемых на нее надежд, т.к. высота зондирования составляла лишь 30 м. Дальнейшие исследования были приостановлены почти на 10 лет и возобновились в США и Европе только в начале семидесятых годов.

Именно в эти годы, когда метод РАЗ был признан неперспективным, он получил развитие в Харьковском институте радиоэлектроники.

На основании выполненных теоретических и экспериментальных исследований, анализа неудачной разработки системы ЕМАС, в 1969 г. была создана первая в Европе мобильная бистатическая система РАЗ-1 (Зелинский А.В., Пилипенко Ю.Л., Прошкин Е.Г.), позволяющая дистанционно с поверхности Земли измерять высотное распределение температуры воздуха, скорости и направления ветра в нижнем 100-метровом слое атмосферы. Результаты полевых испытаний системы подтвердили перспективность метода РАЗ для мониторинга атмосферного пограничного слоя (АПС) и целесообразность его дальнейшего развития.

Поэтому в последующие годы продолжались теоретические исследования метода, были разработаны новые способы измерения вертикальных профилей метеорологических величин, созданы четыре модификации систем РАЗ (Бабкин С.И., Кoryтцев И.В., Куценко В.И., Максимова Н.Г., Пахомов Ю.А., Панченко А.Ю., Прошкин Е.Г., Ульянов Ю.Н.), которые по мобильности, количеству измеряемых метеовеличин, пространственной разрешающей способности аналогов не имеют до настоящего времени.

Для успешного использования систем РАЗ в исследованиях АПС необходимо было определить погрешности измерения метеовеличин. С этой целью в течение 1974-1975 и 1977-1978 гг. в различное время суток и года были проведены сравнительные синхронные измерения температуры воздуха, скорости и направления ветра системой РАЗ-2 и датчиками 300-метровой высотной метеорологической мачты (ВММ) Института экспериментальной метеорологии (г. Обнинск).

При оценке погрешности измерений метеовеличин системой РАЗ анализировались значения их среднеквадратического отклонения от результатов измерений датчиками ВММ, которые принимались за эталонные.

Так как погрешности измерений метеовеличин методом РАЗ находились в пределах допуска метеорологического стандарта и вполне удовлетворяли практику метеорологических наблюдений, созданные системы РАЗ-2, РАЗ-3, РАЗ-4 широко использовались в исследованиях термодинамических процессов в АПС как в континентальных районах страны, так и в прибрежной зоне, в исследованиях влияния метеорологических условий на уровень загрязнения атмосферного воздуха промышленными выбросами, в работах по активному воздействию на туманы.

Значительный научный и практический интерес представляют результаты исследований АПС на границе суша-море, которые проводились в 1984-1991 годах на метеорологическом полигоне Одесского гидрометеорологического института, расположенного в 400-х метрах от берега Черного моря.

В исследованиях использовались двухчастотная система РАЗ-4 с предельной высотой зондирования 400 метров и акустический локатор (содар), созданный в ИРЭ АН СССР, который был доработан с целью увеличения дальности зондирования до 1000 метров и повышения помехоустойчивости.

Эксперименты проводились, в основном, в весенние, летние и осенние сезоны, когда наблюдается наибольшая динамичность АПС.

На основании выполненных экспериментальных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Радиоакустическое зондирование является эффективным средством для оперативного определения уровня турбулентности зондируемой области АПС, для исследования изменчивости вертикальных профилей температуры в приморских адвективных и радиационных туманах, установлению факторов, которые способствуют их образованию и влияют на их устойчивость.

2. По данным двухчастотного РАЗ можно определять высотное распределение влажности и восстанавливать профили коэффициента преломления воздуха.

3. Данные, полученные при комплексном радиоакустическом и акустическом зондировании, позволяют идентифицировать верхнюю границу тумана и определять коэффициент турбулентной диффузии, значения которого необходимы в исследованиях уровня загрязнения атмосферного воздуха.

Результаты исследований внедрены в Институте экспериментальной метеорологии, в Главной геофизической обсерватории, в Институте радиоэлектроники АН СССР, в Одесском гидрометеорологическом институте и других научных организациях.

В настоящее время завершаются работы по созданию системы комплексного радиоакустического и двухчастотного акустического зондирования (Бабкин С.И., Делов И.А., Прошкин Е.Г.), которая значительно расширит возможности каждой из обеих систем.

С 1971 года в ПНИЛ ЗА проводятся исследования метода акустического зондирования (АЗ), который основан на явлении рассеяния звуковых волн на естественных температурных и ветровых неоднородностях атмосферы.

Теоретические разработки метода были посвящены выбору оптимальных частот зондирования, расчету энергетических характеристик аппаратуры АЗ, минимизации акустических помех (Апорович А.Ф., Леонидов В.И., Сидоров Г.И., Сидько В.И.).

Результаты этих исследований были использованы при создании первых на Украине моностатического содара с импульсным излучением звуковых сигналов (Леонидов В.И., Сидько В.И.) и бистатического с непрерывным зондирующим сигналом (Прошкин Е.Г., Сидоров Г.И., Сидько В.И.), разработанного для повышения точности измерений в условиях высокого уровня акустических помех.

Моностатический содар использовался в научных экспедициях, проведенных в 1975 и 1978 гг. на исследовательских судах АН СССР в южных широтах Тихого океана, в районах зарождения и развития тайфунов. Во время проведения экспедиций были изучены возможности использования метода АЗ в условиях океана, разработан способ зондирования с палубы качающегося корабля, проведены исследования термической структуры АПС над океаном.

Созданный и реализованный в последние годы моностатический содар (Делов И.А.) впервые в практике акустического зондирования был использован для исследования анизотропии температурных неоднородностей АПС, размеры которых относятся к инерционной подобласти спектра.

Начиная с 1980 года исследование метода и средств акустического зондирования получили дальнейшее развитие на кафедрах “Радиотехнические системы” и “Конструирование радиоаппаратуры”. Исследования возглавили ученики научного руководителя ПНИЛ ЗА, заведующие кафедрами, профессора [Алехин В.И.], Свитенко В.Н., Сидоров Г.И. Научные разработки, выполненные в ПНИЛ ЗА нашли признание как в СНГ, так и в странах дальнего зарубежья.

Способы зондирования и системы защищены 12 авторскими свидетельствами и патентом Украины. Результаты исследований опубликованы в монографии и 120 статьях и докладах, как в отечественных, так и в зарубежных научных изданиях. Сотрудниками лаборатории защищена 1 докторская и 9 кандидатских диссертаций.

По тематике научных исследований, проводимых в ПНИЛ ЗА, студентами радиотехнического факультета выполняются курсовые и дипломные проекты.

Научный руководитель лаборатории
д-р техн. наук, проф.

Е.Г. Прошкин

НАУЧНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОБУЧЕНИЕ НА ПРОФИЛИРУЮЩЕЙ КАФЕДРЕ, ПУТИ И ВОЗМОЖНОСТИ РЕФОРМИРОВАНИЯ РАДИОТЕХНИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ

Введение

Кафедра радиопередающих устройств (РПУ), ныне профилирующая кафедра радиоэлектронных устройств (РЭУ), как и радиотехнический факультет, были одновременно созданы в 1963г. в Харьковском институте горного машиностроения, автоматике и вычислительной техники (ХИГМАВТ), который, претерпев ряд преобразований, ныне приобрел статус Харьковского национального университета радиоэлектроники (ХНУРЭ). Автор с 1964 года в течение 37 лет активно участвовал в становлении научной и учебно-методической базы кафедры, постоянно обеспечивая рост квалификации ее преподавательского состава, дважды избирался деканом радиотехнического факультета.

Престижность радиотехнического образования в тот период определялась не только большой потребностью в радиоинженерах на предприятиях оборонного комплекса, но в большей степени фундаментальностью и системностью радиотехнического образования. Это позволяло радиоспециалисту занять лидирующее положение в разработке фундаментальных и прикладных проблем радиоэлектроники. Научно-технический прогресс во второй половине XX столетия потребовал освоения микроволнового и оптического диапазона волн. Внедрение микроэлектронной и функциональной элементной базы в радиоэлектронных устройствах изменил характер и предмет проектирования радиоэлектронных устройств и систем. Подготовка бакалавров радиотехники потребовала сокращения срока обучения и освоения цикла радиотехнических дисциплин, что в рамках стандартного Учебного плана нарушило методическую последовательность изложения содержания дисциплин фундаментального и специального цикла. Значительный объем гуманитарной подготовки студентов, как и ранее, слабо "работает" на углубление профессионального уровня специалистов, оставаясь невостребованным, при формировании эволюционно-кибернетического (синергетического) подходов в образовании и воспитании, одной из задач которых является объединение естественнонаучной и гуманитарной культур.

В настоящей статье представлена та часть исторической ретроспективы кафедры, из которой следует, что в рамках радиотехнического образования были в значительной мере заложены фундаментальные основы так называемой «нелинейной» науки, позволяющие эволюционным путем приступить к реформированию образования на основе новой парадигмы [1]. С этих новых позиций есть возможность экономнее распорядиться отведенным в Учебном плане временем, сохранив фундаментальность, системную целостность и практическую направленность высшего образования, оказавшегося в кризисной ситуации.

1. Учебные дисциплины кафедры и их теоретический "нелинейный" базис

При создании кафедры, в значительной мере интуитивно, были заложены ее научные основы, под которые подбирались перечень дисциплин, взаимосвязанных единой фундаментальной базой - теорией нелинейной динамики открытых неравновесных устройств (систем): это автогенераторы, умножители радиочастоты и усилители мощности (энергии) в курсе радиопередающих устройств (генерирования и формирования сигналов); энергетические устройства электропитания и преобразователи частоты высокоэффективных средств энергоснабжения; импульсные и цифровые устройства (это и первоисточники сигналов специальной формы, построенные на основе нелинейных автоколебаний по схемам с сильной положительной обратной связью (блокинг-генераторы, мультивибраторы и др.), бистабильные и многоустойчивые нелинейные цепи на основе активных и пассивных радиоэлементов (например, триггеры на туннельных диодах, транзисторах, магнитных элементах и др.); радиоэлектронные устройства микроволнового и оптического диапазона, функционирующие на основе нелинейных электродинамических, в том числе и квантовых, взаимодействиях электронов и фотонов с электромагнитными полями в колебательных и излучающих системах.

Суть работы большинства нелинейных устройств и их частотно-энергетические возможности рассматриваются (при их проектировании) в стационарных, «установившихся» режимах, когда в основном применяют квазилинейные методы анализа, удовлетворительно описывающие энергетические характеристики токов и полей. И только, когда возникают проблемы достижения высоких к.п.д. стабильности частоты (фазы), устойчивости работы устройств (возникновение «паразитного» само-

возбуждения, включая хаос-режимы: шумовой режим, автомодуляция и т.д.), обращаются к теории нелинейных колебаний, описывающей феномены переходных, эволюционирующих режимов с учетом влияния мультипликативных и аддитивных внутренних и внешних воздействий. При этом проблемы решаются в условиях адиабатических приближений методами, подобными подходам Фокера-Планка. Проявленность феноменов нелинейности в динамике работы радиоэлектронных СВЧ и квантовых устройств чрезвычайно непросто осознать радиоинженеру, тем более воспроизвести требуемые хаос-режимы или «подавить» нежелательный режим, например, в генераторах на диодах Ганна, ЛПД, в лазерах, особенно на полупроводниковых гетероструктурах, вообще в генераторах на связанных или свободных электронах, в преобразователях частоты на нелинейных оптических средах и др. В случае анализа особенностей распространения радиоволн различных диапазонов в сплошных средах, таких, как атмосфера, ионосфера, водные среды чаще всего ограничиваются квазилинейными моделями (лучше сказать, набором энергетических рекомендаций и применением эмпирически полученных соотношений, например, для расчета уровня поля в точке приема и т.д.). Поэтому самыми сложными и неоднозначными оказываются решения проблем электромагнитной совместимости и особенно анализ нелинейных эффектов в среде, нелинейные свойства которой могут проявиться в результате естественных процессов самоорганизации в антиэнтропийных условиях солнечно-земных связей, либо за счет необычных эффектов и нелинейных феноменов, связанных с само поглощением энергии, вводимой в пространство, где распространяются волны (при плазменном само экранировании антенн в космосе и в других случаях).

Эти и другие научно-технические проблемы обсуждаются и излагаются в спецкурсах в первую очередь теми преподавателями, радиоинженерами и исследователями, которые активно участвуют в разработке на кафедре новых радиоэлектронных устройств, систем и комплексов, создаваемых в интересах, например: радиоастрономии, геофизики, метеорологии, экологии, медицины, включая условия их космического применения. Радиоинженеры, в том числе магистранты, аспиранты, принимающие активное участие в научных исследованиях, связавшие себя с преподаванием, в направлениях «нелинейной науки», становятся научными работниками, защищают диссертации по результатам исследований в данной области и тем самым обеспечивают высокий научно-методический уровень преподавания, рост квалификации, и таким образом «автоматически» углубляется уровень фундаментальных и прикладных знаний и умений преподавателей кафедры, а значит и студентов, стремящихся воспринять и творчески воспроизвести их в своей практической деятельности.

Фундаментальные проблемы гуманизации и гуманитаризации образования и воспитания в педагогическом процессе кафедры решаются путем рассмотрения элементов ноосферного мировоззрения в основных и специальных курсах таких как: «Введение в специальность радиоинженера», «Синергетика», «Аппаратура контроля загрязнения» (АКЗ), «Методы медико-технических исследований и электромагнитная совместимость» и др. Концептуальные основы нового мировидения, внедряемого в курсах, опубликованы автором в материалах конференции "Виртуальность 2001" [1].

2. Базисное радиозондирование динамических процессов абляции метеороидов при их торможении в атмосфере, динамика притока вещества и диссипативные структуры М-зоны

Тематика научных исследований кафедры с 1964 г. была сориентирована на радио метеорную проблематику в сотрудничестве с Институтом экспериментальной метеорологии (ИЭМ) Госкомгидромета СССР, в интересах которого проводилась в ХНУРЭ специализация радиоинженеров по радиосистемам гидрометеослужбы, и Физико-техническим институтом АН Туркменской ССР (отделом метеорной астрономии и геофизики), где внедрялись новые разработки с участием автора, начиная с 1956г. Решение проблем метеорологии мезосферы и нижней термосферы М-зоны Земли осуществлялось средствами радиолокации ионизированных метеорных следов, путем участия специалистов кафедры в создании, под эгидой ИЭМ, глобальной сети станций с однотипным аппаратно-методическим обеспечением. Эту задачу, на первом этапе, взял на себя молодой коллектив ученых кафедры РПУ в части разработки типового РПУ метеорных РЛС и систем автоматической обработки данных измерений о пульсационных радиальных скоростях дрейфа радио метеорных следов. В области метеорной радиоэлектроники в части изучения ветров лидировала в тот период Проблемная лаборатория радиотехники Харьковского политехнического института (кафедра ОРТ) под руководством профессора Кашеева Б.Л., где еще студентом с 1955 года автор участвовал в разработке и внедрении оригинальной аппаратуры. В Савинской полевой лаборатории, расположенной под Харьковом, с 1957 года начались радио метеорные измерения численности метеоров, индивидуальных

скоростей радиантов, орбит и дрейфов ионизированных следов метеоров [4]. Годичный мониторинг радиантов и орбит, индивидуальных радиометеоров был проведен в период 1959-60 годов лично автором [2,3]. Первый в СССР каталог радиоорбит метеоров $+6^m \dots 7^m$ звездной величины (зв. вел.) был опубликован в 1967 году [2-4].

На средних широтах евразийского региона функционировали в тот период три радиоветровых комплекса: в Харькове, Казани, Обнинске, в последнем он был создан по схеме "харьковского" локатора, но предназначался для круглосуточного мониторинга ветров с пространственным сканированием М-зоны, и стал прототипом для многих других пунктов глобальной сети. Параллельные исследования ветров в этих трех пунктах показали, что результаты наблюдения в них мало, чем отличаются, и стало очевидным, что метеорологические мезомасштабы ветров на высоте 95-120 км составляют размеры более ~ 500 км. Было установлено, что среднестатистические высоты «сгорания» метеорных тел оказывались близкими и, следовательно, высоты регистрируемых ветров зависели от энергетики станций. При использовании РПУ одинаковой мощности с одинаковыми диаграммами направленности антенн и одинаковой методикой обзора пространства было показано, что наибольшей информативностью в интересах климатологии М-зоны атмосферы Земли обладает глобальная сеть при реализации возможности многосуточного мониторинга ветров по единой программе, в существенно разнесенных пунктах наблюдения. Успешная кооперация ХИГМАВТ-а и ИЭМ позволила внедрить однотипные РПУ, разработанные преподавателями и сотрудниками НИР кафедры, которые в составе 12, 13 и 14 Советских антарктических экспедициях (САЭ) (совместно с инженерами из ИЭМ), впервые в мировой практике, не только организовали пункт многолетнего радиометеорного мониторинга ветров на антарктической станции Молодежная [5], но и провели изучение численности метеоров для оценки притока метеорного вещества в Антарктиде [6].

Внедренные в Антарктиде идеи умножения доплеровской частоты сигналов РЛС легли в основу аппаратной реализации системы автоматической цифровой обработки серии «Дрейф» [8-11]. Более совершенные устройства обработки информации: «Дрейф 1-4» были внедрены: в Обнинске; в РЛС на острове Хейса (86° с.ш.) в Арктике; в Институте физики и математики АН Киргизии, во Фрунзе; в ГДР (Институт Генриха Герца), где был применен радиопередатчик нового поколения оригинальной разработки ($P_{\text{и}}=100$ кВт, $\tau_{\text{и}} \approx 50$ мкс, $F=500$ Гц) [10]. Под Ашхабадом была внедрена типовая ветровая станция ИЭМ в Астрономической обсерватории АН ТССР в поселке Ванновское, где традиционно развивались фотографические и оптико-телевизионные технологии наблюдения метеоров, которые были нами, дополнены впоследствии непрерывно-волновыми радиолокационными и лазерными средствами.

Учитывая накопленный автором опыт по созданию и эксплуатации базисной импульсной РЛС для измерения индивидуальных радиантов и орбит, которая состояла из приемно-ретрансляторной аппаратуры, установленной в двух выносных пунктах (на окраине Балаклеи и западне $5 \square$ Савенец в Харьковской области), им лично были предложены и созданы дополнительные радиоканалы передачи сигналов для фазирования когерентных гетеродинов приемников на выносных пунктах для обеспечения измерений доплеровских скоростей в трех точках вдоль следа при изучении турбулентного режима в М-зоне [7]. Исследование радиантов и скоростей метеоров показало [12], что наблюдаемые процессы в следе и, соответственно, в изменяющемся по амплитуде и фазе отраженном сигнале, существенно отличаются от теоретических за счет искажающего влияния диссипативных процессов: диффузии [4], турбулентности [13], резонанса в неравновесном ионизированном следе [14], которые были автором учтены. Главные трудности по интерпретации орбит возникли из-за отсутствия данных о торможении индивидуальных радиометеоров. Это обстоятельство еще более усугублялось при наблюдении метеоров более слабых, чем $+6^m$ зв.вел. Уже при фотографических наблюдениях метеоров отмечались сверхмалые плотности «рыхлых», дробящихся частиц, создающих «фотометеоры» $+4^m$ зв. вел., когда регистрировалось аномально большое их торможение.

Эту проблему удалось экспериментально рассмотреть и решить коллективом ученых кафедры РПУ при реализации метода многобазисной регистрации радиоэхо непрерывно-волновым методом локации [15-18]. В районе Ашхабада, вдоль линии с запада на восток, на базе ≈ 30 км было установлено шесть РПУ разработанных кафедрой, со средней мощностью 6 кВт каждый, и излучавших радиоволны в непрерывном режиме на частоте ≈ 30 МГц с высокой относительной стабильностью, при полосе радиоприема ≈ 1 кГц. Один дополнительный передатчик для создания триангуляционной системы регистрации радиантов был установлен к югу от основной базы, простирающейся с запада на восток. Все однотипные пятиэлементные антенны типа Яги у всех РПУ были направлены на восток. Для приема метеорных эхо от различных участков следа в одном пункте (в обсерватории), экранирован-

ном горами от излучения прямой, приземной волны, использовались семь приемников, подключенных к одной общей антенне, сориентированной на восток. Для измерения дальности до метеоров в основном пункте сбора информации функционировала импульсная РЛС. Такой уникальный комплекс позволил лоцировать след в семи различных точках вдоль метеорного следа (в семи точках, отличающихся по высоте). Мониторинг метеорных эхо дал возможность впервые, задолго до исследований новозеландских ученых, возглавлявшихся Б. Роупером (ныне руководитель метеорных исследований в США) экспериментально измерить торможение метеоров в атмосфере (см. рис. 1.) и получить распределение концентрации электронов вдоль ионизированного следа для метеоров различной скорости [15]. Для индивидуальных метеоров, с учетом торможения, были измерены скорости [16], радианты [18] и получен каталог орбит, параметры которых в статистическом смысле соответствуют данным, ранее полученным автором [12] методом импульсной радиолокации метеоров примерно той же звездной величины.

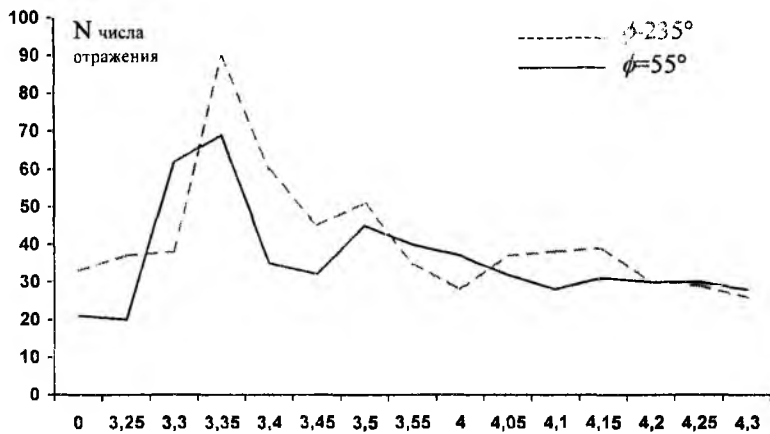


Рис. 1

В сентябре 1971 года непрерывно-волновой метод регистрации статистических характеристик сверх слабых метеоров $+13^m$ зв. вел. [19] был реализован с использованием приемной антенны Граковского радиотелескопа РИАН Украины, диаграмма направленности которой составляла один градус. Применявшийся в эксперименте передатчик Тарановского радиоцентра работал на частоте 16,9 МГц на коммутируемую по азимуту 55° и 235° антенну (с максимумом диаграммы, сориентированной под углом 17° в вертикальной плоскости) типа СГД-2/4Р, имевшую коэффициент усиления 60 и среднюю мощность в фидере 20 кВт. По двуазимутальной методике наблюдения сигналов при азимуте 55° и 235° с помощью приемной антенны регистрировалась зависимость численности радиоэхо во времени (см. рис. 2). Пример регистрации численности метеоров неперриодического потока на фоне спорадических метеоров приведен для случая, когда радиант потока наблюдался за 15 минут до его кульминации. По численности метеоров был оценен показатель степени в законе распределения метеорных тел по массе, который составил 1.88 для фона и 2.65 для потоков, содержащих большое число длительных радиоэхо.

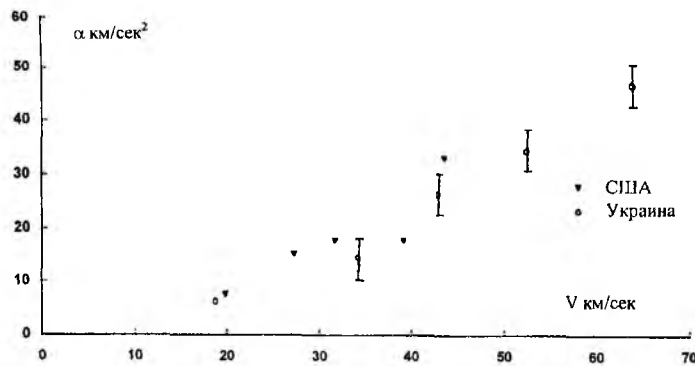


Рис. 2

Эти и ранее полученные статистические характеристики распределения совокупности метеоров вплоть до $+13^m$ зв. вел. позволили получить оригинальные оценки притока вещества от всего комплекса метеорных тел, которые использовались в наших дальнейших аэрономических исследованиях динамики притока атомарной мезосферной примеси (натрия, лития и других веществ) [21].

Исследования радиальных, пульсационных скоростей дрейфа метеорных следов, регистрируемых в нескольких точках следа, подтвердил ранее оцененную импульсным методом крайнюю анизотропию вихревых движений в М-зоне атмосферы с горизонтальным масштабом ≈ 200 км и вертикальным ≈ 6 км [5, 7].

Особый интерес у геофизиков вызвали результаты оценки мало масштабных динамических параметров атмосферы, таких как число Рейнольдса и др. Критическое значение этого параметра указывало на хаос-динамическое состояние и неравновесность среды, которое исследовалось, как видно, еще задолго до разработки синергетических подходов теории самоорганизации сплошных диссипативных сред. Авторами [7] впервые экспериментально была оценена инерциальная подобласть для продольных и поперечных масштабов турбулентных движений (это некая их фрактальная характеристика размерности), которая была теоретически предсказана А. Колмогоровым и А. Обуховым. Теперь очевидно, что такая открытая сплошная, неравновесная среда, как атмосфера, изменяет свои структурно-динамические параметры, которые зависят от уровня антиэнтропийного воздействия, в частности от энергии солнечного излучения.

Еще до создания высокоточных высоотомеров триангуляционная технология регистрации доплеровских метеорных сигналов позволила сделать заключение на основании зарегистрированных масштабов вихрей что, при условии если $L \gg \eta \gg l$, где $L \approx 200$ км – продольный масштаб; η – поперечный масштаб; l – минимальный масштаб, то на последнем уровне масштаба идет диссипация энергии турбулентности в тепло. Следовательно, скорость поступления энергии (ϵ) со стороны внешних источников может быть оценена из соображения существования инерциальной подобласти масштабов турбулентного движения и, рассчитав корреляцию пульсационных радиальных скоростей в двух точках, удалось произвести статистическую оценку ϵ из следующего соотношения: $\epsilon = 0,65U^3/\eta$, где U – среднеквадратичное значение радиальной пульсационной скорости; η – среднее значение разности высот двух точек отражения.

Оцененные значения ϵ для ночных и дневных средних значений U и η соответственно составили: $\epsilon \approx 1200 \text{ см}^2 \text{ с}^{-3}$ и $\epsilon \approx 3200 \text{ см}^2 \text{ с}^{-3}$. Средний градиент турбулентного ветра, вычисленный из соотношения $\Delta U/\Delta h$, где $\Delta h = \eta \cos z$, здесь z – зенитный угол радианта, оказался для дневных условий равным $9,5 \text{ м с}^{-1} \text{ км}^{-1}$, и в ночных – $7,5 \text{ м с}^{-1} \text{ км}^{-1}$. Как следует из отмеченного, одним из главных энергетических источников, конечно, является поток солнечной радиации, поглощаемой мезосферой, однако, он может быть и не единственным.

Детальные исследования пульсационных скоростей в Харькове и Обнинске, полученные высоотомером, позволили разделить статистику скоростей дрейфа на ряд высотных областей, что при обработке позволило установить изменение амплитуды и фазы преобладающего ветра по высоте. При этом были отмечены прямо противоположные направления на энергетический источник, вызывающий зарегистрированную динамику. Отмеченные феномены спектра акусто-гравитационных волновых (АГВ) возмущений также подчиняются закону А. Колмогорова, что указывает на универсальность этого закона, который может проявляться во всех диссипативных макроструктурных параметрах сплошной неравновесной среды (атмосферы), таких как ее диффузия, вязкость и др.

3. Лидарные исследования динамики метеорной примеси, АГВ и антиэнтропийность мезосферы

Последние 35 лет одной из принципиальных проблем, которые решал коллектив кафедры, был поиск иных источников энергии, кроме прямого солнечного поглощения, непосредственно мезосферой, которые все вместе поддерживают хаотичность неравновесной турбулентной атмосферы (ионосферы). Эта проблема весьма актуальна и до настоящего времени, особенно важна для полярных и среднеширотных зон при создании динамической модели атмосферы Земли.

Исследования мезосферы радио и оптическими (фотографическими и спектрофотометрическими [23]) технологиями указывали на связь динамики притока вещества в период действия главных ежегодных потоков метеоров с ростом интенсивности эмиссии щелочных металлов [21], с появлением спорадического Es и ночного E-слоя ионосферы [23,24], повышением “запыленности” атмосферы, проявляющейся в виде зодиакального облака и избыточного сумеречного рассеяния [22,25].

Установление отмеченных связей по сумеречному светорассеянию на метеорной мезосферной аэрозоли и атомарной примеси потребовало организации комплексных исследований с применением новых технологий лидарного зондирования совместно с радиометеорным [20], в местах с хорошим астроклиматом [23].

Начиная с 70-х годов, коллектив кафедры сделал серьезный крен в область создания лидаров: для стратосферного аэрозольного зондирования [24-27] и мезосферного зондирования щелочных металлов [28] методом резонансного рассеяния.

Успех резонансного зондирования определился благодаря созданию перестраиваемого лазера высокой спектральной мощности, составляющей >1 МВт/нм при абсолютной нестабильности ~ 10 пм длины волны и точности ее установки; и за счет обеспечения требований высокой соосности приемной и передающей антенн $\approx 0,1$ мрад, высокой чувствительности, обеспеченной в режиме счета отдельных фотонов и помехозащищенности приемной системы от воздействия мешающих, обратно рассеянных сигналов от приземной атмосферы. В конечном счете, оказалась существенной полная энергия излучения лазера при обеспечении заданной точности определения концентрации лоцируемой примеси на высоте ~ 90 км при высоком разрешении измерений по дальности, составляющей 200, ..., 500 м.

Создание лазера с таким спектрально-энергетическим потенциалом потребовало глубоких физико-химических исследований используемых генерационных сред в виде органических красителей. Для чего была создана лазерная спектроскопическая технология на импульсном азотном УФ-лазере оригинальной разработки [36] для оптимизации квантово-энергетических параметров спиртовых и водных растворов и применения многокомпонентных красителей, для оценки триплетных каналов потерь при обеспечении требуемых ресурсов красителей и их устойчивости от воздействия УФ-спектра ламповых систем накачки и т.д. и т.п. [32].

Были проверены потенциальные возможности и ресурсы ксеноновых ламп накачки, работающих короткими импульсами, оптимизированы спектральные характеристики их излучения в режиме с предионизацией [34].

Исследование процессов ламповой накачки лазера на красителях в однокаскадном и многоламповом варианте показало, что тепловые искажения и рост доли суперлюминесценции в излучении ограничивает предельно достижимый уровень генерируемой энергии. То есть, в этом случае проявились синергетические свойства лазеров, когда увеличение вводимой энергии в генерационную среду переводит ее из состояния хаоса (X) (спонтанная люминесценция отдельных атомов), в порядок (П) когерентной генерации по схеме X \rightarrow П и при дальнейшем увеличении вводимой энергии накачки, вновь последняя переходит в хаос-состояние (суперлюминесценция), завершая схему X \rightarrow П \rightarrow X. Установив эти принципиальные синергетические ограничения, нами были сформулированы требования к задающему генератору (собственно лазеру) и системе квантовых усилителей для получения наибольшей энергии в импульсе, с учетом разрушения красителя, его охлаждения и других технологических ограничений. Эти исследования проведены для диапазона волн, в которых производится локация примесей Ba⁺; Ba; Li; Na; Cs; Ca; Ca⁺; K, резонансные линии которых лежат в диапазоне от ~ 330 нм до 730 нм. В этом диапазоне волн была обеспечена генерация лазеров на красителях с необходимой энергетикой, достаточной для резонансного зондирования указанных выше примесей средней атмосферы.

Метрологическое обеспечение гарантий настройки на заданную волну, точность ее установки осуществлялась за счет применения люминесцентных ламп, ламп с полым катодом (ЛПК), содержащих лоцируемую примесь. Была предложена схема работы ЛПК в импульсном режиме с «предразогревом» в этих эталонах холодной плазмы веществ, лоцируемых в атмосфере. С такими уникальными параметрами лидары были впервые в СССР и до настоящего времени им нет равным в СНГ.

Для проведения радиометеорного и комплексного с ним лазерного мониторинга мезосферной примеси натрия были созданы и установлены однотипные лидары: на ст. Молодежная, в составе ряда САЭ, начиная с 24-ой до 30-ой; в Ашхабаде, где традиционные технологии исследования мезосферы были дополнены установкой натриевого и литиевого лидаров. В Туапсе и Харькове до настоящего времени функционируют такие лидары. Приполярный эксперимент регистрации натрия (см. рис. 4) в Арктике обеспечивался французским лидаром на острове Хейса с аналогичными спектрально-энергетическими параметрами. Локация примесей производилась всеми средствами зондирования атмосферы одновременно, в международный метеорологический интервал (по средам каждой недели), когда запускались метеорологические ракеты типа М-100 на о. Хейса, Капустином Яре, на ст. Молодежная и др. станциях мира. Лидарная сеть станций, в указанных пунктах, выполняла функции

национальных наземных средств подспутникового обеспечения лазерных бортовых средств дистанционного зондирования атмосферы Земли, по целому ряду международных космических программ, в том числе и по программе «Сич». Ашхабадская станция, кроме того, находится в удобном «магнитодинамическом» месте относительно полигона в Капустинном Яре, где при инжекции паров щелочных металлов из геофизических ракет в среднюю атмосферу ионизированные солнечным излучением примеси переносятся электродинамическим путем над районом ашхабадских пассивных и активных наблюдательных средств, со скоростью нескольких километров в секунду, и, попадая в мезосферу примеси, рекомбинируют, образуя облака нейтральной примеси на больших расстояниях от места выбросов, даже проникая в атмосферу в противоположное полушарие Земли. Над Ашхабадом проходит трасса спускаемых аппаратов типа «Прогресс», разрушение внешних конструктивных элементов которых создает искусственное газопылевое облако, наблюдаемое в виде аэрозольно-резонансной аномалии в диапазоне высот страто-мезосферы [25], что позволяло диагностировать состав и динамические процессы в плазме следа, образующегося в процессе торможения космического аппарата в атмосфере.

Результаты мониторинга резонансного натрия на ст. Молодежная позволили впервые в мировой практике [29-31] в составе 24 САЭ начать систематические лидарные, комплексные с радиометеорными средствами исследования одной и той же области мезосферы в южнополярном регионе. Главные цели эксперимента заключались в проверке наличия канала переноса примесей антропогенного происхождения из северного полушария в южное по магнитным силовым линиям поля Земли и установление: степени симметрии геофизических условий, динамики притока метеорной примеси из радио и лидарных наблюдений, а также для изучения особенностей метеоклиматических условий средней атмосферы Антарктиды.

Главные результаты, обозначенные в этом разделе работы, следующие: концентрация естественного слоя натрия отражает симметрию по отношению к северному полярному региону, средняя высота максимума слоя которого одинакова для обоих полушарий и составляет 91 ± 1 км. В зимний период в районе $\sim 60^\circ$ ю.ш. и с.ш., возможно, находится максимум концентрации в столбе в зимний период, который снижается к экватору (см. рис 4.), что отражает широтный и сезонный ход температуры на высоте мезосферы. Отмечаются также узкие ± 1 км. аномальные пики концентрации натрия, которые были позднее подтверждены наблюдениями в Арктике, и в средних широтах, в частности, в Туапсе (см. рис 3). Их происхождение на разных широтах имеет различную природу. В полярных районах это связано, вероятно, с авроральными эффектами в магнитном каспе, либо «сгонкой» ионов натрия в узкие слои градиентами ветров с последующей их рекомбинацией. Но эти эффекты, как показали измерения, могут проявляться и на средних широтах [28].

Методом цифровой фильтрации динамики слоя натрия в антарктической мезосфере [30] были впервые выявлены волновые процессы с масштабами вертикальных волн, кратных 2-3 км, фаза которых смещается и вниз и вверх. Движение фазы волны вверх можно объяснить наличием источников энергии в области высыпания энергичных частиц в полярных областях выше мезосферы.

Обнаружен незначительный рост концентрации натрия в столбе при действии мощного потока λ -Коронид, который является непериодическим, по радионаблюдениям, в южном полушарии [6], но подтвержденный также новозеландскими исследователями на радиометеорной станции Мауссон в Антарктиде, вероятно, связаны с малым числом длительных следов метеоров, наблюдаемых в этом потоке. Сезонные изменения концентрации натрия имеют максимум в июне (когда в северном полушарии он наблюдается в декабре) [31], что отражает высокотемпературный режим мезосферы в соответствующем полушарии в зимние периоды.

Мониторинг натрия в Ашхабаде в период действия ежегодного потока Геминид позволил проанализировать влияние притока метеорного вещества на увеличение концентрации натрия в столбе, в те интервалы времени, когда наблюдается максимум регистрации крупных метеорных тел, «влетающих» в атмосферу Земли. Таким образом, анализ аэрономических процессов в период притока вещества от крупных частиц потока позволил уточнить временные интервалы проявленности высокой корреляции между ростом концентрации примеси натрия и процессами увеличения концентрации ионов метеорного происхождения в ночном и спорадическом слое Е-ионосферы, причем последний располагается выше нейтрального слоя примеси, где сосредоточены ионы щелочных металлов, что подтверждается параллельными лидарными наблюдениями и экспериментами по некогерентному зондированию Е-слоя ионосферы.

Исследование слоя лития естественного происхождения в Ашхабаде проводилось параллельно на волне $\lambda = 0.6708 \mu\text{м}$, что позволило в пределе обнаружить единицы атомов в кубическом сантиметре

на высоте 95 км [28], средняя высота слоя которого совпадала с высотой натриевого слоя промодулированного АГВ. (см рис. 4). Эти эксперименты показали, что возможна раздельная регистрация изотопов лития, и появилась возможность национальными средствами оценивать последствия аэрономических экспериментов, проводимых в околоземном космическом пространстве с использованием лития в качестве трассеров в любом месте земного шара.

Наиболее полный годичный мониторинг натрия был проведен на лидарной станции в Туапсе (вблизи региона, где располагается Абастуманская астрономическая обсерватория [22] и Тбилисская ионосферная станция). На рис. 5, 6 представлены годовые вариации концентрации натрия в столбе и ширины его слоя, полученные однотипным лидаром [32-33]. Эти данные позволили уточнить глобальную физическую модель динамики естественной примеси метеорного происхождения, на фоне которой могут развиваться события искусственного воздействия на стратомосферу, включая и турбопаузу. Динамика ночного E и Es слоя успешно исследуется методом одновременной лазерной локализации нейтрального и ионизированного кальция метеорного происхождения, в период действия ежегодных крупных потоков при этом возникает возможность изучения воздействия аномалий ионизации на процессы и динамику ионосферы без инъекции веществ в нее с геофизических ракет.

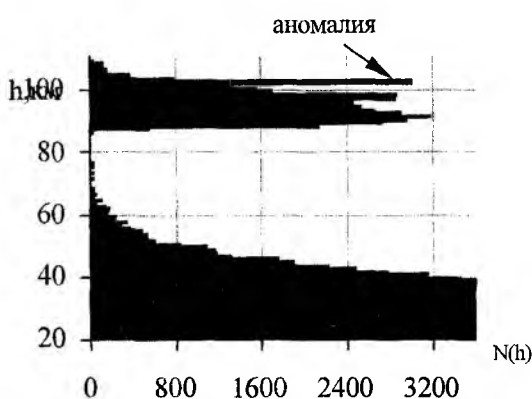


Рис. 3

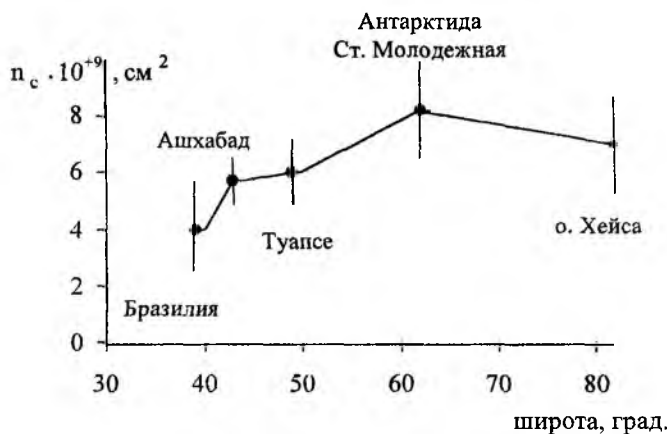


Рис. 4

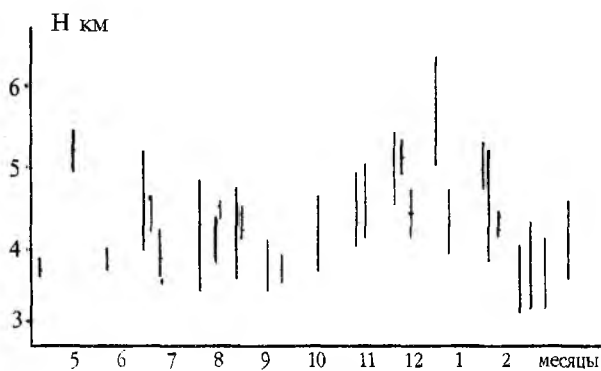


Рис. 5

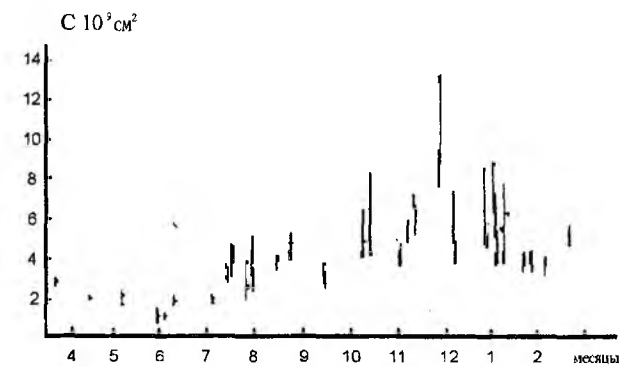


Рис. 6

Наиболее существенные сведения об АГВ получены при лазерных наблюдениях на сети лидарных станций. Типичная зависимость вертикальных масштабов длин волн (λ_z) АГВ в зависимости от их периодов T_b отмечена для зимы 1989-90г. [37,38]. Из анализа данных установлена зависимость вида: $\lambda_z = c T_b^p$, где c - скорость волны, которая зимой и летом составляет 0.2 и 0.3 мс^{-1} и коэффициент p равен 0.7 и 0.6, соответственно. Таким образом, были подтверждены данные радионаблюдений АГВ на высотах $\sim 95\text{км.}$, где турбулентные вихри дробятся на все меньшие масштабы диссипативных структур, энергия которых в конечном итоге превращается в тепло. При этом полная энергия вводимая в эту зону состоит из солнечной энергии, поглощенной непосредственно мезосферой соизмеримой с энергией АГВ, приходящих с других высот (например, АГВ могут генерироваться на эрографии поверхности Земли за счет энергии приземных ветров). Исследование турбулентных и волновых процессов на указанных высотах составляли, как видно из изложенного, суть синергетических аспек-

тов сплошной, открытой неравновесной среды (мезосферы), трассируемой нейтральными и ионизированными примесями, резонансная локация которых и параллельная радиолокация радиантов ионизированных следов, образующихся на тех же высотах, позволили создать экологически чистый инструментальный безракетной, не возмущающей воздушную среду технологию дистанционного зондирования параметров средней атмосферы.

Проблемы стратосферного озона исследовались в связи с особой ролью его в энергетике неравновесной средней атмосферы, ее экологии методами лидарных и оптикоэлектронных наблюдений аэрозольной "запыленности" озоносферы из-за динамики глобального пылевого Ми-слоя, расположенного на той же высоте. Совместно с Научно-исследовательским институтом Арктики и Антарктики (АНИИИ) Госкомгидромета СССР по единой программе исследовалась аномалия озонной "дыры" над Антарктидой в районе антарктической станции "Мирный". На станции был установлен лидар нового поколения и, начиная с 31 СЭ, проводилось аэрозольное зондирование стратосферы.[27] где параллельно наблюдались вариации концентрации озона в столбе методом дифференциального спектрофотометрирования рассеянного и поглощенного стратосферой солнечного излучения, как в дневное время, так и в периоды длинных южнополярных сумерек.

Одновременно на Туапсинской и Ашхабадской лидарных станциях также проводились комплексные исследования озона и аэрозоля. Над кавказско-черноморским регионом, параллельно с зондированием ночной стратосферы на волне 589нм, проводились озоно-лидарные исследования методом дифференциального поглощения с помощью эксимерного УФ-лазера оригинальной разработки, излучавшего сигналы на волне 308нм [35]. В дневное время проводилось мониторинговое зондирование озона в столбе на двухчастотном сканируемом за Солнцем УФ-метре, а также измерения проводились по стандартной методике на озонметре типа М-124. Исследования показали, что в озоновом слое, как энергоемкой области стратосферы, могут возбуждаться АГВ, распространяющиеся в мезосферу, которые таким образом являются альтернативными поставщиками «антиэнтропийности» средней атмосферы вплоть до высот турбопаузы (120-130км).

Антарктическая «озонодыра», как и непериодическое уменьшение концентрации стратосферного озона над арктическим регионом (с пространственными масштабами ~1000км), преимущественно обязаны микроклиматическим аномалиям приполярных областей атмосферы Земли. «Замороженная» в зимнее время околуполярная арктическая циркуляция вокруг полюса систематически разрушается европейским и алеутским циклонами, что связывают с зимними потеплениями в северном полушарии. В Антарктике такого разрушения полярной стратосферы в зимний период не наблюдается, при этом озоносфера изолируется от притока озона из приполярных областей над океанами, что и создает к концу зимы и началу весны озонную аномалию, что к концу зимы приводит к уменьшению концентрации озона в столбе, исчезающую с наступлением весенних сумерек и полярного дня, когда разрушается устойчивая зимняя полярная циркуляция. В проблемах глобального потепления антропогенное влияние промышленных выбросов на энергодинамику атмосферы большее влияние оказывает изменение прозрачности атмосферы при воздействии выбросов на ее облачность, чем за счет парникового эффекта и влияния выбросов на стратосферный озон.

Созданные в ХНУРЭ лидары комплексно дополняются средствами некогерентного зондирования Е-слоя, разработанных ХНПУ, дополненные СТ радаром ХНУРЭ, а также применение ионосферной РЛС в ХНГУ, использующей метод регистраций сигналов частичных отражений Е-слоем и образуют, уникальный межвузовский исследовательский комплекс под Харьковом, который остается до настоящего времени конкурентоспособным по своей оснащенности с аналогичными зарубежными центрами. Это национальное достояние Украины продолжает вызывать интерес к себе иностранных специалистов, продолжающих напряженные исследования средней атмосферы комплексными методами.

4. Синергетическая база подготовки радиоинженеров по медицинской специализации

Радиоинженер, как видно из изложенного в предыдущих разделах, имеет возможность развить синергетический взгляд на неравновесные системы и получает достаточную базу знаний, которые формируют и расширяют его системное образование. Поэтому в последние годы методкомиссия по радиотехническому образованию рекомендовала, и ряд вузов успешно обеспечивает подготовку радиоинженеров по специальности "Медицинские приборы и системы" (в настоящее время это осуществляется в рамках аналогичной специализации в специальности "Радиотехнические устройства, системы и комплексы"). Кафедра РЭУ предложила структуру и содержание учебного плана и перечень дисциплин в рамках объема часов, выделенных по решению Совета факультета и по выбору студента

так, чтобы можно было наиболее рационально распорядиться этим небольшим временным ресурсом, и изложить основы теории нелинейной динамики функций и состояний организма человека.

Так при синергетическом анализе биоэлектрических сигналов применяются методы как линейной оптимальной обработки, так и нелинейной фильтрации. Разумеется, в рамках известной радиостанции технологии "нелинейной науки" и достижений компьютерных технологий они могут успешно осваивать и применять моделирование нелинейных процессов функциональных электродинамик, самоорганизационных процессов в слоистых средах при энергетических воздействиях (в том числе т.н. информационных) электромагнитных волн на организм человека. Такие подходы позволяют экономить время и с общих синергетических позиций рассматривать фундаментальные проблемы построения диагностической и лечебной аппаратуры. Для успешного увязывания знаний, и их междисциплинарного объединения, создан и шесть лет студентам читается курс синергетики.

В нем излагаются проблемы триединства: нелинейности, открытости и диссипативности сплошных сред, и, в частности, нелинейных функциональных динамик с детерминированным хаосом, на примере исследования флуктуаций R-R кардиоинтервалов, когда делается фликкерно-спектральная и скейлинговая (синергетическая) оценка состояния этой физиологической системы [39]. Дальнейшее развитие теории нелинейной обработки биосигналов проводится впервые с учетом конструктивной роли внешнего шума [40], приводящего к увеличению отношения сигнала к шуму за счет "стохастического" резонанса при бистатической модели нелинейного элемента (например, нейрона). Такие принципы обработки биосигналов реализованы в "системах раннего обнаружения и предупреждения живых биообъектов об опасности, либо при поиске пищи в результате пассивной и активной локализации окружающего пространства". Технологии нейросетей изучаются на примере анализа сетей Маркова в условиях "зашумленной" среды, конструктивная роль которой приводит к самоорганизации фликкер структур [44]. У будущего специалиста формируются в отличие от шенноновского новые представления о теории информации, свойственные открытым биосистемам, для которых существенно: зарождение смысла, размножение и уничтожение информации, излагаемых в курсе "Обработка биомедицинской информации".

Идеи, теория, расчет и применение лазеров в изучении внешней среды излагаются в курсах: АКЗ, экологии и еще в трех курсах Учебного плана ("Лазеры в диагностике и терапии", "ИК и м-техника в медицине", "Оптико-электронные устройства в диагностике и лечении"), что содействует успешному освоению синергетических принципов. Изучение термодинамических, квантово-электродинамических свойств воды и водосодержащих биосред при воздействии волн КВЧ-диапазона предлагается в рамках научных программ магистерской и аспирантской подготовки, [41-43], что обеспечивает "синергетическое" профилирование специалистов высшей квалификации в направлении решения фундаментальных проблем электромагнитной совместимости и создания радиоприборов нового поколения для медицины [45] и таким образом непрерывно пополняется новейшей информацией специальные курсы кафедры.

Особое внимание уделяется изучению основополагающих принципов теории неравновесной термодинамики, венцом которой является закон сохранения энтропии (минимума диссипации энергии), который лежит в основе эволюционных процессов, с выделением главных признаков синергетического базиса, таких как самоорганизация, когерентные взаимодействия, фрактальные структуры, прогрессивная эволюция или бифуркационные явления, неравновесные фазовые переходы, диссипативные структуры и другие феномены, наблюдаемые в биосредах и системах [1].

5. Заключение и выводы

Поскольку синергетика дает нетривиальный взгляд на содержание различных областей знания и обнаруживает системологические, междисциплинарные взаимосвязи – это обстоятельство позволяет сформировать у студентов системообразующее видение процесса научного познания окружающей среды, познания себя и Человека вообще.

Учитывая изложенное, нам представляется, что процесс реформирования радиотехнического образования и методологии воспитания давно назрел из-за перегруженности учебного плана большим числом различных идей, излагаемых в более, чем в 70-ти различных курсах. При этом необходимо учесть, что студенту одновременно необходимо уяснить и изучить специфику ряда сложных сущностей – детерминированных и случайных, квантово-оптических, с их нелокальностями и неопределенностями и, самое главное, с их нелинейностью, неравновесностью и динамическим хаосом в условиях дефицита времени. Это очень сложные задачи для студента. Поэтому необходимо не откладывать возникшие проблемы, а вносить конструктивные предложения для реформирования образования.

Нам – радистам, пожалуй, легче других, и возможно быстрее удастся воспринять идеи новой парадигмы и приступить к конкретной модернизации образования, хотя бы на уровне изменения программ курсов Учебного плана. Наши коллеги в СНГ самым активным образом последовательно решают эту давно сформулированную жизнью проблему.

Международные эксперты предупреждают, что у нас осталось мало времени, которое измеряется продолжительностью жизни двух-трех поколений, чтобы “удержаться” на плаву стремительно развивающегося мира. Мы обязаны ввести превентивное обучение принципам жизни в неустойчивом мире, в котором человек должен научиться жить в динамическом хаосе, постигая его законы, законы самоорганизации [1].

Логика развития радиоэлектроники и системный метод образования, заложенный в Учебном плане подготовки радиоспециалистов, дают нам шанс преодолеть кризис непопулярности (непрестижности) радиотехнического образования, связанного не только с трудностями освоения дисциплин фундаментального цикла (в том числе гуманитарного), но и с нежеланием (неумением) понять, что нам легче других догнать стремительно обогнавшие нас экономные технологии обучения и познания в век информатизации и телекоммуникаций. Оптимизм в успехе мы связываем с тем, что на уровне эволюционного изменения содержания программ видится неконфликтный путь реформирования радиотехнического образования. В заключение изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Коллектив ученых и специалистов (они же преподаватели кафедры РЭУ) предметом своих исследований и обучения, в значительной мере интуитивно, избрали методики преподавания курсов с акцентами на динамику развивающихся процессов в открытых нелинейных устройствах и средах, что позволило обратиться к обобщениям междисциплинарного характера, используя синергетические представления о стационарных состояниях неравновесных систем, в том числе с детерминированным хаосом.

2. Постоянен интерес коллектива кафедры к исследованию системно-экологических проблем, к созданию специальной радиоэлектронной аппаратуры контроля параметров антиэнтропийной среды, новых средств, адаптирующихся к условиям изменения среды и особенностей распространения электромагнитных волн, что позволило оценить проявленность и самоорганизацию их структур, динамик неравновесной атмосферы и трактовать полученные феномены с позиции нелинейной науки (синергетики), и внедрять их в процесс обучения радиоинженера.

3. Как следует из изложенного, синергетические подходы лежат в основе научных основ кафедры и в “нелинейном базисе” радиотехники вообще и поэтому коллектив кафедры осознанно взялся за подготовку радиоинженеров в направлении разработки медицинских приборов и систем, предназначенных для диагностирования физиологических динамик организма человека, которые изначально хаотичны в норме и патологии. Учитывая опыт разработки лазеров и РПУ различного диапазона, которые применяются для гипертермии, физиотерапии и др., кафедра на этой же базе стремится к изложению методов проектирования и эксплуатации медицинских приборов и систем нового поколения, что составляет научные основы медицинской специализации по новой специальности “Радиоэлектронные устройства системы и комплексы”.

4. Настал период реформирования образования, в том числе и радиотехнического, на основе новой парадигмы, называемой эволюционной кибернетикой (синергетикой), междисциплинарный характер которой потенциально позволяет сблизить две культуры, непротиворечиво объединив гуманитарные и естественнонаучные методы познания на основе синергетической науки и ноосферного мировидения в этом процессе автор видит путь и концептуальные основы реформирования радиотехнического образования в условиях кризисно развивающегося мира в XXI веке.

Список литература: 1. Лагутин М.Ф., Лагутин В.М. Наука и образование в условиях развития кризисного мира в XXI веке. Материалы конференции “Виртуальность 2001”. Ялта, 2001 (19-20 сентября). С. 45-52. 2. Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф. Радиолокационное определение орбит индивидуальных метеоров // *Астрономический журнал*. 1961. Т.38. №4. С. 681-691. 3. Kashcheyev B.L., Lebedinets V.N., Lagutin M.F. The Orbits of Meteor Stream Determined by Radio-Echo Techniques. *Smith. Contrib. Astrophys.* 1963. vol 7. P.67-69. 4. Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф. Метеорные явления в атмосфере Земли. М. Наука. 1967. 260с. 5. Петручек Т.П., Лагутин М.Ф. Регистрация скоростей дрейфа метеорных следов на станции Молодежная. // *Бюлл. САЭ*. 1970. №77. С. 51-59. 6. Катасев Л.А., Лагутин М.Ф., Лысенко И.А., Петручек Т.П. Численность метеоров по радиолокационным наблюдениям в Антарктиде // *Астрономический вестник*. 1970. Т.4. С.204-205. 7. Делов И.А., Лагутин М.Ф., Лысенко И.А. Исследование некоторых параметров турбулентных движений методом радиолокации метеорных следов // *Изв. высш. уч. зав. (радиофизика)*. 1964. Т. VII. №2. С. 225-231. 8. Онуфриев В.П., Лагутин М.Ф. Цифровая обработка радиометеорной информации. В сб. *Радиотехника*. Вып. 24. Изд-во ХГУ.

1979. С.53-59. 9. *Беседовский Н.Ю., Лагутин М.Ф., Онуфриев В.П., Петручек Т.П.* Метод повышения разрешающей способности РЛС при измерении дрейфов метеорных следов. "Кометы и метеоры". 1970. №17. Изд. Астр. Совета. АН СССР. 10. *Лагутин М.Ф., Петручек Т.П., Онуфриев В.П., Беседовский Н.Ю.* Импульсный передатчик метеорной РЛС. (тез. докл. научн.-техн. конф. "Элементы и устройства РЛ техники." Одесса. 1969.) 11. *Кузнецов В.Н., Лагутин М.Ф., Онуфриев В.П.* Измерение параметров ветра автоматизированными метеорными комплексами. Труды Всесоюзного совещания по исслед. динамических процессов в верхней атмосфере. Обнинск. 1972. С. 268-277. 12. *Лагутин М.Ф.* Методика и ошибки определения орбит метеоров радио-методом. Сб. статей "Метеоры". 1963. №2-3. С. 12-21. Изд-во ХГУ. 13. *Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф., Лысенко И.А.* Влияние атмосферного турбулентного ветра на измерение скоростей и радиантов метеоров. Сб. статей "Метеоры". 1960. С.21-23. Изд-во ХГУ. 14. *Лагутин М.Ф., Кащеев Б.Л.* Влияние поляризационного эффекта на радиосигналы, рассеиваемые метеорными следами // Радиотехника и электроника. 1964. Т.IX. №8. С. 1494-1495. 15. *Лагутин М.Ф., Смагин Д.М., Гульмедов Х.Д.* Определение торможения радиометеоров. Астр. циркуляр. (Изд-во Бюро Астросовета АН СССР) 1970. №577. С.5-7. 16. *Лагутин М.Ф., Смагин Д.М.* Метод обработки отраженных сигналов при радиолокации метеоров непрерывным излучением// "Кометы и метеоры". Изд-во Бюро Астросовета АН СССР. 1970. №18. С. 42-47. 17. *Лагутин М.Ф., Смагин Д.М. и др.* Радиолокационные наблюдения метеоров в Ашхабаде// Изв. АН ТССР. 1970. №6. 18. *Лагутин М.Ф., Смагин Д.М.* Вимірювання параметрів метеорів при безперервному радіовипромінюванні. Матеріали конференції "Радіотехніка та керування". Вид. ХГУ. 1972. С. 61-64. 19. *Лагутин М.Ф., Полчанинов В.С., Романенко А.И.* К вопросу о наблюдениях слабых метеоров непрерывно-волновым методом. Астр. циркуляр. Астросовета АН СССР. 1973. №775. С. 4-6. 20. *Лагутин М.Ф., Мустецов Н.П., Стонога В.А.* Исследование высотного распределения натрия методом оптической локации// Изв. АН ТССР. 1976. №4. С. 117-119. 21. *Лагутин М.Ф.* К вопросу о происхождении атомов металлов в нижней ионосфере Земли. Астр. вестник. 1974. Т.VIII. №3 С. 145-153. 22. *Лагутин М.Ф., Беседовский Н.Ю.* Деятельный сканирующий электрофотометр. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс. 1980. №53. С.15-18. 23. *Lagutin M.F.* The interpretation of laser observation of sodium layer on the base of meteors influx dynamical // Abstr. Of 7-th ILRC. Manlo Park. USA. 1975. P. 35-36. 24. *Овезгельдыев О.Г., Беркелеев М.Б., Лагутин М.Ф.* Магнитосфера- природная лаборатория в изучении актуальных процессов межпланетной пыли // Изв. АН ТССР. 1983. №1. С.32-43. 25. *Овезгельдыев О.Г., Лагутин М.Ф. и др.* О лидарном наблюдении избыточной концентрации атмосферных аэрозолей над Ашхабадом // Изв. АН СССР. 1981. №6. С. 108-110. 26. *Лагутин М.Ф., Овезгельдыев О.Г.* Лазерные наблюдения атмосферного аэрозоля в период действия вулкана Эль-Чи-Чон // Тез. доклад II Всесоюзного симп. МПСА. М. 1986. С.38. 27. *Лагутин М.Ф., Рыбалко А.И. и др.* Исследование атмосферного аэрозоля в южном полярном районе // Труды X Всесоюзн. симп. Томск. 1989. Ч.I С. 25-26. 28. *Лагутин М.Ф.* Лазерная резонансная локация в экологии космического пространства. //Радиотехника. 1996. №100/96 С. 173-187. 29. *Лагутин М.Ф. и др.* Лазерное зондирование верхней атмосферы на Антарктической станции Молодежная // ДАН СССР. 1981. Т.258. №2. С. 334-335. 30. *Лагутин М.Ф., Мегель Ю.Е., Мустецов Н.П.* Исследование атмосферы лидарным методом в Антарктиде // Метеорологические исследования в Антарктиде. Л. Гидрометиздат. 1986. Ч.II. С. 96-102. 31. *Лагутин М.Ф., Рыбалко А.И., Зарудный А.А.* Сезонные вариации атмосферного натрия в Антарктиде // Инф. бюлл. САЭ. Л. Гидрометиздат. 1980. №110. С. 78-85. 32. *Зарудный А.А., Мегель Ю.Е., Лагутин М.Ф.* Лидар для исследования мезосферных примесей // Оптика атмосферы и океанов. 1988. Т.1. №6. С. 83-89. 33. *Верхоробин А.Л., Лагутин М.Ф., Зарудный А.А., Торжков В.П.* Результаты экспериментальных исследований динамики параметров нагреваемого слоя // Оптика атмосферы и океанов. 1993. Т.6. №5. С.553-558. 34. *Зарудный А.А., Басецкий В.Л., Плетнев В.Г.* Лазеры повышенной спектральной яркости для исследования движения атмосферы // Радиотехника. 1998. №102 С. 170-175. 35. *Шурыгин И.Г., Лагутин В.М. и др.* УФ-лидар для озонзондирования // Оптика атмосферы. 1990. Т.3. №10. С. 1056-1059. 36. *Лагутин М.Ф., Рожницкий М.М. та ін.* Люмінісценція двокомпонентних систем при стаціонарному та імпульсному режимах збудження // Укр. фіз. журнал. 1974. Т.19. №4. С. 131-137. 37. *Lagutin M.F., Verchorobin A.L.* The internal gravity wave lidar statistical detecting technique and experimental data // Abstr. 15-th ILRC. Tomsk. 1990. P. 166-168. 38. *Lagutin M.F.* Complex research of mesosphere by laser, radiometeor probin and by the method photometric observation // Abstr. of 8-th ILRC (Standford. USA) 1977. 39. *Огиенко А.А., Кириченко Л.О., Герасин С.Н. и др.* Особенности аддитивных и мультипликативных флуктуаций ЭКГ, выявленных при спектральном и фрактальном анализе // Вестн. ХПУ. 1999. Вып. №46. С. 30-33 40. *Буц В.В., Огиенко А.А., Лагутин М.Ф.* Нелинейная обработка сигналов с использованием стохастического резонанса // 12-я Международная конференция "Теория и техника передачи, приема и обработки информации". Гуапсе. Харьков: ХТУРЭ. 1996. С. 39. 41. *Лагутин М.Ф., Огиенко А.А., Лагутин В.М. и др.* Синергетический подход к анализу кооперативного влияния низкоинтенсивного КВЧ воздействия и тепловых шумов на одноклеточные организмы // Радиотехника. 2001. №122. С. 20-26. 42. *Лагутин М.Ф., Басецкий В.Л.* К вопросу о КВЧ биоэлектродинамике и терапии // 3-я Межд. конф. "Теория и техника передачи, приема и обработки информации". Гуапсе. Харьков: ХТУРЭ. 1997. С.310. 43. *Лагутин М.Ф., Огиенко А.А.* Формулировка и обоснование структурных элементов дискретной модели водной среды // Вестн. ХПУ. 1999. Вып. №65. С.54-58 44. *Лагутин М.Ф., Огиенко А.А.* Конструктивная роль шума в процессах самоорганизации // Радиоэлектроника и информатика. 1998. №3. С. 149-154 45. *Лагутин М.Ф., Кузин А.И.* Компьютерный электрогастроэнтерограф // Радиотехника. 2001. №121. С. 119

*В. М. ШОКАЛО, д-р техн. наук, А. А. КОНОВАЛЬЦЕВ, канд. техн. наук,
М. А. ОМАРОВ, канд. техн. наук, Ю. А. ЛУЧАНИНОВ, Д. В. ГРЕЦКИХ*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАСШТАБНОЙ МОДЕЛИ СИСТЕМЫ БЕСПРОВОДНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ МИКРОВОЛНОВЫМ ЛУЧОМ С МАКСИМАЛЬНЫМ КПД

Идея создания космических энергокомплексов на базе систем беспроводной передачи энергии (БПЭ) микроволновым лучом не нова. Однако ее воплощение пока сдерживается слабым развитием экспериментальной базы и отсутствием хорошо отработанных узлов систем БПЭ, пригодных для применения в космосе. В частности, до настоящего времени еще не проведены демонстрационные эксперименты по беспроводной передаче энергии в космосе, что явилось бы существенным шагом в развитии исследований по космической энергетике. В связи с вводом в эксплуатацию Международной космической станции "Альфа", решение задачи проведения демонстрационных экспериментов по БПЭ становится реальным.

Цель данной работы состоит в разработке возможных сценариев проведения демонстрационных экспериментов по БПЭ и изложении результатов наземных испытаний масштабной модели космической энергосистемы.

Базой для этих исследований является ранее проведенный в Харьковском национальном университете радиоэлектроники (ХНУРЭ) в рамках Национальной космической программы Украины цикл работ, направленный на развитие теории и техники систем БПЭ. Один из результатов данных работ – это проведение первых в Украине наземных экспериментов по беспроводной передаче энергии. При этом удалось создать на частоте 2,45 ГГц экспериментальный образец системы БПЭ с суммарным КПД 44% при плотности потока мощности СВЧ-луча в плоскости расположения ректенны 185 Вт/м^2 [1].

Дальнейшим развитием исследований в области БПЭ является переход к экспериментам по беспроводной передаче энергии в космосе в условиях, максимально приближенных к тем, в которых будут функционировать реально действующие гелиоэнергетические системы будущего.

Предварительные работы в данном направлении были проведены в ХНУРЭ по госконтракту с НКАУ №6-128/98. В результате предложен один из возможных сценариев проведения первых опытов по БПЭ на борту исследовательского модуля Международной космической станции «Альфа» с помощью масштабной модели космической энергосистемы.

Экспериментальные исследования масштабной модели системы БПЭ СВЧ-лучом на борту исследовательского модуля преследуют следующие цели:

- поднять престиж Украины как космической державы;
- изучение комплексного воздействия условий космоса на работоспособность всей системы БПЭ и отдельных ее элементов;
- выявление степени воздействия СВЧ-излучения на работоспособность штатных радиоэлектронных средств, установленных на модуле.

Состав и краткие расчетные характеристики узлов экспериментальной системы БПЭ приведены в таблице. Планируемая схема эксперимента по беспроводной передаче энергии СВЧ-лучом изображена на рис. 1. В данном случае, в силу конструктивных особенностей модуля, расстояние между передающей антенной и ректенной должно быть фиксированным.

Предлагается следующая процедура выполнения эксперимента:

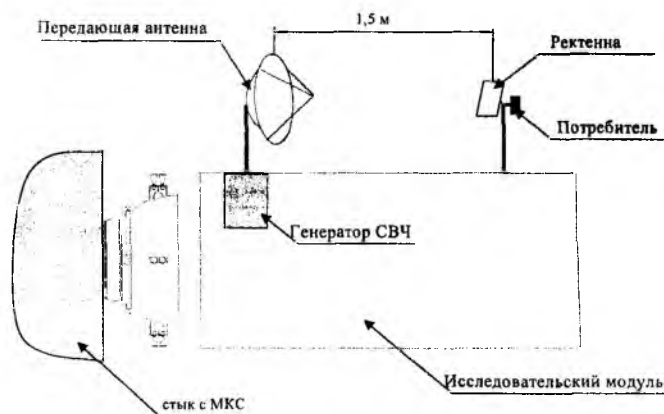
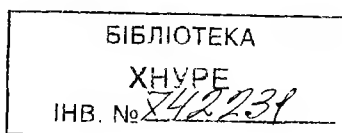


Рис. 1



1. Установка с помощью манипулятора на внешней поверхности модуля на рабочее место передающей антенны в свернутом виде и ректенны, вместе с потребителем, жестко прикрепленным к ее задней части.

2. Выдвижение штанг, на которых закреплена передающая антенна и ректенна. Разворачивание антенны. В результате выполнения этой процедуры расстояние между плоскостями апертур передающей антенны и ректенны должно установиться приблизительно равным 1,5 м (точное значение будет выяснено на этапе непосредственной подготовки эксперимента). При этом апертуры передающей антенны и ректенны должны быть параллельными друг другу.

3. Включение генератора, СВЧ-нагрузкой которого является передающая антенна. Энергия с помощью СВЧ-луча передается на апертуру ректенны. За счет выпрямления ректенной энергии СВЧ-луча на ее выходе образуется напряжение постоянного тока. Этим напряжением запитывается потребитель.

4. Сворачивание передающей антенны. Стягивание в исходное положение выдвижных штанг, на которых укреплены передающая антенна и ректенна.

5. Перемещение с помощью манипулятора передающей антенны в свернутом виде и ректенны внутрь модуля на исходное положение.

Таблица

№ п/п	Название	Функциональное назначение	Технические характеристики
1	Генератор СВЧ	Генерирование электрических колебаний СВЧ диапазона	Рабочая частота - 2,45 ГГц; выходная мощность - 20 Вт; потребляемая мощность - 35 Вт; масса - до 3 кг.
2	Передающая антенна	Излучение и фокусировка СВЧ пучка	Форма – параболическая раскрывающаяся конструкция; диаметр апертуры - 0,9 м; масса - 2 кг
3	Ректенна	Извлечение СВЧ энергии из свободного пространства и преобразование ее в постоянный ток	Выходная мощность – не менее 8 Вт; выпрямительные элементы – диоды Шоттки с предельной мощностью 0,5 Вт; способ установки – устанавливается на штанге на расстоянии 1,5 м от передающей антенны, масса - около 2 кг; габариты - 0,25x0,25 м ²
4	Потребитель	Передачик, сообщающий информацию о срабатывании системы	Объем - 1 дм ³ ; вес - 1 кг

В процессе проведения эксперимента необходим оперативный контроль космонавтов за его ходом. Помощь космонавтов может потребоваться при разворачивании и сворачивании оборудования, устанавливаемого на внешней стороне модуля.

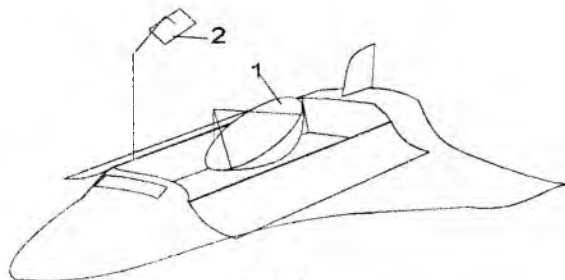


Рис. 2

Для объективности оценки состояния подготовки демонстрационных экспериментов по БПЭ в космосе следует отметить, что существуют проекты, предложенные исследователями других стран. Так, например, в США планируется демонстрация передачи с помощью системы БПЭ, установленной в грузовом отсеке космического транспортного корабля многоцелевого использования, изображенной на рис. 2, на котором показаны передающая антенна (1) и ректенна (2). Расстояние передачи 10-20 м на частоте 2,45 ГГц

при мощности передатчика 250 Вт и КПД всей системы 60 % [2].

Опираясь на этот проект, нетрудно предложить более совершенный второй сценарий эксперимента по БПЭ с переменным расстоянием между передающей антенной и ректенной. Конструкция и

габариты грузового отсека корабля многоразового использования допускают установку дополнительных механизмов и приспособлений для этих целей. Выполнение экспериментов по второму сценарию приводит, по сравнению с первым сценарием, к большим затратам, однако позволяет провести моделирование реальной ситуации изменения дальности передачи энергии, свойственной мощным космическим энергокомплексам, снабжающих космические аппараты, которые не имеют собственных энергоустановок.

как первый шаг в осуществлении демонстрационных экспериментов в хнурэ проведены наземные испытания масштабной модели космической энергосистемы. При ее создании ставилась цель – достичь максимума результирующего КПД. Известно [3], что максимальный результирующий КПД системы БПЭ, достигается при выполнении следующих условий:

- число френеля системы $\tau \approx 1,5$;
- амплитудное распределение по апертуре передающей антенны должно быть гауссовским, а фазовое – квадратичным;
- нагрузка по постоянному току ректенны должна быть оптимальной.

Схема установки, в которой реализованы перечисленные условия, приведена на рис. 3. Измерения проводились в безэховой камере (1) размером $6 \times 2,5$ м, выполненной из материала “экран-320”. По сути установка представляет собой экспериментальную систему передачи энергии СВЧ-лучом. Передающая часть системы передачи энергии СВЧ-лучом состоит из генератора СВЧ (2), блока управления (3), который вынесен за пределы безэховой камеры, и передающей антенны (4). Генератор работает на частоте 2,45 ГГц. В качестве генераторного прибора используется магнетрон м-105-1. В применяемой конструкции выходная мощность не регулировалась и ее величина, измеренная с помощью ваттметра (5), равнялась 550 ± 50 Вт. Для изменения плотности потока мощности падающего на ректенну (6) СВЧ-пучка применяется устанавливаемый рядом с передающей антенной поглощающий экран (7) из материала “Экран-320”. Величина затухания в экране от 4,5 до 15 дБ изменялась за счет увеличения его толщины (количество вертикально установленных листов поглощающего материала).

Передающая антенна содержит зеркало и облучатель. Поверхность зеркала имеет параболическую образующую с отношением $f/2R_1 = 0,38$, где r_1 – радиус зеркала ($2r_1=90$ см), f – фокусное расстояние. Облучатель выполнен в виде вибратора с рефлектором. Питание рефлектора осуществляется жестким коаксиальным фидером. Для выполнения условий осевой симметрии диаграммы направленности плечи вибраторов наклонены к фидеру. Конструкция облучателя допускает его перемещение вдоль фокальной оси зеркала. За счет этого реализовывалось необходимое для фокусировки квадратичное фазовое распределение по апертуре зеркала путем выноса облучателя из фокуса на величину смещения δ , которое при заданном расстоянии фокусировки d_0 равно [4]

$$\Delta = \frac{f^2}{D_0} \left[1 + \frac{f}{D_0} + \left(\frac{2R_1}{4f} \right)^2 \right].$$

Рассмотрим теперь конструкцию испытываемой ректенны. Она состоит из девяти однотипных модулей (три ряда и три этажа) и имеет квадратную форму с габаритным размером 0,7 м. Топология одного модуля изображена на рис. 4. В состав модуля входит 16 приемно-выпрямительных элементов (пвэ) (восемь параллельно включенных линеек, в каждой из которых последовательно соединены два пвэ). Элементы модуля располагаются в узлах решетки с треугольной сеткой и шагом $\lambda_0/2$ (λ_0 – длина волны). В качестве элемента модуля выбран петлевой вибратор над экраном со встречно включенными в его рассечки диодами 3A208A, имеющими допустимую мощность 0,5 Вт. Вибратор настраивался в резонанс совместно с емкостью диода. Особенность модуля состоит в том, что развязка выпрямительных схем ПВЭ и цепей постоянного тока в нем осуществляется за счет включения проводов схемы сбора мощности постоянного тока в точки нулевого потенциала вибраторов пистолькорса. Плата модуля изготавливалась из фольгированного стеклотекстолита ($\epsilon_r=6$) толщиной 2 мм и раз-

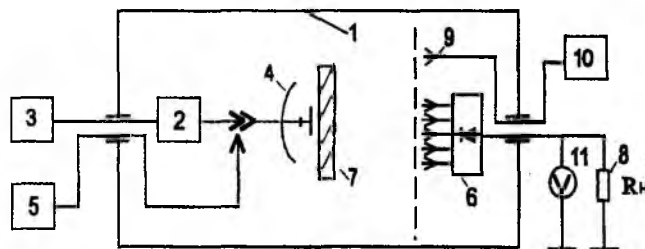


Рис. 3

мещалась над экраном на высоте 9 мм. Всего ректенна содержала 144 элемента. Конструктивно ректенна выполнена таким образом, что модули могут быть соединены между собой по постоянному току последовательно, параллельно или последовательно-параллельно. Кроме того, в ректенне предусмотрена возможность подключения своего сопротивления нагрузки к каждому модулю. Технологически возможно осуществить и подключение нагрузки по постоянному току к любой линейке модуля.

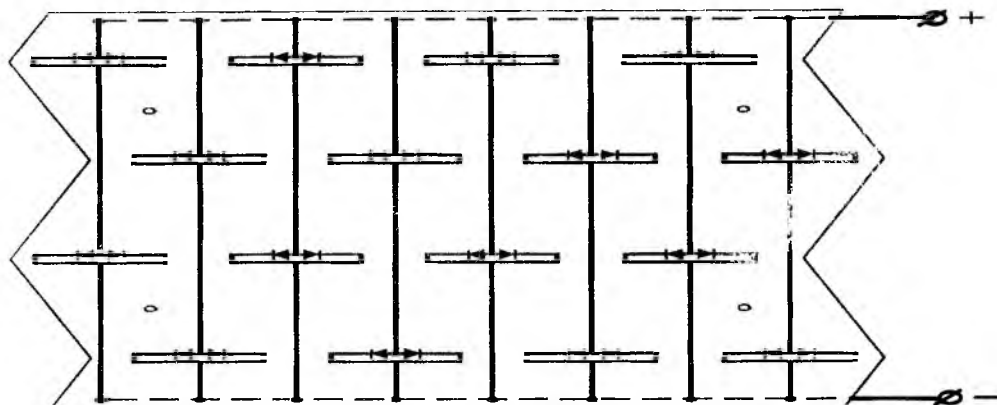


Рис. 4

Рассмотрим методику измерения КПД экспериментальной СПЭСЛ. Эта величина находится как отношения мощности постоянного тока в нагрузке ректенны к мощности излучения передающей антенны с указанием значения плотности потока мощности P в раскрыве ректенны при котором проводились измерения.

Реально мощность излучения определялась следующим образом. На место ректенны устанавливалась антенна измерителя плотности потока энергии (9), и при включенном СВЧ-генераторе фиксировался на индикаторном блоке (10) измерителя плотности потока энергии значение максимальной плотности потока мощности P_{\max} в центре апертуры ректенны. Требуемое значение P_{\max} и распределение поля по сечению пучка устанавливалось за счет выбора расстояния между апертурами передающей антенны и ректенны, а также за счет изменения толщины поглощающего экрана (7). Затем стандартным образом проводились измерения коэффициента затухания α в поглощающем экране, мощности P_r на выходе генератора СВЧ и коэффициента стоячей волны передающей антенны (на частоте 2,45 ГГц он равен 1,3). При соединении антенны с генератором использовались короткие отрезки жестких коаксиальных линий, тепловые потери в которых пренебрежимо малы, поэтому мощность излучения рассчитывалась по формуле

$$P_{\Sigma} = P_r (1 - \rho^2) / \alpha,$$

где ρ – модуль коэффициента отражения передающей антенны.

Мощность постоянного тока в нагрузке P_0 рассчитывалась по результатам измерения вольтметром (11) напряжения u_0 на сопротивлении r_n , а результирующий КПД $\eta = P_0 / P_{\Sigma}$.

Измерения КПД проводились при $d_0=3$ м, что при указанных габаритах передающей и приемной апертур соответствует $\tau=1,535$ и $P_{\max}=80$ Вт/м². На рис. 5 показаны экспериментальные кривые: распределения плотности потока мощности по сечению падающего на апертуру ректенны СВЧ-пучка (рис.5, а), зависимости мощности постоянного тока от сопротивления нагрузки ректенны при последовательном соединении модулей (рис.5, б) и мощности в нагрузке ректенны от дальности передачи (рис. 5, в).

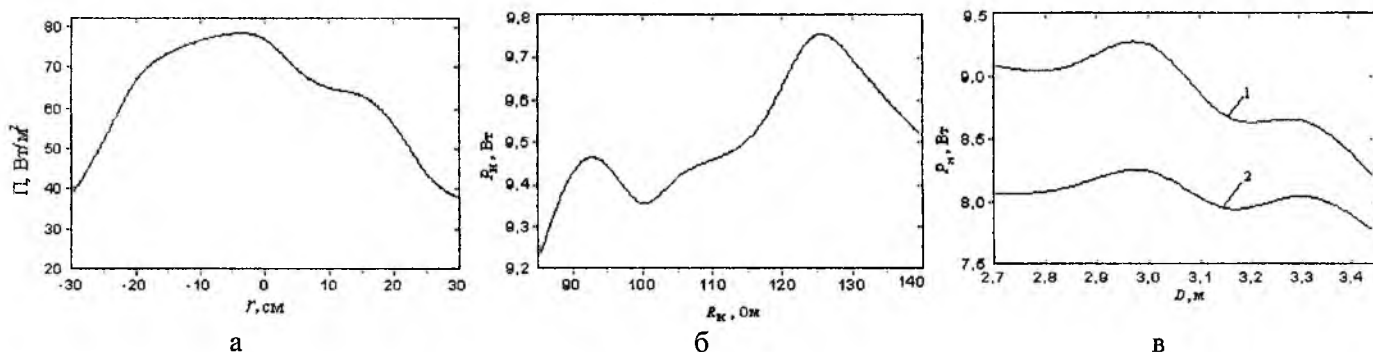


Рис. 5

Как видно из приведенных результатов, в экспериментальной установке удалось реализовать условия максимального результирующего КПД. Во-первых, распределение плотности потока мощности по апертуре ректенны является существенно неравномерным; во-вторых, наблюдается ярко выраженный максимум мощности постоянного тока от сопротивления нагрузки; в-третьих, при расстоянии фокусировки $d_0=3$ м мощность в нагрузке (т.е. И КПД) максимальна (рис. 5, в, кривая 1). Кривая 2 на рис. 5, в измерена при синфазном облучении апертуры передающей антенны (облучатель находится в фокусе параболы). Из сравнения результатов, отображенных на рис. 5, в, следует, что эффект фокусировки дает существенный выигрыш. При квадратичном фазовом распределении (кривая 1) в точке $d_0=3$ м измеренный КПД $\eta=52,5$ %, а при синфазном облучении $\eta=46$ %.

При проведении опытов выявлена также значительная зависимость мощности в нагрузке от дальности передачи энергии сфокусированным лучом (рис.5, в, кривая 1), в то время как при синфазном облучении апертуры передающей антенны мощность в нагрузке изменяется менее резко (рис.5, в, кривая 2). Последнее обстоятельство может стать определяющим при выборе способа передачи энергии в реальных космических системах БПЭ.

Проведенные экспериментальные исследования позволили отработать конструкции передающей антенны и модулей ректенны, которые могут применяться при демонстрационных экспериментах в космосе.

Список литературы: 1. Теоретические и экспериментальные исследования крупноапертурных антенных решеток /А.И. Лучанинов, В.М. Шокало, А.А. Коновальцев и др // Радиотехника. 1998. Вып. 106. С. 63-72. 2. Chang K., Patton A.D., Kennedy M.O. Demonstration of microwave power transmission in space // Int. Symp. On sps, paris, 1991.Р. 343-347. 3. Shifrin V.S., Shokalo V.M., Konovaltsev A.A. Ways of increase of rectenna efficiency / 46-th international Astronautical Congress, Oslo, Norway. 4. Корниенко Л.Г. Теория и техника направляющих и излучающих систем. Харьков. ХВУ, 1994. 625 с.

Харьковский национальный Университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 10.10.2001

СТРУКТУРНАЯ МОДЕЛЬ АНТЕННЫ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Введение

Важность исследования эффектов, возникающих в антеннах с нелинейными элементами (АНЭ), отмечалась неоднократно в целом ряде работ [1-4]. Наиболее общей математической моделью, удобной для теоретических исследований АНЭ, является модель на основе переменных состояния [1-3]. Согласно данной модели антенна описывается совокупностью двух систем уравнений – системой уравнений состояния (УС) и системой выходных уравнений. В ходе анализа АНЭ вначале необходимо решить систему уравнений состояния, а затем из выходных уравнений определить параметры и характеристики АНЭ.

Наиболее трудоемкий этап при этом – решение уравнений состояния, которое обычно проводится численными методами для каждого конкретного значения входного воздействия АНЭ. Усложнение схемы анализируемой антенны, увеличение числа нелинейных элементов (НЭ) в ней приводит к увеличению размерности системы УС и, как результат, к значительному возрастанию затрат времени, необходимого для ее решения. В определенной мере положение может быть улучшено, если учесть те или иные особенности схемы АНЭ – симметрию схемы, характер возбуждения и т.п. [2]. Однако и при этом остается основным недостаток численных методов – необходимость решения УС каждый раз заново при изменении входного воздействия. Поэтому вполне объясним интерес исследователей к аналитическим методам, которые позволяют для некоторого множества входных воздействий обойтись однократным решением системы УС. Найденное таким образом аналитическое решение уравнений состояния подставляется в систему выходных уравнений. Полученное вследствие этого соотношение, связывающее отклик АНЭ с ее входным воздействием и параметрами схемы, определяет структурную модель АНЭ.

До недавнего времени аналитическое решение УС удавалось реализовать лишь для нескольких простейших АНЭ при использовании ряда существенных ограничений, в значительной мере снизивших общность полученных структурных моделей.

Достаточно корректный метод аналитического решения уравнений состояния АНЭ предложен в работе [5] и получил свое дальнейшее развитие в [3]. Предложенные в [3,5] математические модели (ММ) описывают достаточно сложные АНЭ (в частности – антенные решетки с НЭ) при одночастотном и многочастотном возбуждении. Они базируются на использовании рядов Вольтерра в матричной формулировке, что определяет область эффективного использования их – анализ антенн, работающих в режиме слабой нелинейности. Это вполне приемлемо, например, для приемных АНЭ.

Основное предположение, принятое в [3,5] при построении ММ заключается в том, что характеристики НЭ описываются параметрами рассеяния. Однако зачастую НЭ более удобно описывать в терминах, отличных от параметров рассеяния (например, вольт-амперными, вольт-фарадными характеристиками и т.п.).

Целью настоящей работы является развитие метода аналитического решения уравнений состояния, предложенного в [5,3], и построение структурной модели АНЭ в предположении, что НЭ, входящие в состав антенны, могут описываться различными характеристиками. Это потребовало уточнения обобщенной схемы АНЭ, описания узлов, входящих в нее, что и рассмотрено в первой части работы. Затем получены системы уравнений состояния и выходных уравнений. Далее рассмотрено решение уравнений состояния и построение структурной модели АНЭ. В заключение работы приведены соотношения, позволяющие определить внешние характеристики АНЭ (ДН, КНД и т.д.).

Обобщенная схема АНЭ и описание ее блоков

В качестве исходной при построении структурной модели АНЭ выбрана введенная в [1] обобщенная схема антенны, содержащей нелинейные элементы (рис. 1). Она состоит из трех линейных (ЛМ-1, ЛМ-2, ЛМ-3) и одного нелинейного (НМ) многополюсников.

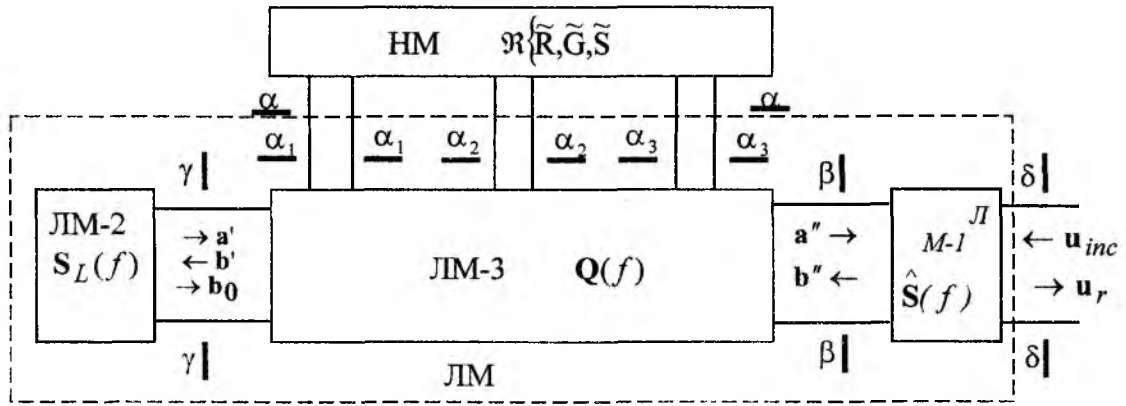


Рис. 1

Линейные многополосники ЛМ-1 и ЛМ-2 характеризует систему излучателей и нагрузки (и/или внутренние генераторы) АНЭ. ЛМ-1, также как и в [1], описывается на частоте f матрицей рассеяния $\hat{S}(f)$, связывающей векторы падающих $\mathbf{a}''(f)$ и отраженных $\mathbf{b}''(f)$ волн на входах системы излучателей (сечения $\beta - \beta$) и векторы сходящихся $\mathbf{u}_{inc}(f)$ и расходящихся $\mathbf{u}_r(f)$ (сечения $\delta - \delta$) “сферических волн свободного пространства”; системой ортонормированных ДН $\mathbf{e}(\theta, \varphi, f)$; системой парциальных ДН $\mathbf{f}(\theta, \varphi, f)$; ортогонализирующей матрицей токов $\mathbf{J}(f)$ [6]. Многополосник ЛМ-2 описывается матрицей рассеяния $\mathbf{S}_L(f)$, связывающей векторы падающих $\mathbf{a}'(f)$ и отраженных $\mathbf{b}'(f)$ волн на его входах. Вектор \mathbf{b}_0 описывает волны, создаваемые независимыми источниками, имеющимися в составе ЛМ-2.

Отличие схемы рис. 1 от рассмотренной в [1-3] заключается в описании многополосника НМ, содержащего нелинейные элементы, и многополосника ЛМ-3, объединяющего линейные элементы АНЭ, за исключением входящих в состав ЛМ-1 и ЛМ-2.

Многополосник НМ объединяет элементы, режимы входов которых характеризуются во временной области либо векторами токов $\mathbf{i}_{NL}(t)$ и напряжений $\mathbf{u}_{NL}(t)$, либо векторами падающих $\mathbf{a}_{NL}(t)$ и отраженных $\mathbf{b}_{NL}(t)$ волн. Поэтому для описания его свойств использованы следующие соотношения [7]:

$$\mathbf{i}_{NL}(t) = \tilde{\mathbf{G}}\{\mathbf{u}_{NL}(t)\}, \quad (1,а)$$

$$\mathbf{u}_{NL}(t) = \tilde{\mathbf{R}}\{\mathbf{i}_{NL}(t)\}, \quad (1,б)$$

$$\mathbf{b}_{NL}(t) = \tilde{\mathbf{S}}\{\mathbf{a}_{NL}(t)\}. \quad (1,в)$$

Здесь: $\tilde{\mathbf{G}}\{\cdot\}$, $\tilde{\mathbf{R}}\{\cdot\}$, $\tilde{\mathbf{S}}\{\cdot\}$ – нелинейные операторы, характеризующие НЭ при том или ином способе их описания. В дальнейшем предполагаем, что все выходы НМ (сечения $\alpha - \alpha$) разделены на три группы (сечения $\alpha_1 - \alpha_1$, $\alpha_2 - \alpha_2$ и $\alpha_3 - \alpha_3$). В первые две группы объединены входы, режимы которых описываются токами и напряжениями, связь между которыми определяется операторами $\tilde{\mathbf{G}}\{\cdot\}$ и $\tilde{\mathbf{R}}\{\cdot\}$, соответственно. В третьей группе режимы входов описываются падающими и отраженными волнами, связанными посредством оператора $\tilde{\mathbf{S}}\{\cdot\}$.

Прежде чем перейти к описанию многополосника ЛМ-3 определимся с векторами, характеризующими режимы различных групп его входов. При этом нужно иметь в виду, что режимы входов ЛМ-3, соединяемые с многополосниками ЛМ-1, ЛМ-2 (сечения $\beta - \beta$, $\gamma - \gamma$) и многополосником НМ (сечения $\alpha_1 - \alpha_1$, $\alpha_2 - \alpha_2$, $\alpha_3 - \alpha_3$) целесообразно характеризовать векторами, аналогичными тем, которые характеризуют режимы соответствующих входов присоединяемых к ЛМ-3 многопо-

люсников. Поэтому режимы входов в сечениях $\beta - \beta$, $\gamma - \gamma$ и $\alpha_3 - \alpha_3$ будем характеризовать векторами комплексных амплитуд падающих и отраженных волн – векторы $(\mathbf{a}''(f), \mathbf{b}''(f))$, $(\mathbf{a}'(f), \mathbf{b}'(f))$ и $(\mathbf{a}^{\alpha_3}(f), \mathbf{b}^{\alpha_3}(f))$, соответственно, а режимы входов в сечениях $\alpha_1 - \alpha_1$ и $\alpha_2 - \alpha_2$ – векторами токов и напряжений (векторы $\mathbf{i}^{\alpha_1}(f)$, $\mathbf{u}^{\alpha_1}(f)$ и $\mathbf{i}^{\alpha_2}(f)$, $\mathbf{u}^{\alpha_2}(f)$). С учетом вышесказанного, для описания многополюсника ЛМ-3, т.е. для описания связи между векторами $\mathbf{i}^{\alpha_1}(f)$, $\mathbf{u}^{\alpha_2}(f)$, $\mathbf{a}^{\alpha_3}(f)$, $\mathbf{b}''(f)$, $\mathbf{b}'(f)$, с одной стороны, и векторами $\mathbf{u}^{\alpha_1}(f)$, $\mathbf{i}^{\alpha_2}(f)$, $\mathbf{b}^{\alpha_3}(f)$, $\mathbf{a}''(f)$, $\mathbf{a}'(f)$, с другой стороны, введем в рассмотрение векторы

$$\mathbf{x}^\alpha(f) = \begin{pmatrix} \mathbf{i}^{\alpha_1}(f) \\ \mathbf{u}^{\alpha_2}(f) \\ \mathbf{a}^{\alpha_3}(f) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{y}^\alpha(f) = \begin{pmatrix} \mathbf{u}^{\alpha_1}(f) \\ \mathbf{i}^{\alpha_2}(f) \\ \mathbf{b}^{\alpha_3}(f) \end{pmatrix} \quad (2)$$

и смешанную матрицу $\mathbf{Q}(f)$, определяемую соотношением

$$\begin{pmatrix} \mathbf{y}^\alpha(f) \\ \mathbf{a}''(f) \\ \mathbf{a}'(f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\alpha\alpha}(f) & \mathbf{Q}_{\alpha\beta}(f) & \mathbf{Q}_{\alpha\gamma}(f) \\ \mathbf{Q}_{\beta\alpha}(f) & \mathbf{Q}_{\beta\beta}(f) & \mathbf{Q}_{\beta\gamma}(f) \\ \mathbf{Q}_{\gamma\alpha}(f) & \mathbf{Q}_{\gamma\beta}(f) & \mathbf{Q}_{\gamma\gamma}(f) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{x}^\alpha(f) \\ \mathbf{b}''(f) \\ \mathbf{b}'(f) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Уравнения состояния, выходные уравнения

Для схемы АНЭ в сечении $\alpha - \alpha$ должны выполняться условия соединения нелинейного многополюсника и ЛМ-3:

$$\begin{aligned} \mathbf{i}_{NL}^{\alpha_1}(t) &= -\mathbf{i}^{\alpha_1}(t); & \mathbf{u}_{NL}^{\alpha_1}(t) &= \mathbf{u}^{\alpha_1}(t); & \mathbf{i}_{NL}^{\alpha_2}(t) &= -\mathbf{i}^{\alpha_2}(t); \\ \mathbf{u}_{NL}^{\alpha_2}(t) &= \mathbf{u}^{\alpha_2}(t); & \mathbf{a}_{NL}^{\alpha_3}(t) &= \mathbf{b}^{\alpha_3}(t); & \mathbf{b}_{NL}^{\alpha_3}(t) &= \mathbf{a}^{\alpha_3}(t). \end{aligned}$$

Учитывая их, запишем соотношение, связывающее во временной области векторы $\mathbf{x}^\alpha(t)$ и $\mathbf{y}^\alpha(t)$ через характеристики нелинейного многополюсника, в виде:

$$\mathbf{x}^\alpha(t) = \mathfrak{R}\{\mathbf{y}^\alpha(t)\}. \quad (4)$$

Оператор $\mathfrak{R}\{\cdot\}$ в (4) определен следующим образом:

$$\mathfrak{R}\{\cdot\} = \begin{pmatrix} -\tilde{\mathbf{G}}\{\mathbf{E}^{\alpha_1}\cdot\} \\ \tilde{\mathbf{R}}\{-\mathbf{E}^{\alpha_2}\cdot\} \\ \tilde{\mathbf{S}}\{\mathbf{E}^{\alpha_3}\cdot\} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\mathbf{E}^{\alpha_1}, \mathbf{E}^{\alpha_2}, \mathbf{E}^{\alpha_3}$ – матрицы вида: $\mathbf{E}^{\alpha_1} = (\mathbf{E}, \mathbf{0}, \mathbf{0})$; $\mathbf{E}^{\alpha_2} = (\mathbf{0}, \mathbf{E}, \mathbf{0})$; $\mathbf{E}^{\alpha_3} = (\mathbf{0}, \mathbf{0}, \mathbf{E})$. (6)

\mathbf{E} – единичная матрица, порядок которой в (6) определяется числом входов нелинейного многополюсника в сечениях $\alpha_1 - \alpha_1$, $\alpha_2 - \alpha_2$, $\alpha_3 - \alpha_3$, соответственно.

Нами рассматривается периодический или почти периодический режимы АНЭ, т.е. предполагается, что антенна возбуждается на частотах f_k ($k = \overline{0, q}$) со стороны внешнего пространства (вектор $\mathbf{u}_{inc}(f_k)$) и (или) от внешних генераторов со стороны многополюсника ЛМ-1 (вектор $\mathbf{b}_0(f_k)$). В этом случае дальнейшие выкладки целесообразно проводить в частотной области.

Применив к (4) преобразование Фурье, получим

$$\mathbf{x}^\alpha(f) = \tilde{\mathfrak{R}}\{\mathbf{y}^\alpha(f)\}, \quad (7)$$

где $\tilde{\mathfrak{R}}$ – оператор, описывающий НМ в частотной области.

Соотношение (7) является исходным для получения системы уравнений состояния АНЭ. При этом необходимо учесть, что векторы $\mathbf{x}^\alpha(f)$ и $\mathbf{y}^\alpha(f)$ связаны через параметры линейного многополосника ЛМ (показан на рис. 1 пунктиром) соотношением

$$\mathbf{x}^\alpha(f) = (\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma)^{-1} \mathbf{y}^\alpha(f) + \hat{\mathbf{y}}^\alpha(f), \quad (8)$$

в котором $\hat{\mathbf{y}}^\alpha(f)$ – вектор, характеризующий внешние воздействия на АНЭ, пересчитанные к сечениям α - α . Он определяется выражением:

$$\hat{\mathbf{y}}^\alpha(f) = (\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma)^{-1} (\mathbf{Q}_{\alpha\delta}^\Sigma \mathbf{u}_{inc} + \mathbf{Q}_{\alpha\gamma}^\Sigma \mathbf{b}_0). \quad (9)$$

Соотношения для вычисления матриц $\tilde{\mathbf{Q}}$, \mathbf{Q}^A и \mathbf{Q}^Σ по известным параметрам многополосников ЛМ-1, ЛМ-2 и ЛМ-3 приведены в Приложении.

Выберем в качестве вектора переменных состояния вектор $\mathbf{y}^\alpha(f)$. Тогда систему уравнений состояния и выходных уравнений получим в виде:

$$(\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma)^{-1} \mathbf{y}^\alpha(f) + \hat{\mathbf{y}}^\alpha(f) - \tilde{\mathfrak{R}}\{\mathbf{y}^\alpha(f)\} = 0, \quad (10)$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a}'(f) \\ \mathbf{u}'_0(f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\alpha}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\alpha} \end{pmatrix} \left((\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma)^{-1} \mathbf{y}^\alpha(f) + \hat{\mathbf{y}}^\alpha(f_k) \right) + \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\gamma}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\gamma} \end{pmatrix} \mathbf{b}_0(f_k) + \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\delta}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\delta} \end{pmatrix} \mathbf{u}_{inc}(f_k). \quad (11)$$

Здесь: $\tilde{\mathfrak{R}}$ – оператор, описывающий нелинейный многополосник в частотной области.

Если известна зависимость вектора переменных состояния от входных воздействий в явном виде, т.е. известен оператор L , определяющий связь $\mathbf{y}^\alpha(f) = L(\hat{\mathbf{y}}^\alpha(f))$, то из (11) получим:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a}'(f) \\ \mathbf{u}'_r(f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\alpha}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\alpha} \end{pmatrix} \left((\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma)^{-1} L \left\{ \hat{\mathbf{y}}_0(f_k) \right\} + \hat{\mathbf{y}}^\alpha(f_k) \right) + \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\gamma}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\gamma} \end{pmatrix} \mathbf{b}_0(f_k) + \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\delta}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\delta} \end{pmatrix} \mathbf{u}_{inc}(f_k). \quad (12)$$

Видно, что (12) непосредственно связывает отклик АНЭ (векторы $\mathbf{a}'(f_k)$, $\mathbf{u}'_r(f_k)$) с входными воздействиями на нее, т.е. формально является структурной моделью АНЭ. Задача состоит в том, чтобы найти оператор L из решения (10).

Решение уравнений состояния

Для этого, прежде всего, запишем соотношение (7), характеризующее многополосник нелинейных элементов, с использованием рядов Вольтерра. Необходимо отметить, что нелинейный многополосник является многовходовым устройством и использование для его характеристики рядов Вольтерра в их традиционном виде [8,9] неправомерно. Поэтому для характеристики НМ как многовходового устройства введем в рассмотрение матричный ряд Вольтерра соотношением

$$\mathbf{x}^\alpha(f) = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mathbf{Q}}_n(f_1, \dots, f_n) \mathbf{D}_n(f_1, \dots, f_n) \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i. \quad (13)$$

Здесь $\hat{\mathbf{Q}}_n(f_1, \dots, f_n)$ – многомерная смешанная матрица (МСМ) нелинейного многополосника порядка n на частоте $(f_1 + f_2 + \dots + f_n)$; $\mathbf{D}_n(f_1, \dots, f_n)$ – вектор возбуждения.

Элементы вектора возбуждения $\mathbf{D}_n(f_1, \dots, f_n)$, по аналогии с обычным рядом Вольтерра, записываются в виде произведения n падающих волн на какие-либо n из M входов нелинейного многополосника:

$$D_{np}(f_1, \dots, f_n) = \prod_{i=1}^n y_{k_i}^\alpha(f_i), \quad (14)$$

где $y_{k_i}^\alpha(f_i)$ – воздействие на k_i -м входе. Индекс p означает номер элемента вектора $\mathbf{D}_n(f_1, \dots, f_n)$.

Номера входов нелинейного многополосника k_i , воздействия на которые используются для формирования элемента вектора возбуждения, изменяются от элемента к элементу методом упорядоченного перебора. При этом (с целью исключения повторяющихся элементов в $\mathbf{D}_n(f_1, \dots, f_n)$) на их значение накладывается ограничение [5]:

$$k_1 \leq k_2 \leq k_3 \leq \dots \leq k_n.$$

Например, если $M=n=3$, матрица-столбец возбуждения в функционале Вольтерра выглядит следующим образом:

$$\left[\begin{array}{l} y_1^\alpha(f_1)y_1^\alpha(f_2)y_1^\alpha(f_3); y_1^\alpha(f_1)y_1^\alpha(f_2)y_2^\alpha(f_3); y_1^\alpha(f_1)y_1^\alpha(f_2)y_3^\alpha(f_3); \\ y_1^\alpha(f_1)y_2^\alpha(f_2)y_2^\alpha(f_3); y_1^\alpha(f_1)y_2^\alpha(f_2)y_3^\alpha(f_3); y_1^\alpha(f_1)y_3^\alpha(f_2)y_3^\alpha(f_3); \\ y_2^\alpha(f_1)y_2^\alpha(f_2)y_2^\alpha(f_3); y_2^\alpha(f_1)y_2^\alpha(f_2)y_3^\alpha(f_3); y_2^\alpha(f_1)y_3^\alpha(f_2)y_3^\alpha(f_3); \\ y_3^\alpha(f_1)y_3^\alpha(f_2)y_3^\alpha(f_3) \end{array} \right]_p.$$

Зависимость между номером p элемента вектора $\mathbf{D}_n(f_1, \dots, f_n)$ и номерами входов нелинейного многополосника k_i , воздействия на которые используются для формирования этого элемента, задается соотношением [5]:

$$p = C_{M+n-1}^n - \sum_{l=1}^n C_{M+l-1-k_{n-l+1}}^l, \quad (15)$$

где C_M^n – биномиальные коэффициенты; n – порядок функционала Вольтерра.

Соотношение (15) определяет также число элементов вектора $\mathbf{D}_n(f_1, \dots, f_n)$ (или, что то же самое, число столбцов матрицы $\hat{\mathbf{Q}}_n(f_1, \dots, f_n)$):

$$P_{\max} = C_{M+n-1}^n = \frac{(M+n-1)!}{n!(M-1)!}. \quad (16)$$

Введенные в рассмотрение многомерные смешанные матрицы $\hat{\mathbf{Q}}_n(f_1, \dots, f_n)$ представляют собой ядра функционалов Вольтерра. Их элементы определяются по известным характеристикам нелинейного многополосника и учитывают взаимодействие сигналов, воздействующих на различные входы устройства при образовании комбинационных компонент в отклике на том или ином входе. В общем случае матрица $\hat{\mathbf{Q}}_n(f_1, \dots, f_n)$ – прямоугольная матрица размерности $M \times p_{\max}$. Элемент, находящийся на пересечении i -й строки и j -го столбца данной матрицы, характеризует способность нелинейного многополосника создавать на своем i -ом входе отклик с комбинационной частотой $(f_i + f_2 + \dots + f_n)$ по отношению к сигналам с частотами f_1, f_2, \dots, f_n , воздействующими на входы НМ с номерами, которые однозначно связаны с номером j [5].

В отличие от количества строк МСМ, которое всегда равно количеству входов нелинейного многополосника M , количество ее столбцов зависит как от количества входов НМ, так и от порядка МСМ. Для $n=1$ $\hat{Q}_1(f)$ – квадратная матрица, она тождественна линейной смешанной матрице.

Заметим, что введенные в данной работе для характеристики нелинейного многополосника многомерные смешанные матрицы являются обобщением трех видов многомерных матриц – матриц импедансов, матриц проводимостей и матриц рассеяния на случай описания режимов входов НМ смешанной системой параметров. В частном случае, когда режимы входов НМ описываются какой-либо одной системой параметров, МСМ приводятся к той или иной из вышеназванных матриц. Например, если режимы на входах нелинейного многополосника характеризуются падающими и отраженными волнами как в [3,5], то МСМ переходят в многомерные матрицы рассеяния, свойства которых подробно рассмотрены в [3].

Представим теперь искомое решение уравнений состояния тоже в виде разложения в ряд Вольтерра. Такое представление допустимо в силу того, что (7) является соотношением, описывающим всю антенну в целом как единый нелинейный многополосник, если $x^\alpha(f)$ и $y^\alpha(f)$ связаны посредством (8). Для данного многополосника $y^\alpha(f)$ – вектор воздействий, а $x^\alpha(f)$ – вектор отклика. Связь этих векторов с вектором внешних воздействий $\hat{y}^\alpha(f)$ представим подобно (13):

$$y^\alpha(f) = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} Y_n(f_1, \dots, f_n) U_n(f_1, \dots, f_n) \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i, \quad (17)$$

$$x^\alpha(f) = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} X_n(f_1, \dots, f_n) U_n(f_1, \dots, f_n) \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i. \quad (18)$$

Здесь, соответственно, $Y_n(f_1, \dots, f_n)$ и $X_n(f_1, \dots, f_n)$ – ядра функционалов; $U_n(f_1, \dots, f_n)$ – вектор, характеризующий возбуждение всей АНЭ, элементы которого, по аналогии с элементами вектора $D_n(f_1, \dots, f_n)$, выражаются следующим образом:

$$U_{np}(f_1, \dots, f_n) = \prod_{i=1}^n y_{k_i}^{\alpha}(f_i). \quad (19)$$

Заметим, что в соотношениях (17) и (18) вектор $U_n(f_1, \dots, f_n)$ известен, так как его элементы выражаются через исходные величины – параметры линейных многополосников АНЭ (матрицы $\hat{S}(f)$, $S_L(f)$ и $Q(f)$) и векторы внешнего воздействия $b_0(f)$, $u_{inc}(f)$. Неизвестными являются только многомерные матрицы $Y_n(f_1, \dots, f_n)$ и $X_n(f_1, \dots, f_n)$, определив которые можно затем из (17) найти искомый вектор переменных состояния. В качестве первого шага решения уравнений состояния найдем соотношение между матрицами $Y_n(f_1, \dots, f_n)$, $X_n(f_1, \dots, f_n)$ и многомерными матрицами $\hat{Q}_n(f_1, \dots, f_n)$, характеризующими многополосник нелинейных элементов. Для этого воспользуемся методом гармонических испытательных сигналов [8], учитывая, что нами рассматриваются только периодический или почти-периодический режимы возбуждения АНЭ. Уравнением, связывающим $Y_n(f_1, \dots, f_n)$ и $X_n(f_1, \dots, f_n)$ с параметрами нелинейного многополосника, является уравнение (13), а связь с параметрами линейных многополосников и источниками возбуждения задается соотношением (8).

Воздействие на i -й вход НМ $y_i^\alpha(f)$, используя (17), запишем в виде

$$y_i^\alpha(f) = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} Y_n^i(f_1, \dots, f_n) U_n(f_1, \dots, f_n) \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i. \quad (20)$$

Здесь $\mathbf{Y}_n^i(f_1, \dots, f_n)$ – i -я строка матрицы $\mathbf{Y}_n(f_1, \dots, f_n)$.

Подставив (20) в (14), получим:

$$\begin{aligned}
 D_{np}(f_1, \dots, f_n) &= \prod_{i=1}^n \left(\sum_{l_i=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{Y}_{l_i}^{k_i}(f'_1, \dots, f'_{l_i}) \mathbf{U}_{l_i}(f'_1, \dots, f'_{l_i}) \delta(f_i - f'_1 - \dots - f'_{l_i}) \prod_{p=1}^{l_i} df'_p \right) = \\
 &= \sum_{l_1=1}^{\infty} \dots \sum_{l_n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{Y}_{l_1}^{k_1}(f'_1, \dots, f'_{l_1}) \mathbf{U}_{l_1}(f'_1, \dots, f'_{l_1}) \delta(f_1 - f'_1 - \dots - f'_{l_1}) \prod_{p=1}^{l_1} df'_p \times \\
 &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{Y}_{l_2}^{k_2}(f'_1, \dots, f'_{l_2}) \mathbf{U}_{l_2}(f'_1, \dots, f'_{l_2}) \delta(f_1 - f'_1 - \dots - f'_{l_2}) \prod_{p=1}^{l_2} df'_p \dots \\
 &\quad \dots \times \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{Y}_{l_n}^{k_n}(f'_1, \dots, f'_{l_n}) \mathbf{U}_{l_n}(f'_1, \dots, f'_{l_n}) \delta(f_1 - f'_1 - \dots - f'_{l_n}) \prod_{p=1}^{l_n} df'_p
 \end{aligned} \tag{21}$$

Таким образом, нами получено выражение, связывающее p -й элемент вектора $\mathbf{D}_n(f_1, \dots, f_n)$, входящего в уравнение (13), с матрицами $\mathbf{Y}_n(f_1, \dots, f_n)$. Для того, чтобы получить искомую связь между

$\mathbf{Y}_n(f_1, \dots, f_n)$, $\mathbf{X}_n(f_1, \dots, f_n)$ и матрицами $\hat{\mathbf{Q}}_n(f_1, \dots, f_n)$, необходимо (18) и (21) подставить в (13), для чего последнее удобно записать в виде:

$$\mathbf{x}^\alpha(f) = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{p=1}^{p_{\max}} \hat{\mathbf{Q}}_n^p(f_1, \dots, f_n) D_{np}(f_1, \dots, f_n) \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i, \tag{13,a}$$

где $\hat{\mathbf{Q}}_n^p(f_1, \dots, f_n)$ – столбец матрицы $\hat{\mathbf{Q}}_n(f_1, \dots, f_n)$ с номером p . Выполнив указанную подстановку, необходимо проинтегрировать полученное выражение с учетом свойств δ -функции и выделить после этого в явном виде первое слагаемое суммы в его правой части. В результате таких преобразований связь рассматриваемых многомерных матриц будет представлена следующим образом (для сокращения записи приведем выражение не для полного ряда Вольтерра, а только для функционала порядка n):

$$\begin{aligned}
 &\int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{X}_n(f_1, \dots, f_n) \mathbf{U}_n(f_1, \dots, f_n) \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i = \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mathbf{Q}}_1(f_1 + \dots + f_n) \mathbf{Y}_n(f_1, \dots, f_n) \mathbf{U}_n(f_1, \dots, f_n) \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i + \\
 &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n) \mathbf{U}_n(f_1, \dots, f_n) \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i
 \end{aligned} \tag{22}$$

Здесь $\hat{\mathbf{Q}}_1(f_1 + \dots + f_n)$ – линейная (малосигнальная) смешанная матрица нелинейного многополосника на частоте $f_1 + f_2 + \dots + f_n$.

Выражение (22) характеризует свойства АНЭ на частоте $f_1 + f_2 + \dots + f_n$. Первое слагаемое в правой части выражения описывает ее линейные свойства, а второе – нелинейные, т.е. способность нелинейного многополосника создавать сигналы комбинационной частоты $f_1 + f_2 + \dots + f_n$ в сечении α - α линий передачи, соединяющих ЛМ и НМ.

Применив к (22) метод гармонических испытательных сигналов, получим соотношение, связывающее матрицы $\mathbf{Y}_n(f_1, \dots, f_n)$, $\mathbf{X}_n(f_1, \dots, f_n)$ и матрицу $\hat{\mathbf{Q}}_n(f_1, \dots, f_n)$, в окончательном виде

$$\mathbf{X}_n(f_1, \dots, f_n) = \hat{\mathbf{Q}}_1(f_1 + \dots + f_n) \mathbf{Y}_n(f_1, \dots, f_n) + \mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n). \tag{23}$$

Многомерные матрицы $\mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n)$, входящие в (23), определяются из выражений:

$$\mathbf{H}_1(f_1) \equiv 0, \tag{24}$$

$$\begin{aligned}
& \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n) \mathbf{U}_n(f_1, \dots, f_n) \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i = \\
& = \sum_{m=2}^n \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{p=1}^{p_{max}} \sum_{l_1=1}^{n-m+1} \dots \sum_{l_m=1}^{n-m+1 \wedge p} \mathbf{Q}_m(f_1 + \dots + f_{l_1}, f_{l_1+1} + \dots + f_{l_1+l_2}, \dots \\
& \dots, f_{l_1+l_2+\dots+l_{m-1}+1} + \dots + f_{l_1+l_2+\dots+l_{m-1}}) \left\{ \mathbf{Y}_{l_1}^{k_1}(f'_1, \dots, f'_{l_1}) \mathbf{U}_{l_1}(f'_1, \dots, f'_{l_1}) \right\} \times \\
& \quad \times \left\{ \mathbf{Y}_{l_2}^{k_2}(f'_{l_1+1}, \dots, f'_{l_1+l_2}) \mathbf{U}_{l_2}(f'_{l_1+1}, \dots, f'_{l_1+l_2}) \right\} \times \\
& \quad \times \left\{ \mathbf{Y}_{l_m}^{k_m}(f'_{l_1+l_2+\dots+l_{m-1}+1}, \dots, f'_{l_1+l_2+\dots+l_m}) \mathbf{U}_{l_m}(f'_{l_1+l_2+\dots+l_{m-1}+1}, \dots, f'_{l_1+l_2+\dots+l_m}) \right\} \times \\
& \quad \times \delta(f - f_1 - f_2 - \dots - f_{l_1+\dots+l_m}) \prod_{i=1}^{l_1+\dots+l_m} df_i
\end{aligned} \tag{25}$$

причем индексы суммирования в (25) должны удовлетворять следующим условиям:

$$\sum_{i=1}^n l_i = n, m \leq n, l_i \leq n - m + 1. \tag{26}$$

Несмотря на громоздкость, выражение (25) путем ряда преобразований [5] приводится к виду, удобному для программирования. Это позволило разработать для вычисления матрицы $\mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n)$ эффективный алгоритм и программу расчета. Из (25) с учетом (26) следует важное свойство матрицы $\mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n)$, а именно – она вычисляется с использованием матриц $\mathbf{Y}_n(f_1, \dots, f_n)$ меньшего порядка, чем порядок матрицы $\mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n)$. Это свидетельствует о том, что (23) определяет рекуррентную процедуру нахождения многомерных смешанных матриц, суть которой заключается в следующем. На первом шаге, при $n=1$, из (23) с учетом (24):

$$\mathbf{X}_1(f_1) = \hat{\mathbf{Q}}_1(f_1) \mathbf{Y}_1(f_1) \tag{27}$$

или, приняв во внимание (17) и (18),

$$\mathbf{x}^\alpha(f_1) = \hat{\mathbf{Q}}_1(f_1) \mathbf{y}^\alpha(f_1). \tag{28}$$

Подставив в данное выражение $\mathbf{x}^\alpha(f_1)$ из (8), получим:

$$\mathbf{Y}_1(f_1) = \mathbf{y}^\alpha(f_1) = \left[\hat{\mathbf{Q}}_1(f_1) - [\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma(f_1)] \right]^{-1} \hat{\mathbf{y}}^\alpha(f_1). \tag{29}$$

Видно, что $\mathbf{Y}_1(f_1)$ вычисляется по известным, исходным для анализа АНЭ величинам. Далее по найденному $\mathbf{Y}_1(f_1)$ из (25) рассчитываются матрицы $\mathbf{H}_2(f_1, f_2)$, необходимые для вычисления $\mathbf{Y}_2(f_1, f_2)$ на втором шаге рекуррентной процедуры, который, как и первый шаг, выполняется по (23) с использованием (8). Все последующие шаги выполняются аналогично.

Данный процесс имеет наглядную физическую интерпретацию. Как видно из (29), матрица $\mathbf{Y}_1(f_1)$, определенная на первом шаге, представляет собой матрицу-столбец (вектор), который описывает реакцию АНЭ в сечении $\hat{\alpha} - \alpha$ на внешние воздействия $\hat{\mathbf{y}}^\alpha(f_1)$ без образования новых частот в отклике устройства, т.е. в режиме слабого сигнала, когда нелинейными эффектами можно пренебречь. В ходе дальнейших шагов ($n \geq 2$) вычисления проводятся с использованием (23) при $\mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n) \neq 0$.

Для того, чтобы выяснить смысл матриц $\mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n)$, запишем (23) в несколько ином виде, а именно:

$$\mathbf{X}_n^l(f_1, \dots, f_n) = \hat{\mathbf{Q}}_1(f_1, \dots, f_n) \mathbf{Y}_n^l(f_1, \dots, f_n) + \mathbf{H}_n^l(f_1, \dots, f_n), \quad l = \overline{1, q_{\max}}, \quad (30)$$

где: $\mathbf{X}_n^l(f_1, \dots, f_n)$, $\mathbf{Y}_n^l(f_1, \dots, f_n)$ и $\mathbf{H}_n^l(f_1, \dots, f_n)$ – столбцы с номером l соответствующих многомерных матриц.

Из сравнения (30) с (8) видно, что они сходны по своей структуре. Следовательно, каждое из соотношений (30) описывает реакцию АНЭ $\mathbf{X}_n^l(f_1, \dots, f_n)$ в сечении $\alpha - \alpha$ на возбуждение ее с частотой $f_1 \neq f_2 \neq \dots \neq f_n$ источниками $\mathbf{H}_n^l(f_1, \dots, f_n)$, включенными в этом же сечении, т.е. каждый столбец многомерной матрицы $\mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n)$ можно рассматривать как некоторый вектор источников сигналов комбинационных частот, возникающих на нелинейных элементах. Сами же матрицы $\mathbf{H}_n(f_1, \dots, f_n)$ являются матрицами преобразования входного воздействия на АНЭ в ее отклик на комбинационных частотах в сечении $\alpha - \alpha$.

Таким образом, на первом этапе решения уравнений состояния нами найдены ядра функционалов Вольтерра $\mathbf{Y}_n(f_1, \dots, f_n)$, необходимые для определения вектора переменных состояния $\mathbf{y}^\alpha(f)$ по (17). Второй этап заключается в преобразовании (17) с учетом конкретного вида входного воздействия на АНЭ.

В связи с тем, что вектор $\hat{\mathbf{y}}^\alpha(f_k)$ есть линейное преобразование векторов $\mathbf{u}_{inc}(f_k)$ и $\mathbf{b}_0(f_k)$ (см. (9)), при котором, как известно, не происходит образования новых спектральных составляющих в отклике, то полное воздействие $\hat{\mathbf{y}}^\alpha(f)$ на r -м входе многополосника НМ имеет вид:

$$\hat{y}_r^\alpha(f) = \frac{1}{2} \left[\sum_{k=0}^q \hat{y}_{r,k}^\alpha \delta(f - f_k) + \sum_{k=0}^q (\hat{y}_{r,k}^\alpha)^* \delta(f - f_k) \right], \quad (31)$$

где $\hat{y}_{r,k}^\alpha$ – элемент вектора $\hat{\mathbf{y}}^\alpha(f_k)$ с номером r , характеризующий воздействие с частотой f_k на r -м входе НМ.

С целью большей компактности последующих выкладок запишем (31) в несколько иной форме. Введем два вектора \mathbf{y}^0 и $\boldsymbol{\zeta}$, компоненты которых определены следующим образом

$$\left. \begin{aligned} [\hat{y}_{r,1}^0, \hat{y}_{r,2}^0, \dots, \hat{y}_{r,2(q+1)}^0] &= \left[(\hat{y}_{r,q}^\alpha)^*, (\hat{y}_{r,q-1}^\alpha)^*, \dots, (\hat{y}_{r,0}^\alpha)^*, \hat{y}_{r,0}^\alpha, \dots, \hat{y}_{r,q}^\alpha \right] \\ [\zeta_{r,1}, \zeta_{r,2}, \dots, \zeta_{r,2(q+1)}] &= [-f_{r,q}, -f_{r,q-1}, \dots, -f_{r,0}, f_{r,0}, \dots, f_{r,q}] \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Тогда

$$\hat{y}_r^\alpha(f) = \frac{1}{2} \left[\sum_{k=1}^{2(q+1)} y_{r,k}^0 \delta(f - \zeta_k) \right]. \quad (33)$$

Теперь можно определить p -й элемент вектора $\mathbf{U}_n(f_1, \dots, f_n)$, входящего в (17). Для этого подставим (33) в (19) и после группировки слагаемых, отличающихся только перестановкой частот, получим:

$$U_{np}(f_1, \dots, f_n) = \prod_{i=1}^n \mathfrak{F}_{k_i}^\alpha(f_i) = \frac{1}{2^n} \sum_{k_1=1}^{2(q+1)} \dots \sum_{k_n=k_{n-1}}^{2(q+1)} K_v^n \prod_{i=1}^n y_{r,k_i}^0 \delta(f_i - \zeta_{k_i}). \quad (34)$$

Здесь K_v^n – коэффициент, равный $K_v^n = (n; k_1, k_2, \dots, k_n) = \frac{n!}{v_1! v_2! \dots v_n!}$, $k_i \leq k_{i+1}$; v_i – числа, показывающие количество повторений одинаковых индексов k_i .

Общее число слагаемых в сумме (34) вычисляется из соотношения:

$$N_\Sigma = C_{2q+n+1}^n = \frac{(2q+n+1)!}{n!(2q+1)!}.$$

Итак, с учетом конкретного внешнего воздействия определены элементы вектора $U_n(f_1, \dots, f_n)$.

Следовательно, известны все величины, необходимые для того, чтобы получить $y^\alpha(f)$ в явном виде. Однако прежде чем сделать это, запишем (17) несколько иначе, так как непосредственная подстановка (34) в (17) невозможна. Более удобным является представление (17) в виде суммы произведений столбцов матрицы $Y_n(f_1, \dots, f_n)$ на элементы вектора $U_n(f_1, \dots, f_n)$:

$$y^\alpha(f) = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{p=1}^{p_{\max}} Y_n^p(f_1, \dots, f_n) U_{np}(f_1, \dots, f_n) \times \delta(f - f_1 - \dots - f_n) \prod_{i=1}^n df_i \quad (17, a)$$

Подставив теперь (34) в (17, a) и вычислив интегралы с использованием свойств δ -функции, получим:

$$y^\alpha(f) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2^n} \sum_p^{p_{\max}} \sum_{k_1=v_1}^{2(p+1)} \dots \sum_{k_n=v_n}^{2(p+1)} K_v^n Y_n^p(f_1, \dots, f_n) \times \left(\prod_{i=1}^n y_{p, k_i}^0 \right) \tilde{\delta}(f - \sum_{j=1}^n \zeta_{k_j}), \quad (35)$$

где $\tilde{\delta}(x)$ – функция, которая определяется следующим образом:

$$\tilde{\delta}(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x = 0 \\ 0 & \text{при } x \neq 0 \end{cases}.$$

Выражение (35) непосредственно связывает вектор переменных состояния с внешними воздействиями на АНЭ, т.е. представляет собой искомое решение уравнений состояния в явном виде. Иными словами, нами найден оператор L , необходимый для построения структурной модели АНЭ. Заключительный этап – это запись соотношения (12) с учетом (35). В результате имеем:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a}'(f) \\ \mathbf{u}_r(f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\alpha}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\alpha} \end{pmatrix} (\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma)^{-1} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2^n} \sum_p^{p_{\max}} \sum_{k_1=v_1}^{2(p+1)} \dots \sum_{k_n=v_n}^{2(p+1)} K_v^n Y_n^p(f_1, \dots, f_n) \times \right. \\ \left. \times \left(\prod_{i=1}^n y_{p, k_i}^0 \right) \tilde{\delta}(f - \sum_{j=1}^n \zeta_{k_j}) \right] + \left[\begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\alpha}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\alpha} \end{pmatrix} \right]^{\wedge \alpha} \mathbf{y}^\alpha(f) + \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\gamma}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\gamma} \end{pmatrix} \mathbf{b}_0(f) + \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\delta}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\delta} \end{pmatrix} \mathbf{u}_{\text{inc}}(f) \right] \tilde{\delta}(f - f_k) \quad (36)$$

Соотношение (36) – структурная модель АНЭ при периодическом, или почти-периодическом внешнем возбуждении. Проанализируем ее свойства.

Из вида правой части (36) следует, что вектор выходных параметров, характеризующий отклик антенны, состоит из двух слагаемых. Для того чтобы выяснить их смысл, предположим вначале, что нелинейный многополосник отключен, а входы линейного многополосника ЛМ-3 в сечении $\alpha - \alpha$ имеют соответствующие нагрузки (входы в сечении $\alpha_1 - \alpha_1$ (рис. 1) разомкнуты, входы в сечении $\alpha_2 - \alpha_2$ замкнуты, а входы в сечении $\alpha_3 - \alpha_3$ нагружены на неотражающие нагрузки). Тогда слагаемое в первых квадратных скобках правой части (36) обращается в нуль, и (36) приводится к виду:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a}'(f_k) \\ \mathbf{u}_r(f_k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{a}'(f_k) \\ \mathbf{u}_r(f_k) \end{pmatrix}_{\text{ЛМ}} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\alpha}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\alpha} \end{pmatrix} \mathbf{y}^\alpha(f_k) + \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\gamma}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\gamma} \end{pmatrix} \mathbf{b}_0(f_k) + \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\delta}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\delta} \end{pmatrix} \mathbf{u}_{\text{inc}}(f_k), \quad \forall k = \overline{0, q}. \quad (37)$$

В данном случае структурная модель представляет собой совокупность из $(q+1)$ независимых соотношений, каждое из которых характеризует на соответствующей частоте внешнего воздействия ту часть суммарного отклика антенны, которая не зависит от нелинейных элементов, режима их работы, а обусловлена только параметрами линейной части антенны. На частотах, не совпадающих с частотами внешнего возбуждения, эта часть отклика отсутствует, т.е. для частот, которые появились в отклике антенны из-за наличия в ней нелинейных элементов, структурная модель АНЭ описывается зависимостью

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a}'(f) \\ \mathbf{u}_r(f) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\alpha}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\alpha} \end{pmatrix} (\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma)^{-1} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2^n} \sum_p^{P_{max}} \sum_{k_1=v_1}^{2(p+1)} \dots \sum_{k_n=v_n}^{2(p+1)} K_v^n \mathbf{Y}_n^p(f_1, \dots, f_n) \times \right. \\ \left. \times \left(\prod_{i=1}^n y_{p,k_i}^0 \right) \tilde{\delta} \left(f - \sum_{j=1}^n \zeta_{k_j} \right) \right] \quad (38)$$

Рассмотрим более подробно первое слагаемое в правой части (36). Из выражения в квадратных скобках следует, что отклик АНЭ представляет собой сумму откликов различного порядка, соответствующих порядку функционала Вольтерра. При $n=1$, учитывая (29), получим:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a}'(f_k) \\ \mathbf{u}_r(f_k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{\gamma\alpha}^A \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{\delta\alpha} \end{pmatrix} (\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma)^{-1} \left[\hat{\mathbf{Q}}_1(f_k) - (\mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma)^{-1} \right]^{-1} \hat{\mathbf{y}}^\alpha(f_k) + \begin{pmatrix} \mathbf{a}'(f_k) \\ \mathbf{u}_r(f_k) \end{pmatrix}_{\text{ЛМ}}, \quad \forall k = \overline{0, q}. \quad (39)$$

Соотношение (39) определяет линейную модель АНЭ, соответствующую очень слабым внешним воздействиям. Эта модель описывает антенну только на частотах внешних воздействий и, по сути, соответствует схеме рис. 1, в которой многополюсник НМ имеет линейные характеристики. При увеличении уровня внешнего воздействия необходимо учитывать последующие члены ряда Вольтерра, т.е. учитывать отклики более высоких порядков. Как отмечалось выше, эта процедура носит рекуррентный характер, что весьма удобно при формировании структурных моделей различного уровня адекватности. Построение модели более высокого уровня сложности осуществляется путем наращивания предыдущей, не затрагивая при этом моделей более низкого уровня. Это обстоятельство является прямым следствием использования рядов Вольтерра при построении структурной модели.

Основным моментом, определяющим на практике эффективность анализа АНЭ с использованием структурной модели, является возможность описания характеристик НМ конечным степенным рядом малой размерности. Поэтому такая модель удобна при исследовании многочастотного малосигнального возбуждения АФАР, например, для расчета поля рассеяния приемных АФАР на комбинационных частотах, их характеристик по побочным каналам приема и т.п. Более того, именно при анализе малосигнального режима АНЭ структурная модель имеет существенное преимущество перед моделью, основанной на численном решении уравнений состояния. Зачастую, если внешний сигнал мал, при численном решении УС в ходе итерационного процесса возможна потеря точности вычислений, что не позволяет дать корректную оценку высших гармоник, уровень которых ниже уровня основного сигнала менее чем $-40 \dots -60$ дБ. Структурная модель дает устойчивые результаты величины гармоник или комбинационных составляющих до уровней порядка $-100 \dots -150$ дБ от уровня основного сигнала.

Выходные характеристики АНЭ

Следует отметить, что наличие в составе антенн нелинейных элементов приводит к тому, что АНЭ является невзаимным устройством, и характеристики приемных и передающих антенн следует определить отдельно. Ниже определены характеристики приемных антенн, т.к. описываемый в настоящей статье метод наиболее целесообразно применять для анализа антенн именно этого класса. Перед тем, как непосредственно перейти к определению характеристик приемных АНЭ, заметим следующее. Как видно из полученных ранее соотношений, любая АНЭ является источником сигналов комбинационных частот, которые генерируются на нелинейных элементах. Таким образом, АНЭ на комбинационных частотах может быть представлена схемой рис. 1, в которой в сечении α - α вместо многополюсника НМ включены генераторы сигналов комбинационных частот. Далее эти сигналы проходят через многополюсник ЛМ-3 и попадают на вход многополюсника нагрузки ЛМ-2 (вектор $\mathbf{a}'(f)$) и приводят к образованию побочных каналов приема. Кроме этого, сигналы комбинационных

частот, прошедшие через многополосник ЛМ-3, попадают на вход излучателей (многополосник ЛМ-1) и, соответственно, излучаются в свободное пространство (вектор $\mathbf{u}_r(f)$), что ведет к образованию побочных излучений. Следовательно, наличие нелинейных элементов в составе антенны и возникающие из-за этого нелинейные эффекты требуют большого числа характеристик для описания АНЭ. При этом следует также учитывать, что характеристики АНЭ зависят от уровня входного воздействия существенно нелинейным образом.

Перейдем теперь непосредственно к характеристикам приемных АНЭ. Одной из важнейших характеристик является диаграмма направленности (ДН). ДН относительно k -го входа ЛМ-2 описывается k -м элементом $\mathbf{a}'(f_0)$. Здесь f_0 – рабочая частота антенны. Кроме ДН на рабочей частоте приемные АНЭ характеризуются также диаграммами направленности на частотах побочных каналов приема. Эти диаграммы также описываются компонентами вектора $\mathbf{a}'(f_0)$, вычисленными для выбранной комбинационной частоты. Это – диаграммы направленности АНЭ по побочному каналу приема. Остальные параметры, характеризующие АНЭ как приемную антенну, вычисляются через ДН по обычным соотношениям. Исходными для вычисления характеристик побочного излучения АНЭ являются ортогональные парциальные диаграммы направленности $\mathbf{e}(\theta, \phi, f_m)$ и рассчитанный вектор расходящихся в каналах свободного пространства волн $\mathbf{u}_r(f_m)$. Здесь f_m – комбинационная частота, для которой рассчитываются характеристики АНЭ.

Характеристики поля побочного излучения АНЭ рассчитываются по следующим соотношениям [2]:

- вектор напряженности электрического поля

$$\mathbf{E}(r, \theta, \phi) = \sqrt{2W_0} \mathbf{e}_T(\theta, \phi, f_m) \mathbf{u}_r(f_m) \frac{\exp(-jk_m r)}{r},$$

где: W_0 – волновое сопротивление свободного пространства; r, θ, ϕ – координаты точки, в которой вычисляется поле; $k_m = 2\pi/\lambda_m$; λ_m – длина волны побочного излучения. Индекс T обозначает операцию транспонирования;

- диаграмма направленности побочного излучения

$$\mathbf{f}(\theta, \phi) = \mathbf{e}_T(\theta, \phi, f_m) \mathbf{u}_r(f_m);$$

- мощность побочного излучения

$$P_\Sigma = \mathbf{u}_{rT}^*(f_m) \mathbf{u}_r(f_m);$$

- коэффициент направленного действия побочного излучения в направлении (θ_0, ϕ_0)

$$D(\theta_0, \phi_0) = 4\pi \frac{|\mathbf{f}(\theta_0, \phi_0)|^2}{\mathbf{u}_{rT}^*(f_m) \mathbf{u}_r(f_m)}.$$

Заключение

Представлен аналитический метод решения системы уравнений состояния для антенн с нелинейными элементами при почти-периодическом или периодическом входном воздействии. Полученное решение явилось основой для построения структурной модели АНЭ с использованием многомерных смешанных матриц. Последние рассчитываются через известные параметры линейных блоков и многомерные смешанные матрицы нелинейного многополосника.

Отличительной особенностью структурной модели являются:

- использование аппарата матричных рядов Вольтерра, позволяющих естественным образом подойти к исследованию многовходовых систем, каковыми являются антенные решетки;
- возможность эффективного анализа АНЭ со слабой нелинейностью, т.к. основная по трудности задача – решение уравнений состояния – проводится аналитически.

Область применения описанной модели – анализ одиночных АНЭ и антенных решеток, работающих в режиме слабой нелинейности, так как ключевым моментом, определяющим ее эффективность, является возможность описания НЭ коротким степенным рядом. Последнее зависит от характера нелинейности и уровня входного сигнала АНЭ.

Разработанная модель позволяет рассчитать все основные характеристики АНЭ при многочастотном возбуждении, в том числе такие, которые с помощью других известных методов анализа АНЭ получить не удавалось, или эти расчеты были связаны со значительными трудностями. К их числу можно, например, отнести: поле рассеяния АНЭ на промежуточной частоте, частоте гетеродина и комбинационных частотах, коэффициент направленного действия, отдаваемую в нагрузку мощность на основных и комбинационных частотах и т.д.

Приложение

Соотношения для вычисления матриц \mathbf{Q}^Σ и \mathbf{Q}^A

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{Q}_{\alpha\alpha}^\Sigma &= \tilde{\mathbf{Q}}_{\alpha\alpha} + \tilde{\mathbf{Q}}_{\alpha\beta} (\mathbf{E} - \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta})^{-1} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\alpha} \\ \mathbf{Q}_{\alpha\delta}^\Sigma &= \tilde{\mathbf{Q}}_{\alpha\beta} (\mathbf{E} - \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta})^{-1} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\delta} \\ \mathbf{Q}_{\alpha\gamma}^\Sigma &= \tilde{\mathbf{Q}}_{\alpha\gamma} + \tilde{\mathbf{Q}}_{\alpha\beta} (\mathbf{E} - \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta})^{-1} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\gamma} \\ \mathbf{Q}_{\delta\alpha}^\Sigma &= \hat{\mathbf{S}}_{\delta\beta} (\mathbf{E} - \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta})^{-1} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\alpha} \\ \mathbf{Q}_{\delta\delta}^\Sigma &= \hat{\mathbf{S}}_{\delta\delta} + \hat{\mathbf{S}}_{\delta\beta} (\mathbf{E} - \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta})^{-1} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\delta} \\ \mathbf{Q}_{\delta\gamma}^\Sigma &= \hat{\mathbf{S}}_{\delta\beta} (\mathbf{E} - \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta})^{-1} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\gamma} \end{aligned} \right\}, \quad (\text{П1})$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{Q}_{\gamma\alpha}^A &= (\mathbf{E} - \mathbf{Q}_{\gamma\gamma} \mathbf{S}_L)^{-1} (\mathbf{Q}_{\gamma\alpha} + \mathbf{Q}_{\gamma\beta} (\mathbf{E} - \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta})^{-1} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \mathbf{Q}_{\beta\alpha}) \\ \mathbf{Q}_{\gamma\gamma}^A &= (\mathbf{E} - \mathbf{Q}_{\gamma\gamma} \mathbf{S}_L)^{-1} (\mathbf{Q}_{\gamma\gamma} + \mathbf{Q}_{\gamma\beta} (\mathbf{E} - \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta})^{-1} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \mathbf{Q}_{\beta\gamma}) \\ \mathbf{Q}_{\gamma\delta}^A &= (\mathbf{E} - \mathbf{Q}_{\gamma\gamma} \mathbf{S}_L)^{-1} \mathbf{Q}_{\gamma\beta} (\mathbf{E} - \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \tilde{\mathbf{Q}}_{\beta\beta})^{-1} \hat{\mathbf{S}}_{\beta\beta} \mathbf{Q}_{\beta\delta} \end{aligned} \right\}, \quad (\text{П2})$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\mathbf{Q}}_{ij} &= \mathbf{Q}_{ij} + \mathbf{Q}_{i\gamma} (\mathbf{E} - \mathbf{S}_L \mathbf{Q}_{\gamma\gamma})^{-1} \mathbf{S}_L \mathbf{Q}_{\gamma j} \\ \tilde{\mathbf{Q}}_{i\gamma} &= \mathbf{Q}_{i\gamma} (\mathbf{E} - \mathbf{S}_L \mathbf{Q}_{\gamma\gamma})^{-1} \end{aligned} \right\}, \quad (\text{П3})$$

Список литературы: 1. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Щербина А.А. Нелинейные антенные эффекты //Радиоэлектроника. 1990. Т. 33, № 2. С. 4 – 13. 2. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И. Антенны с нелинейными элементами//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. 3. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И. Современное состояние теории и техники антенн с нелинейными элементами // Радиоэлектроника. 1996. Т. 39, № 9-10. С.4-16. 4. Qian Y., Itoh T. Progress in Active Integrated Antennas and Their Applications // IEEE Transactions on MTT. 1998. V. 46, No. 11. P. 1891-1900. 5. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Посохов А.С. Матричный метод анализа антенн с нелинейными многополюсниками при периодическом или почти периодическом воздействии // Харьковск. ин-т радиоэлектрон., 1986. 54 с.- Деп. в УкрНИИНТИ 25.06.86, N 1456-Ук. 86. 6. Сазонов Д.М. Основы матричной теории антенных решеток // Сб. науч.-методич. статей по прикладной электродинамике. Вып. 6. М.: Высш. шк., 1983. С. 111-162. 7. Shifrin Y.S., Luchaninov A.I. Nonlinear Effects in Antennae and the Methods of their Analysis //In: Non-Linear Electromagnetic Systems. / By ed. V. Kose and J. Sievert. IOS Press, 1998. P. 839-842. 8. Пупков К.А., Капалин В.И., Ющенко А.С. Функциональные ряды в теории нелинейных систем. М.: Наука, 1976. 448 с.. 9. Методы нелинейных функционалов в теории электрической связи/ Б.М. Богданович, Л.А. Черкас, Е.В. Задедюрин, Ю.М. Вувуникян, Л.С. Бачило; Под ред. Б.М. Богдановича. - М.: Радио и связь, 1990. 280 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 8.11.2001

СЛУЧАЙНЫЕ ПОГРЕШНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ АФР ПО ИЗМЕРЕНИЯМ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ

Задача восстановления амплитудно-фазового распределения (АФР) поля в раскрыве антенны по измерениям амплитуды поля на некоторой поверхности, охватывающей антенну, весьма близка к задаче восстановления комплексного сигнала по его амплитудному спектру и тесно связана с так называемой "фазовой" проблемой [1]. Решение ее основано на измерениях массивов амплитудных распределений (АР) (либо на двух поверхностях, которые охватывают антенну, либо при двух различных фазовых распределениях в раскрыве антенны) и пересчете измеренных АР в АФР и далее в диаграмму направленности (ДН) антенны [1...4]. Общий алгоритм преобразований измерений амплитудного распределения в АФР в раскрыве изложен в [5].

Все алгоритмы амплитудных преобразований являются итерационными и имеют сходную структуру, поэтому далее мы рассмотрим точность восстановления АФР в раскрыве при использовании алгоритма Майсселла [4]. Алгоритм основан на измерениях амплитуды поля в дальней зоне (амплитудной ДН), проведенных для двух известных фазовых распределений в раскрыве антенны и пересчете измеренных распределений в раскрыв.

Рассмотрим случай определения характеристик линейных антенн.

Поскольку при практической реализации алгоритмов обработки используют дискретные аналоги непрерывных функций и интегральных преобразований, то АФР в раскрыве представим последовательностью N комплексных чисел (отсчетов АФР)

$$\dot{A}_i = A(x_i)e^{j\varphi(x_i)}, \quad x_i = i\Delta x, \quad i = \overline{0, N-1},$$

где $x = \frac{2X}{L}$; $\Delta x = \frac{2\Delta X}{L}$ – относительная координата в раскрыве и дискретизация (относительный шаг) представления АФР (X – реальная координата в плоскости раскрыва). ДН антенны в дальней зоне определяется преобразованием Фурье АФР в раскрыве, которое представим в виде дискретного преобразования Фурье

$$\dot{f}_{0m} = \sum_{i=0}^{N-1} \dot{A}_i e^{j\frac{2\pi}{N}im}, \quad (1)$$

то есть считаем, что на интервале периодичности 2π функции \dot{f}_{0m} в координатах $\psi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta X \sin \theta$ имеем N отсчетов ДН. АФР в антенне находится из (1) обратным преобразованием

$$\dot{A}_i = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} \dot{f}_{0m} e^{-j\frac{2\pi}{N}mi}.$$

Таким образом, представление АФР в виде N комплексных чисел (с дискретностью ΔX по апертуре) позволяет оценить ДН реальной антенны в угловом секторе $|\sin \theta| \leq \frac{\lambda N}{2L}$, а обратное преобразование обеспечивает разрешающую способность в апертуре $\Delta X = \frac{L}{N}$.

Итогом обработки массивов измеренных значений амплитуды поля в дальней зоне f_{m1} и f_{m2} при двух различных фазовых распределениях $\varphi_1(x)$, $\varphi_2(x)$ является итерационное АФР (обозначим его далее \hat{B}_i), при котором выполняется условие

$$\varepsilon_k = \left\{ \sum_{i=0}^{N-1} \left[f_{m1}^{(k)} - f_{m1} \right]^2 \right\}^{1/2} + \left\{ \sum_{i=0}^{N-1} \left[f_{m2}^{(k)} - f_{m2} \right]^2 \right\}^{1/2} \leq \delta,$$

где $f_{m1}^{(k)}, f_{m2}^{(k)}$ – амплитудные ДН антенны после выполнения k -й итерации; ϵ_k – величина невязки, полученная в k -й итерации; δ – допустимая величина невязки.

Полученному АФР соответствует ДН

$$\dot{f}_m^B = \sum_{i=0}^{N-1} \dot{B}_i e^{j \frac{2\pi}{N} im},$$

которая отличается от истинной (точной) ДН \dot{f}_{0m} вследствие ошибок измерений на некоторый случайный вектор $\Delta \dot{f}_m = \dot{f}_m^B - \dot{f}_{0m}$. Амплитуда поля \dot{f}_m^B отличается от точного значения амплитуды \dot{f}_{0m} ошибками измерений δf_m^a , соответственно фаза поля \dot{f}_m^B отличается от фазы ДН \dot{f}_{0m} на величину $\delta \varphi_m^f$.

Будем считать, исходя из симметрии алгоритма, что вклад величин δf_m^a и $\delta \varphi_m^f$ в общую ошибку $\Delta \dot{f}_m$ восстановления комплексной ДН \dot{f}_{0m} одинаков. Это находится в полном соответствии с основными результатами статистической теории антенных измерений, поскольку, как показано в [6], при малых радиусах корреляции флуктуаций АФР в раскрыве дисперсии реальной и мнимой частей ДН в дальней зоне одинаковы. Таким образом, полная мощность ошибки восстановления ДН в N точках равна удвоенному вкладу ошибок измерения амплитуды δf_m^a , т.е.

$$\sum_{m=0}^{N-1} |\dot{f}_m^B - \dot{f}_{0m}|^2 = \sum_{m=0}^{N-1} |\Delta \dot{f}_m|^2 \cong 2 \sum_{m=0}^{N-1} (\delta f_m^a)^2.$$

В плоскости апертуры для восстановленного АФР имеем

$$\sum_{i=0}^{N-1} |\dot{B}_i - \dot{A}_i|^2 = \sum_{i=0}^{N-1} |\Delta \dot{A}_i|^2$$

и в соответствии с теоремой Парсеваля (в силу линейности преобразования Фурье)

$$\sum_{i=0}^{N-1} |\Delta \dot{A}_i|^2 = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} |\Delta \dot{f}_m|^2 \cong \frac{2}{N} \sum_{m=0}^{N-1} (\delta f_m^a)^2. \quad (2)$$

Ограничимся далее оценкой точности восстановления фазового распределения в раскрыве. Считая, что ошибки восстановления АФР в раскрыве антенны малы ($|\Delta \dot{A}_i| = |\dot{B}_i - \dot{A}_i| \ll |\dot{A}_i|$), для дисперсии восстановления фазы в i -ой точке апертуры получим $(\delta \varphi_i^A)^2 = 0,5 \frac{|\Delta \dot{A}_i|^2}{A_i^2}$, а в среднем по всем

$$N \text{ точкам раскрыва } (\delta \varphi^A)^2 = \frac{1}{2N} \sum_{i=0}^{N-1} \frac{|\Delta \dot{A}_i|^2}{A_i^2}.$$

Положим, что АР в раскрыве равномерное $A_i = A_0$. Учитывая соотношение (2), получим

$$(\delta \varphi^A)^2 = \frac{f_0^2}{N^2 A_0^2} \sum_{m=0}^{N-1} \left(\frac{\delta f_m^a}{f_0} \right)^2, \quad (3)$$

где f_0 – значение ДН в направлении главного максимума, которое примерно равно $f_0 = NA_0$.

Рассмотрим вначале случай мультипликативных ошибок, т.е. будем считать, что ошибки измерений δf_m^a пропорциональны измеряемой величине $\delta f_m^a = \delta_\mu f_m$. Будем считать, что ошибки измерений независимы, причем $\overline{\delta_\mu} = 0$, $\overline{\delta_\mu^2} = \sigma_\mu^2$, (σ_μ^2 – дисперсия мультипликативных ошибок измерений). Используя выражение (3) и равенство Парсеваля, получим

$$\sigma_{\Phi A}^2 = \overline{(\delta\Phi^A)^2} = \frac{\sigma_\mu^2}{f_0^2} \sum_{m=0}^{N-1} f_m^2 = \frac{N\sigma_\mu^2}{f_0^2} \sum_{m=0}^{N-1} A_0^2 = \sigma_\mu^2, \quad \sigma_{\Phi A} = \sigma_\mu. \quad (4)$$

Таким образом, как следует из (4), в случае мультипликативных ошибок измерения амплитуды поля дисперсия восстановления ФР в раскрыве равна дисперсии мультипликативных ошибок.

Если ошибки измерения аддитивны, то, полагая, что дисперсия ошибок амплитудных измерений постоянна ($\overline{\delta f_m^a} = 0$, $\overline{\delta^2 f_m^a} = \sigma_{fa}^2$), для среднеквадратичного значения погрешности определения ФР в раскрыве антенны можно получить

$$\sigma_{\Phi A} = \left(\frac{N\sigma_{fa}^2}{f_0^2} \right)^{1/2} = \frac{\sqrt{N}}{W_0}, \quad W_0 = \frac{f_0}{\sigma_{fa}}. \quad (5)$$

Если АР в раскрыве не является равномерным, то, как показано в [6], это можно учесть дополнительным множителем R , зависящим от степени “изрезанности” АР,

$$\sigma_{\Phi A}^2 = R^{-1} N W_0^{-2}, \quad R = 2 \int_{-1}^1 A^2(x) dx \left[\int_{-1}^1 A(x) dx \right]^{-2}. \quad (6)$$

Отметим, что в выводе соотношений (4)...(6) полагали, что выходной сигнал измерителя U пропорционален измеряемой амплитуде поля $U \sim f_m$, т.е. в измерителе использован линейный детектор.

Рассмотрим теперь случай, когда выход измерителя квадратичный, т.е. выходной сигнал пропорционален измеряемой мощности $U + \delta U \sim (f_m + \delta f_m^a)^2 \approx f_m^2 + 2f_m \delta f_m^a$. В этом случае для малых ошибок $(\delta f_m^a / f_m) \ll 1$ получим $\delta f_m^a \sim \delta U / 2f_m$,

$$\sigma_{\Phi A}^2 = \frac{\sigma_\mu^2}{4}, \quad \sigma_{\Phi A} = \frac{\sigma_\mu}{2}, \quad (7)$$

т.е., как и при измерении амплитуды, дисперсия определения ФР в каждой точке раскрыва пропорциональна дисперсии мультипликативных ошибок и не зависит от объема (числа) измерений.

Для аддитивных ошибок измерения мощности (полагая, как и прежде, $\overline{\delta U} = 0$, $\overline{\delta^2 U} = \sigma_U^2 = const$) получим:

$$\overline{(\delta\Phi^A)^2} = \frac{1}{f_0^2} \sum_{m=0}^{N-1} (\delta f_m^a)^2. \quad (8)$$

В результате усреднения (8) выражение для среднеквадратичного значения погрешности определения ФР можно представить в виде $\sigma_{\Phi A} = \frac{1}{2W_0} \left(\sum_{m=0}^{N-1} \frac{1}{f_m^2} \right)^{1/2}$ или, в случае неравномерного АР,

$$\sigma_{\varphi A} = \frac{1}{W_0} \cdot \frac{1}{2\sqrt{R}} \left(\sum_{m=0}^{N-1} \frac{1}{f_m^2} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Отметим, что в случае измерения мощности множитель при $\frac{1}{W_0}$ в (9) может значительно превысить величину \sqrt{N} (которая стоит в выражении (5)). Иначе говоря, при измерении мощности алгоритм восстановления АФР в раскрыве является более чувствительным к ошибкам измерения. Физически это очевидно: аддитивные ошибки на фоне низких уровней боковых лепестков увеличивают погрешность восстановления ФР. При этом погрешности возрастают при увеличении сектора измерений ДН и увеличении разрешающей способности (и в том, и в другом случае увеличивается число точек N , в которых восстанавливается АФР). Величина суммы в (9) может быть оценена предварительно по априорным данным на этапе планирования измерений.

Задаваясь параметрами задачи, можно предъявить требования к измерительной аппаратуре для восстановления АФР в раскрыве антенны с заданной точностью.

Аналогично можно проанализировать точностные характеристики других алгоритмов амплитудных преобразований. В частности, при измерениях амплитуды ближнего поля на двух поверхностях, размещенных непосредственно возле раскрыва исследуемой антенны, погрешности восстановления АФР в раскрыве будут иметь такой же порядок, как и при голографических измерениях [6]. Это связано с тем, что в ближней зоне почти вся энергия сконцентрирована в «прожекторном» пучке, линейные размеры которого близки к физическому размеру антенны L , а область измерений для обеспечения малости методических погрешностей должна незначительно превышать размеры антенны L [7].

Таким образом, из изложенного следует, что при мультипликативных ошибках точность восстановления АФР имеет такой же порядок, что и точность измерения амплитуды ближнего поля, при аддитивных ошибках точность восстановления АФР ухудшается. Алгоритм восстановления АФР более чувствителен к ошибкам измерения амплитудного распределения при использовании в качестве измерителя квадратичного детектора.

Список литературы: 1. Gerhchberg R.W., Saxton W.O. A Practical Algorithm for the Determination of the Phase from Image and Diffraction Plane Pictures./Optic, 1972. Vol. 35(2). Pp. 237-246. 2. D'Elia G., Leone G., Pierri R. Far Field Reconstruction From Only Modulus Near Field Data./U.R.S.I. Int. Symp. Electromagn. Theory, Budapesht, 1986. Pp. 767-769. 3. D'Elia G., Leone G., Pierri R., Shirizini G. Far Field Transformation by Only Amplitude Measurements: cylindrical scanning./Antennas and Propag.: Int. Symp. Dig., Blackburd, 1987. Vol. A.-Pp. 166-169. 4. Misell D.L. A Method for the Solution of the Phase Problem in Electron Microscopy./J. Phys. D.,1973. Vol. 6.-Pp. 26-29. 5. Нечеса А.В. Выбор области измерений ближнего поля при определении характеристик антенн амплитудными методами//Вісник Харк. нац. ун-ту. 2001. №513. С. 140-146. 6. Шифрин Я.С., Усин В.А. Статистическая теория антенных измерений//Сб. Антенны. 2000. №1. С. 27-62. 7. Бахрах Л.Д., Курочкин А.П. Голография в микроволновой технике. М. : Сов. радио, 1979. 320 с.

Харьковская государственная академия технологий
и организации питания
Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 30.10.2001

ПОЛЕ СФОКУСИРОВАННОЙ В ЗОНУ ФРЕНЕЛЯ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ СО СЛУЧАЙНЫМИ ОШИБКАМИ ВОЗБУЖДЕНИЯ И МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ

1. Исходные соотношения

При фокусировке в зону Френеля в раскрыве антенны создается фазовое распределение, позволяющее на данном расстоянии и в данном направлении компенсировать квадратичные фазовые искажения, возникающие из-за того, что точка наблюдения находится не в дальней зоне. Комплексная амплитуда поля сфокусированной линейной эквидистантной антенной решеткой (АР), состоящей из M изотропных излучателей, имеющих случайные фазовые ошибки при возбуждении и местоположении элементов, определяется выражением:

$$E_{сф}(\psi_{сф}, \chi_{сф}) = \frac{1}{R} \sum_{m=1}^M A_m e^{j(\varphi_m + \psi_{сф} x_m - \chi_{сф} x_m^2)} = \frac{1}{R} f_{сф}(\psi_{сф}, \chi_{сф}), \quad (1)$$

где A_m и φ_m – амплитуда и фаза тока в m -м излучателе; $x_m = 2 z_m / L$ – относительная координата m -го излучателя; L – длина решетки; $\psi_{сф} = \frac{\pi L}{\lambda} (\sin \theta - \sin \theta_\phi)$ – обобщенный угол;

$\chi_{сф} = \frac{\pi L^2}{4\lambda} \left(\frac{\cos^2 \theta}{R} - \frac{\cos^2 \theta_\phi}{R_\phi} \right) = \frac{\pi}{8} \left(\frac{\cos^2 \theta}{R_n} - \frac{\cos^2 \theta_\phi}{R_{\phi n}} \right)$ – параметр фокусировки; $R_{\phi n}$ – нормиро-

ванное фокусное расстояние $R_{\phi n} = \frac{R_\phi}{2L^2/\lambda} = \frac{\pi}{8\chi_\phi}$; R_n – нормированное расстояние до точки наблю-

дения; R_ϕ – расстояние до точки фокусировки; $f(\psi_{сф}, \chi_{сф})$ – комплексный множитель линейной сфокусированной в зоне Френеля АР.

Все дальнейшие выкладки ведутся с предположением, что случайные, независимые между собой величины φ_m и x_m подчиняются нормальным законам распределения со средними значениями

$\overline{\varphi_m} = \varphi_{0m} = 0$, $\overline{x_m} = 2 \overline{z_m} / L$ и постоянными дисперсиями $\sigma_{\varphi m}^2 = (\overline{\varphi_m} - \varphi_m)^2 = \alpha$,

$\sigma_{x m}^2 = (\overline{x_m} - x_m)^2 = (\Delta x_m)^2 = \sigma_x^2 = \sigma^2$; коэффициент корреляции фазовых ошибок $r_{\varphi mn}$ зависит только от разности координат излучателей ($x_m - x_n$). Примем $r_{\varphi mn}$ в гауссовой форме:

$$r_{\varphi mn} = e^{-\frac{(x_m - x_n)^2}{c^2}},$$

где $c = 2\rho/L$ – относительный радиус корреляции; ρ – радиус корреляции фазовых ошибок; случайные величины Δx_m (или x_m) распределены вдоль линии решетки.

Общее выражение для расчета средней интенсивности поля можно получить, усредняя квадрат (1), используя метод характеристических функций [1]. Запишем окончательно:

$$\begin{aligned} \overline{P(\psi_{сф}, \chi_{сф})} &= \frac{1}{R^2} e^{-\alpha} \left\{ \sum_m \sum_n A_m A_n V_{mn} \langle \Psi_{сф}, [X_{сф}] ; \langle \overline{X}, [\sigma] \rangle \rangle \times \right. \\ &\times e^{j[\psi_{сф}(\overline{x_m} - \overline{x_n}) - \chi_{сф}(\overline{x_m}^2 - \overline{x_n}^2)]} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\alpha^l}{l!} \sum_m \sum_n A_m A_n V_{mn} \langle \Psi_{сф}, [X_{сф}] ; [C] \langle \overline{X}, [\sigma] \rangle \rangle \times \\ &\left. \times e^{-\frac{(\overline{x_m} - \overline{x_n})^2}{c^2}} e^{j[\psi_{сф}(\overline{x_m} - \overline{x_n}) - \chi_{сф}(\overline{x_m}^2 - \overline{x_n}^2)]} \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\text{где } V_{mn}(\langle \Psi_{c\phi}, [X_{c\phi}]; [C] \langle \bar{X}, [\sigma] \rangle) = \frac{e^{-\frac{1}{2}(\langle \Psi_{c\phi} + 2j \langle \bar{X} ([C] + j[X_{c\phi}]) \rangle ([I] + 2[\sigma] ([C] + j[X_{c\phi}]))^{-1} [\sigma] (\Psi_{c\phi}) + 2j ([C] + j[X_{c\phi}]) \bar{X} \rangle)}}{\det^{1/2}([I] + 2[\sigma]([C] + j[X]))} ;$$

$$V_{mn}(\langle \Psi_{c\phi}, [X_{c\phi}]; \bar{X}, [\sigma] \rangle) = V_{mn}(\langle \Psi_{c\phi}, [X_{c\phi}]; [C] \langle \bar{X}, [\sigma] \rangle |_{[C]=0} = \frac{e^{-\frac{1}{2}(\langle \Psi_{c\phi} + 2j \langle \bar{X} [X_{c\phi}] \rangle ([I] + 2j[\sigma] [X_{c\phi}])^{-1} [\sigma] (\Psi_{c\phi}) + 2j [X_{c\phi}] \bar{X} \rangle)}}{\det^{1/2}([I] + 2j[\sigma] [X])} ;$$

$\langle X = [x_m, x_n] \rangle, \langle \bar{X} = [\bar{x}_m, \bar{x}_n] \rangle$ – матрицы-строки; $[I]$ – единичная матрица;

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_x^2 & \sigma_{xmn}^2 \\ \sigma_{xnm}^2 & \sigma_x^2 \end{bmatrix} \text{ – корреляционная матрица; } \sigma_{xmn}^2 = \sigma_{xnm}^2 = \sigma_x^2 r_{xmn}; r_{xmn} \text{ – коэффициент}$$

корреляции ошибок размещения элементов; $X \rangle = \begin{bmatrix} x_m \\ x_n \end{bmatrix}, \bar{X} \rangle = \begin{bmatrix} \bar{x}_m \\ \bar{x}_n \end{bmatrix}$ – матрицы столбцы;

$$\langle \Psi_{c\phi} = [\psi_c, \dots, \psi_{c\phi}] \rangle, [X_{c\phi}] = \begin{bmatrix} \chi_{c\phi} & 0 \\ 0 & \chi_{c\phi} \end{bmatrix}, [C] = \frac{1}{c^2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}.$$

Прежде, чем приступить к анализу выражения (2), сделаем замечание о механизмах появления ошибок местоположения элементов.

Можно выделить два принципиально различных типа таких механизмов.

1. Одним из способов борьбы с дифракционными максимумами в разреженных АР является разрушение (или частичное разрушение) эквидистантности расположения элементов. Поэтому при разработке крупноапертурных разреженных решеток имеет смысл еще на этапе эскизного проектирования предусмотреть сдвигку элементов случайным образом для того, чтобы подавить дифракционные максимумы и расширить диапазон рабочих частот. При построении такой АР расположение элементов уже будет известно заранее. Назовем подобные случайные ошибки местоположения "контролируемыми". Средне-квадратичное отклонение таких ошибок может быть довольно большим (по-видимому, порядка 1-2 периодов решетки).

2. Случайные ошибки местоположения могут возникать уже при построении и эксплуатации АР. Они обусловлены неточностью установки элементов, деформациями решетки и т.п. Это "неконтролируемые" ошибки. Их дисперсии обычно малы.

При анализе характеристик поля несфокусированных АР безразлично какой из названных механизмов возникновения случайных ошибок имеет место. Для сфокусированных решеток в первом случае исходное выражение полностью совпадает с (1). Причем, поле в точке фокуса всегда будет аналогичным полю АР без ошибок местоположения. Формально выражение (1) совпадает с выражением для несфокусированной линейной АР. Поэтому при статистическом анализе сфокусированных АР с "контролируемыми" ошибками местоположения элементов можно использовать все основные соотношения для средних, флуктуационных и корреляционных характеристик поля, полученные для несфокусированной решетки.

Во втором случае фокусировка производится из расчета невозмущенной АР (т.е. в отсутствие ошибок местоположения: $x_m = \bar{x}_m$). Причем, исходное выражение для определения поля АР с учетом фазовых ошибок и ошибок местоположения элементов имеет вид:

$$E_{c\phi}(\psi_{c\phi}, \chi_{c\phi}) = \frac{1}{R M} \sum_{m=1}^M e^{j(\varphi_m + \psi_{c\phi} \bar{x}_m - \chi_{c\phi} \bar{x}_m^2 + \Delta x_m (\psi - 2\chi \bar{x}_m) - \chi (\Delta x_m)^2)} \quad (3)$$

и поле в точке фокуса уже зависит от параметров ошибок местоположения. Структура (3) также аналогична структуре (1). Однако экспонента в (1) зависит только от двух параметров – $\psi_{сф}$ и $\chi_{сф}$, а в (3) – от четырех: $\psi_{сф}$, $\chi_{сф}$, ψ и χ . Данное обстоятельство, безусловно, усложняет расчеты и увеличивает их объем. Но несмотря на это, исследования, приведенные в статье, основывались на выражении (3) в предположении, что решетка фазуруется в направлении нормали $\psi_{сф} = \psi$ и амплитудное возбуждение ее элементов постоянно ($A_m=1/M$).

2. Распределение средней интенсивности поля

Анализ распределения средней интенсивности поля будем проводить для АР, имеющей некоррелированные ошибки возбуждения и местоположения элементов ($\epsilon = \epsilon_x = 0$). Выражение (2) для средней интенсивности поля сфокусированной АР примет вид:

$$\overline{P_{сф}}(\psi, \chi, \psi_{сф}, \chi_{сф}) = \frac{1}{R^2} \left\{ \frac{1}{M} - \frac{e^{-\alpha}}{M^2} \sum_{m=1}^M U_m(\psi, \chi; \bar{x}_m, \sigma)^2 + \frac{e^{-\alpha}}{M^2} \left| \sum_{m=1}^M U_m(\psi, \chi; \bar{x}_m, \sigma) e^{j(\psi_{сф} \bar{x}_m - \chi_{сф} \bar{x}_m^2)} \right| \right\}, \quad (4)$$

где

$$U_m(\psi, \chi; \bar{x}_m, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{1 + 2j\chi\sigma}} \exp \left(\frac{\sigma^2(\psi - 2\chi\bar{x}_m)^2}{2(M-1)^2 \left(1 + \frac{j2\chi\sigma^2}{M-1} \right)} \right) \quad (5)$$

Смысл всех величин в этой формуле ясен.

Результаты расчета $\overline{P_{сф}}$ при $M=25$ представлены на рис. 1-3.

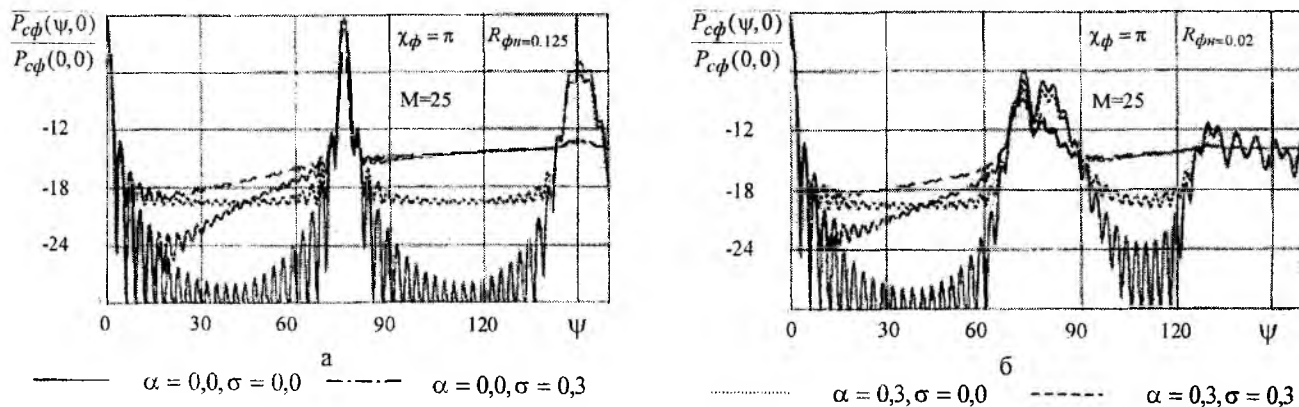


Рис. 1

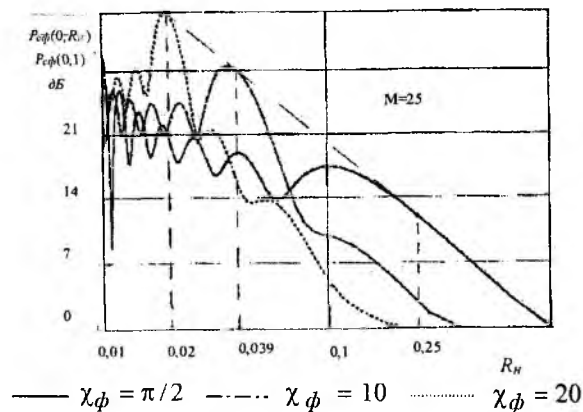


Рис. 2

Рис. 2

На рис. 1 показаны поперечные распределения средней интенсивности поля на расстоянии, равном фокусному, для двух значений $R_{\phi n}$, соответствующих ближней («глубокой») ($R_{\phi n}=0,02$) и дальней ($R_{\phi n}=0,125$) фокусировкам.

На рис. 2 представлены продольные распределения интенсивности при различных $R_{\phi n}$ для АР без ошибок.

«Объемные» графики на рис. 3 особенно наглядно показывают пространственные распределения поля сфокусированной АР без ошибок (рис. 3, а) и с ошибками местоположения (рис. 3, б) при фокусном расстоянии $R_{\phi n}=0,033$.

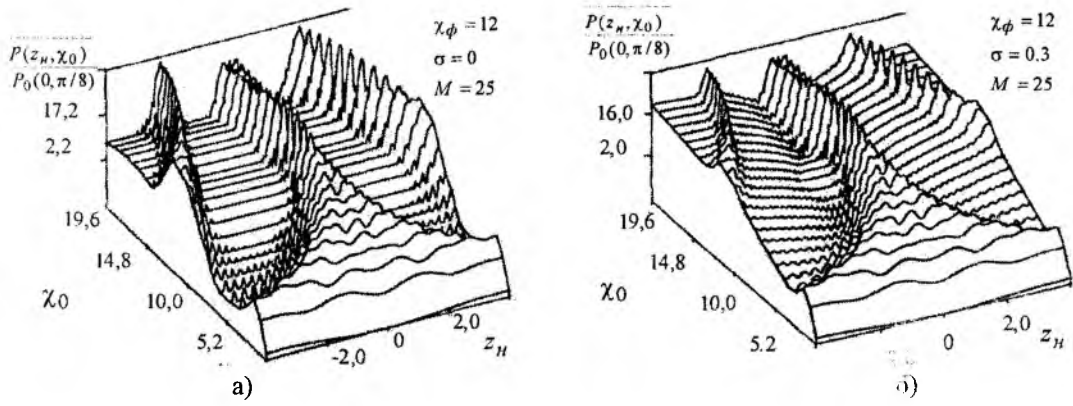


Рис. 3

Полученные зависимости позволяют сделать следующие выводы.

1. Распределение поля на фокальной сфере сфокусированной АР без случайных ошибок отличается от поперечного распределения поля несфокусированной АР в дальней зоне. Это происходит потому, что фазовый множитель χ_ϕ позволяет точно компенсировать квадратичные фазовые искажения только в точке фокуса. Увеличение $|\psi|$ при постоянном $\chi_0 = \chi_\phi$ ($R_n = R_{\phi n}$) вызывает увеличение и $\chi_{сф}$. Соотношение, связывающее ψ и $\chi_{сф}$ при произвольном χ_0 , можно легко получить из (2):

$$\chi_{сф} = \chi_0 - \chi_\phi - \frac{\chi_0 \psi^2}{(\pi L / \lambda)^2} = \chi_0 - \chi_\phi - \Delta\chi. \quad (6)$$

Если точка наблюдения движется по фокальной сфере, то $\chi_0 = \chi_\phi$ и (6) запишется:

$$\chi_{сф} = -\Delta\chi = -\frac{\chi_0 \psi^2}{(\pi L / \lambda)^2}. \quad (7)$$

Выражение (7) позволяет оценить сектор углов, в пределах которого распределение поля сфокусированной АР на фокальной сфере и несфокусированной решетки в дальней зоне практически идентичны ($|\Delta\chi|$ в этом секторе должно быть меньше $\pi/8$):

$$|\psi| < \frac{\pi L}{\lambda} \sqrt{\frac{\pi}{8\chi_\phi}} = \frac{\pi L}{\lambda} \sqrt{R_{\phi n}}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что чем "глубже" фокусировка, тем сектор углов меньше. Поэтому, заменив в (8) $R_{\phi n}$ на нормированное расстояние, соответствующее ближней границе зоны Френеля ($\frac{1}{4} \left(\frac{\lambda}{L}\right)^{2/3} \leq R_n \leq 1$) [2], получим соотношение, определяющее максимальный сектор углов $|\Delta\psi_{\max}|$, в котором можно пренебречь влиянием квадратичных фазовых искажений на распределение интенсивности поля вдоль фокальной сферы даже при изменении $R_{\phi n}$ в пределах всей зоны Френеля:

$$|\psi_{\max}| < \frac{\pi}{2} \left(\frac{L}{\lambda}\right)^{2/3}. \quad (9)$$

Так, например, для решетки, распределение поля которой показано на рис. 3 ($L/\lambda=48$), $|\Delta\psi_{\max}|$ должно быть меньше 20,7.

Некомпенсированные фазовые искажения при $\chi_0 = \chi_\phi$ приводят к разрушению дифракционных максимумов и увеличению уровня дальних боковых лепестков. Очевидно, что дифракционный максимум (ДМ), направление которого совпадает с направлением оси решетки ($\psi_{zp} = \pi L / \lambda$), наиболее сильно разрушается (в данном направлении $\Delta\chi = -\chi_\phi$ (7)).

2. "Объемные" графики рис.3 показывают, что дифракционные максимумы появляются на расстояниях $R_n^{(n)}_{\text{дм}}$ (здесь n – номер ДМ), меньших $R_{\phi n}$. Большим номерам дифракционных максимумов

соответствуют меньшие нормированные расстояния (на рис.3 изображен только 1-й ДМ, и хорошо видно, что $R_n^{(1)}_{\text{дм}} < R_{\text{фн}}$). Зная, как определяются обобщенные углы $\psi_{\text{дм}}^{(n)}$, соответствующие направлениям дифракционных максимумов, расстояния $R_n^{(n)}_{\text{дм}}$ можно оценить, используя (6):

$$\chi_{0 \text{ дм}}^{(n)} = \frac{\chi_{\text{ф}}}{1 - \left(\frac{\lambda}{d} n\right)^2}; R_n^{(n)}_{\text{дм}} = R_{\text{фн}} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} n\right)^2 \right]. \quad (10)$$

Так, для $R_{\text{фн}}=0,033$, $d/\lambda=2$, $R_n^{(1)}_{\text{дм}}=0,025$ ($\chi_{0 \text{ дм}}=16$), а второй ДМ. направление которого совпадает с направлением оси решетки, разрушен во всей зоне Френеля.

3. При рассмотрении рис. 2 видно, что максимум интенсивности поля расположен не в фокусе, а на некотором расстоянии $R_{\text{мн}}$, меньшем, чем $R_{\text{фн}}$. Это характерная особенность сфокусированных систем. Дело в том, что при уменьшении расстояния до точки наблюдения изменение интенсивности поля вызывают два противоположных фактора. С одной стороны, уменьшение интенсивности поля обусловлено квадратичными фазовыми искажениями. С другой стороны, известно, что в отсутствие фазовых искажений интенсивность поля увеличивается при уменьшении расстояния. Вблизи точки фокуса второй фактор оказывает большее влияние, чем первый. С увеличением "глубины" фокусировки максимум интенсивности "перемещается" в фокус.

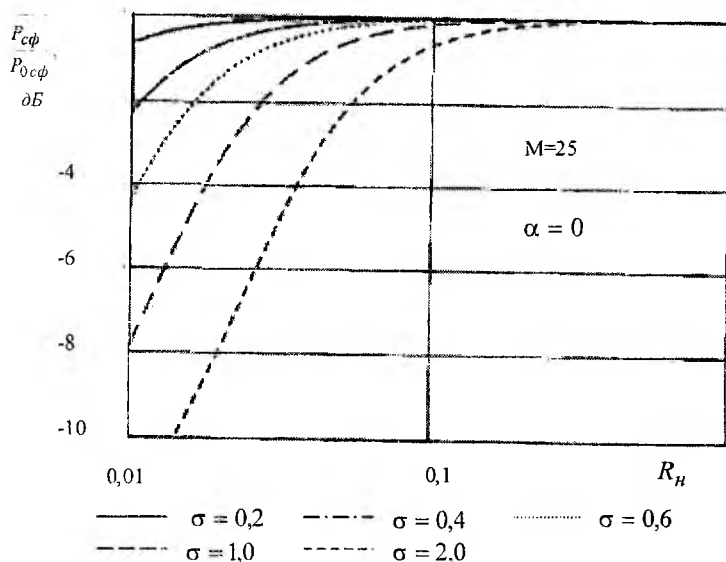


Рис. 4

4. Действие случайных ошибок на среднюю интенсивность поля сфокусированных и несфокусированных систем во многом сходно. Например, в поперечных сечениях ошибки местоположения оказывают большее влияние при больших ψ , а влияние фазовых ошибок в области боковых лепестков практически не зависит от угла наблюдения. Однако в отличие от дальней зоны, некоррелированные ошибки местоположения оказывают влияние на

$\bar{P}_{\text{сф}}$ и в точке фокуса (аналог

$\bar{P}_{\text{сф}}(0, \chi_{\text{сф}})$ для дальней зоны это

$\bar{P}(0, 0)$). Рис. 4 показывает, что влияние ошибок местоположения на

$\bar{P}_{\text{сф}}(0, 0)$ может быть значительно (при $R_{\text{фн}}=0,02$ и $\sigma=2$ уменьшение средней интенсивности составляет 8 дБ). При малых ошибках местоположения элементов ($\sigma < 0,2$) значение средней интенсивности поля в фокусе практически не отличается от средней интенсивности поля в той же точке сфо-

кусированной АР без ошибок местоположения (так, для $R_{\text{фн}}=0,02$ и $\sigma=2$ $\bar{P}_{\text{сф}}(0, 0)$ отличается от

$\bar{P}_{\text{сф}}(0, 0)_{\sigma=0}$ не больше, чем на 0,2 дБ).

3. Флуктуации интенсивности поля

Анализ данных характеристик будем проводить при тех же допущениях, что и средних характеристик. При этом дисперсия интенсивности поля описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned}
\sigma_P(\psi_{сф}, \chi_{сф}) &= \overline{P^2(\psi_{сф}, \chi_{сф})} - \left[\overline{P(\psi_{сф}, \chi_{сф})} \right]^2 = \\
&= \overline{f(\psi_{сф}, \chi_{сф})^4} - \left(\overline{f(\psi_{сф}, \chi_{сф})^2} \right)^2 = \\
&= \frac{1}{M^4} \left[\overline{\left| \sum_m^M b_m \right|^4} - \left(\overline{\left| \sum_m^M b_m \right|^2} \right)^2 \right] = \frac{1}{M^4} \left[\overline{\left| \sum_m^{M-} b_m + \sum_m^{M-} b_m \right|^4} - \left(\overline{\left| \sum_m^{M-} b_m + \sum_m^{M-} b_m \right|^2} \right)^2 \right] = \\
&= \frac{1}{M^4} \left[\overline{\left| \sum_m^{M-} b_m \right|^4} - \left(\overline{\left| \sum_m^{M-} b_m \right|^2} \right)^2 \right] + \\
&+ 2 \left[\overline{\left| \sum_m^{M-} b_m \right|^2 \left(\sum_m^{M-} b_m^* \sum_m^{M-} b_m + \sum_m^{M-} b_m^* \right)} - \left(\overline{\sum_m^{M-} b_m^* \sum_m^{M-} b_m + \sum_m^{M-} b_m \sum_m^{M-} b_m^*} \right)^2 \right]
\end{aligned} \tag{11}$$

где $b_m = b_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) = e^{j[\varphi_m + \psi_{сф} \bar{x}_m - \chi_{сф} \bar{x}_m^2 + \Delta x_m (\psi_{сф} - 2\chi_{сф} \bar{x}_m) - \Delta x_m^2 \chi_{сф}]}$;

$$\bar{b}_m = \bar{b}_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) = e^{-\alpha/2} e^{j(\psi_{сф} \bar{x}_m - \chi_{сф} \bar{x}_m^2)} \int_{-\infty}^{\infty} w(\tilde{x}) e^{j[\tilde{x}(\psi_{сф} - 2\chi_{сф} \bar{x}_m) - \chi_{сф} \tilde{x}_m^2]} d\tilde{x}; \tag{12}$$

$\tilde{x}_m = \Delta x_m = x_m - \bar{x}_m$, $\tilde{b}_m = b_m - \bar{b}_m$ – центрированные случайные величины; $w(x)$ – функция плотности вероятности.

Вычисление интеграла, входящего в (12) приводит к комплексной величине. Это затрудняет дальнейшие преобразования. Однако, (12) можно упростить, если пренебречь квадратичным членом в показателе подынтегральной экспоненты. Это возможно при выполнении неравенства $\chi_{макс}(\Delta x_{макс})^2 < \pi/8$. Или учитывая то, что $\chi_{макс}$ определяется следующим соотношением

$$\chi_{макс} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2, \text{ запишем окончательное условие:}$$

$$\Delta x_{макс} < \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{L} \right)^{1/3} \quad \text{или} \quad \sigma_{макс} < \frac{M-1}{2} \left(\frac{\lambda}{L} \right)^{1/3} \tag{13}$$

Неравенства (13) показывают, что квадратичным членом в (12) можно пренебречь практически для любых ошибок местоположения во всей зоне Френеля. Следовательно, (12) можно упростить [3]:

$$\begin{aligned}
\bar{b}_m &= e^{-\alpha/2} e^{j(\psi_{сф} \bar{x}_m - \chi_{сф} \bar{x}_m^2)} \int_{-\infty}^{\infty} w(\tilde{x}) e^{j\tilde{x}(\psi_{сф} - 2\chi_{сф} \bar{x}_m)} d\tilde{x} = \\
&= e^{-\alpha/2} E_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) U_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}; \sigma, \bar{x}_m),
\end{aligned} \tag{14}$$

где
$$E_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) = e^{j \left[\psi_{сф} \frac{2}{M-1} \left(m - \frac{M+1}{2} \right) - \chi_{сф} \left(\frac{2}{M-1} \left(m - \frac{M+1}{2} \right) \right)^2 \right]}, \tag{15}$$

а $U_m(\psi, \chi; \sigma, \bar{x}_m)$ определяется соотношением (5).

С учетом выражений (14), (15) и (5) выражение (12) для определения дисперсии интенсивности поля преобразуется к виду:

$$\begin{aligned}
 M^4 \sigma_P^2(\psi_{сф}, \chi_{сф}) = & M^2 - M + e^{-2\alpha} \sum_m^M \left\{ 2U_m^2(\psi_{сф}, \chi_{сф}) [2 - M - 3e^{-\alpha} U_m^2(\psi_{сф}, \chi_{сф}) + \right. \\
 & + 2e^{-2\alpha} U_m^2(2\psi_{сф}, 2\chi_{сф})] - e^{-3\alpha} U_m^2(2\psi_{сф}, 2\chi_{сф}) \left. \right\} + e^{-2\alpha} \left\{ \left(\sum_m^M U_m^2(2\psi_{сф}, 2\chi_{сф}) \right)^2 + \right. \\
 & + \left. \sum_m^M [e^{-\alpha} U_m(2\psi_{сф}, 2\chi_{сф}) - U_m^2(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_m^2(\psi_{сф}, \chi_{сф})] \right\} + \\
 & + 2e^{-\alpha} \left[\sum_m^M U_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \sum_m^M U_m^3(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_m^*(\psi_{сф}, \chi_{сф}) + \right. \\
 & + \left. \sum_m^M U_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_m^*(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \sum_m^M U_m^3(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \right] - \\
 & - e^{-2\alpha} \left[\sum_m^M \sum_l^M U_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) U_l(\psi_{сф}, \chi_{сф}) U_l(2\psi_{сф}, 2\chi_{сф}) E_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_l^2(\psi_{сф}, \chi_{сф}) + \right. \\
 & + \left. e^{-2\alpha} \sum_m^M \sum_l^M U_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) U_l(\psi_{сф}, \chi_{сф}) U_l(2\psi_{сф}, 2\chi_{сф}) E_m^*(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_l(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \right] + \\
 & + \left[\sum_m^M U_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \right]^2 \left[M - 2 - e^{-\alpha} \sum_m^M U_m^2(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \right] + \\
 & + e^{-2\alpha} \left\{ \sum_m^M [e^{-\alpha} U_m(2\psi_{сф}, 2\chi_{сф}) - U_m^2(\psi_{сф}, \chi_{сф})] E_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \times \right. \\
 & \times \left(\sum_m^M U_m^2(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \right)^*{}^2 + \sum_m^M [e^{-\alpha} U_m(2\psi_{сф}, 2\chi_{сф}) - \\
 & - U_m^2(\psi_{сф}, \chi_{сф})] E_m^*(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \left. \left(\sum_m^M U_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) E_m(\psi_{сф}, \chi_{сф}) \right)^2 \right\} \quad (16)
 \end{aligned}$$

Результаты расчета по (16) представлены на рис. 5, 6.

Рис. 5 построен для изучения влияния ошибок местоположения на интенсивность поля сфокусированной АР в направлении дифракционных максимумов. На указанных рисунках показаны зависимости относительного СКО интенсивности поля АР ($M=25$) от σ ошибок местоположения для двух ДМ при различных фокусных расстояниях: $R_{фн}=\infty; 0,25; 0,125; 0,06; 0,02$ (следует заметить, что $R_{фн}=\infty$ соответствует несфокусированной АР). Рис. 5, а, б отображают зависимости σ_P/P при нормальном законе распределения ошибок местоположения, а рис. 5, в, г – при равномерном. В последнем случае под σ понимается величина полуинтервала Δ области значений случайной величины, деленного на полупериод АР, т.е. $\sigma=2\Delta/d$. Рисунки показывают, что уменьшение фокусного расстояния от ∞ до 0,02 при ошибках местоположения, распределенных по нормальному закону с $\sigma=0,2$, вызывает увеличение относительного СКО интенсивности в 1-м ДМ с -9,7 дБ до -2,5 дБ, а во втором – с -3,7 дБ примерно до -0,2 дБ, т.е. при "глубокой" фокусировке 2-й ДМ уже фактически разрушен при $\sigma=0,2$. Ошибки местоположения, распределенные по равномерному закону с тем же σ , оказывают немного меньшее влияние на флуктуации интенсивности по сравнению с ошибками, распределенными по нормальному закону: относительный СКО в 1-м ДМ при $R_{фн} \rightarrow \infty$ меньше -10 дБ, а при уменьше-

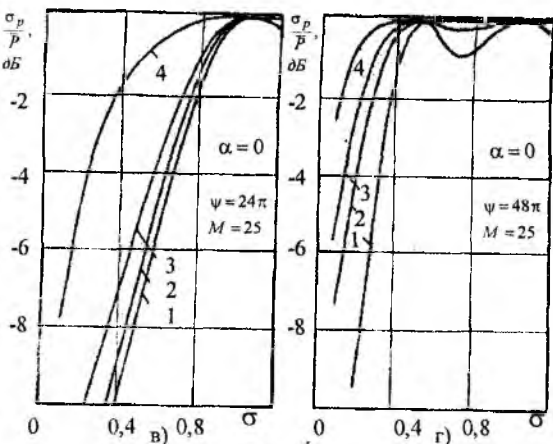
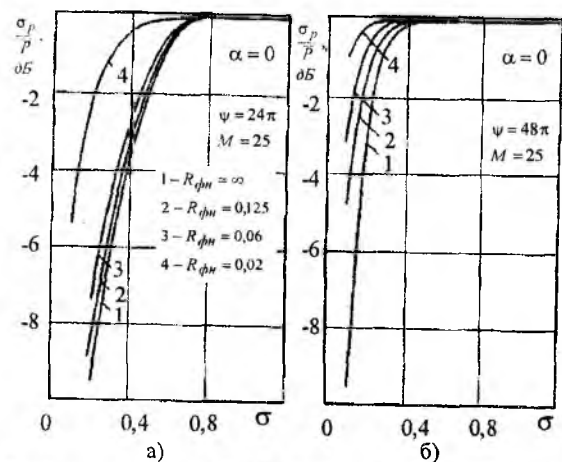


Рис. 5

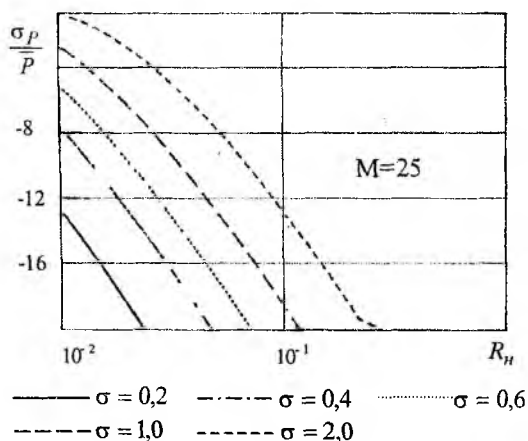


Рис. 6

нии R_n до 0,02 его значение увеличивается до -4,8 дБ; во 2-м ДМ такое же уменьшение фокусного расстояния вызывает увеличение σ_P/P с -9,6 дБ до -0,7 дБ.

Как уже отмечалось в предыдущем пункте, при фокусировке АР "неконтролируемые" ошибки местоположения приводят к тому, что интенсивность поля в фокусе начинает флуктуировать. Среднее значение интенсивности в этой точке уменьшается при увеличении глубины фокусировки (рис.4). Чтобы понять, как изменяется относительное СКО интенсивности в зависимости от фокусного расстояния, построен рис.6. Он показывает, что флуктуации интенсивности поля в фокусе при больших ошибках местоположения весьма малы даже при изменении фокусного расстояния в пределах всей зоны Френеля. Например, при фокусировке АР с $M=25$, $L/\lambda=48$ (рис.6) на расстоянии $R_{\phi n}=0,02$ (это расстояние примерно соответствует ближней границе зоны Френеля для данной решетки) ошибки местоположения с СКО $\sigma=0,6$ приводят к тому, что отношение σ_P/P становится равным примерно -9,8 дБ, а уменьшение σ до 0,2 приводит к уменьшению относительного СКО интенсивности поля до -18 дБ. При увеличении количества элементов в решетке M влияние случайных ошибок на флуктуации интенсивности поля уменьшается.

В заключение, основываясь на проведенных исследованиях, сделаем следующий важный вывод.

При небольших дисперсиях ($\sigma < 0,4$) влияние "контролируемых" и "неконтролируемых" случайных ошибок местоположения на интенсивность решеток с M , не меньшим 25, практически одинаково. Это значит, что при таких ошибках расчеты характеристик сфокусированных АР можно производить, используя более простое выражение (1).

Список литературы: 1. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн.-М.: Сов. радио, 1970.-384с. 2. Сканирующие антенные системы СВЧ; Под ред. Хансена Р.-М.: Сов. радио,1966.-536с. 3. Галеев Э.Г. Статистические соотношения для ДН неэвклидистантных ФАР // Антенны.-М.: Радио и связь, 1988.-Вып.35.-С.3-14.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ-ШУМ АДАПТИВНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

При оптимальной обработке сигналов адаптивной антенной решеткой (ААР) с помощью весовых коэффициентов (ВК), найденных по заданному критерию на основании анализа сигнально-помеховой обстановки, на выходе сумматора вследствие неточности ВК, вызванных искажением входного сигнала, несоответствием математической модели физической, ошибками численного метода и его реализации, происходит размывание сигнала. Поэтому выходной сигнал будет отвечать в той или иной мере критерию оптимальности в зависимости от величины ошибок ВК.

Вопрос влияния ошибок ВК или, что эквивалентно, токов возбуждения для передающих антенн на характеристики излучения посвящено много работ [1,2].

Целью настоящего сообщения является исследование влияния ошибок ВК на выходной сигнал ААР в зависимости от сигнально-помеховой обстановки при оптимальной обработке узкополосного сигнала в установившемся режиме по критерию максимума отношения сигнал-шум (ОСШ).

Постановка и решение задачи

Будем полагать, что в некотором направлении на ААР, состоящую из N идентичных и одинаково ориентированных элементов, поступает монохроматический сигнал.

Пусть $X_i(t)$ – сигнал, который принимает i -й элемент решетки, W_i – весовой коэффициент i -го канала. Тогда выходной сигнал $S(t)$ антенны определяется как скалярное произведение в N -мерном комплексном пространстве вектора весовых коэффициентов

$$\bar{W} = (W_1^0(1 + \varepsilon_1), W_2^0(1 + \varepsilon_2), \dots, W_N^0(1 + \varepsilon_N))$$

на сигнальный вектор

$$\bar{X}(t) = (X_1(t), X_2(t), \dots, X_N(t)),$$

то есть

$$S(t) = (\bar{W}, \bar{X}(t)) = \sum_{i=1}^N W_i^0(1 + \varepsilon_i) X_i^*(t),$$

где W_i^0 ($i = \overline{1, N}$) – компоненты вектора ВК, найденного из задачи максимизации ОСШ, а ε_i – носительные центрированные ошибки этих компонент; * – знак комплексного сопряжения.

Будем теперь полагать, что в направлениях \bar{u}_0 и \bar{u}_1 ($|\bar{u}_0| = |\bar{u}_1| = 1$) на ААР поступает полезный сигнал и сигнал помехи. Кроме того, естественно предположить, что каждый канал решетки содержит составляющую теплового шума. Следовательно, общий сигнальный вектор представим в виде:

$$\bar{X} = \bar{X}_c + \bar{X}_\Pi + \bar{X}_\text{ш} = \bar{X}_c + \bar{X}_\text{м},$$

где \bar{X}_c , \bar{X}_Π и $\bar{X}_\text{ш}$ – соответственно полезный, помеховый и шумовой вектора; $\bar{X}_\text{м} = \bar{X}_\Pi + \bar{X}_\text{ш}$ – мешающий вектор.

При работе ААР в узкополосном режиме сигнальный вектор и вектор помехи можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \bar{X}_c &= A_0 e^{i(\omega_0 t + \psi_0)} f(\bar{u}_0) \bar{V}_0, \\ \bar{X}_\Pi &= A_1 e^{i(\omega_0 t + \psi_1)} f(\bar{u}_1) \bar{V}_1, \end{aligned}$$

где ω_0 , A_0 , ψ_0 – частота, амплитуда и фаза полезного сигнала; A_1 , ψ_1 – амплитуда и фаза помехи; $\bar{V}_i = (1, e^{ik \bar{r}_2 \bar{u}_i}, \dots, e^{ik \bar{r}_N \bar{u}_i})$ ($i = \overline{0, 1}$) – нормированные сигнальный и помеховый вектора. В приведенных выражениях $f(\bar{u})$ и \bar{r}_i ($i = \overline{1, N}$) – соответственно диаграмма направленности эле-

мента решетки и радиус-вектор его положения; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны. Начало выбранной системы координат совмещено с положением первого элемента ААР.

Относительно фаз полезного сигнала и помехи ψ_1, ψ_2 будем полагать, что это независимые друг от друга случайные величины с равномерным законом распределения на интервале $(0; 2\pi)$.

Вектор теплового шума определим следующим образом:

$$\bar{X}_{\text{ш}}(t) = \left(X_1^{\text{ш}}(t), X_2^{\text{ш}}(t), \dots, X_N^{\text{ш}}(t) \right),$$

где $X_i^{\text{ш}}(t)$ ($i = \overline{1, N}$) – узкополосный стационарный случайный процесс независимый от ψ_0 и ψ_1 с мощностью $\sigma_{\text{ш}}^2$ на единичной нагрузке.

Рассмотрим задачу влияния неточности вектора ВК на максимум отношения ОСШ. С этой целью запишем выражение на сумматоре ААР для мощностей сигнала и шума, вызванного мешающим вектором:

$$P_s = \left| \overline{(\bar{W}, \bar{X}_c)} \right| = A_0^2 |f(\bar{u}_0)|^2 \left| \overline{(\bar{W}, \bar{V}_0)} \right|^2,$$

$$P_M = \left| \overline{(\bar{W}, \bar{X}_M)} \right| = (R_M \bar{W}, \bar{W}).$$

Здесь $R_M = \left\| r_{ij}^{(M)} \right\|_{i,j=1}^N$ – ковариационная матрица, составленная с компонент мешающего вектора, а черта означает усреднение случайных процессов.

Легко показать, что

$$M[P_s] = (R_s \bar{W}_0, \bar{W}_0) \left(R_s = \left\| (1 + M[\varepsilon_i^* \varepsilon_j]) V_i^0 V_j^{0*} \right\|_{i,j=1}^N \right),$$

$$M[P_M] = (\bar{R}_M \bar{W}_0, \bar{W}_0) \left(\bar{R}_M = \left\| r_{ij}^{(M)} (1 + M[\varepsilon_i^* \varepsilon_j]) \right\|_{i,j=1}^N \right),$$

где M – знак математического ожидания, а V_i^0 ($i = \overline{1, N}$) – компоненты вектора \bar{V}_0 . Поэтому максимальное значение ОСШ равно:

$$\frac{M[P_s]}{M[P_M]} = A_0^2 |f(\bar{u}_0)|^2 \frac{(R_s \bar{W}_0, \bar{W}_0)}{(\bar{R}_M \bar{W}_0, \bar{W}_0)}. \quad (1)$$

В этом соотношении оптимальный вектор ВК \bar{W}_0 , как известно [3], находится из матричного уравнения

$$R_M \bar{W}_0 = \bar{V}_0. \quad (2)$$

Полученные соотношения (1), (2) для максимального значения ОСШ позволяют полностью провести, зная корреляционную матрицу $\left\| M[\varepsilon_i^* \varepsilon_j] \right\|_{i,j=1}^N$, анализ влияния ошибок вектора ВК на выходной сигнал ААР в зависимости от сигнально-помеховой обстановки. Для качественной оценки рассмотрим модель некоррелированных ошибок вектора ВК, то есть случай, когда $M[\varepsilon_i^* \varepsilon_j] = \sigma_w^2 \delta_{ij}$, где σ_w^2 – дисперсия ошибок, а δ_{ij} – символ Кронекера.

Отбросив в правой части равенства (1) множитель $A_0^2 |f(\bar{u}_0)|^2$, отношение сигнал-шум представим в виде:

$$\frac{|\overline{W}_0, \overline{V}_0|^2 + \sigma_w^2(\overline{W}_0, \overline{W}_0)}{(\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0)} = \frac{|\overline{W}_0, \overline{V}_0|^2}{(\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0)} + \sigma_w^2 \frac{(\overline{W}_0, \overline{W}_0)}{(\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0)}.$$

Первое слагаемое правой части полученного соотношения представляет величину оптимального ОСШ, а второе – ошибку в определении значения ОСШ, вызванную неточностью формирования оптимального вектора ВК. Если сравнить величины максимального ОСШ в отсутствие ошибок

$\frac{|\overline{W}_0, \overline{V}_0|^2}{(\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0)}$ с полученным значением, то отношение сигнал-шум в этом случае уменьшается, так

как его знаменатель $(\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0) = (\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0) + \sigma_w^2(\overline{W}_0, \overline{W}_0)$. Кроме того, на максимальное значение ОСШ накладывается еще и ошибка $\sigma_w^2 \frac{(\overline{W}_0, \overline{W}_0)}{(\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0)}$. Для оценки этой ошибки разложим оптимальный вектор \overline{W}_0 по ортонормированному базису, составленному из собственных векторов \overline{W}_i ($i = \overline{1, N}$) матрицы \overline{R}_M :

$$\overline{R}_M \overline{W}_i = \lambda_i \overline{W}_i,$$

где собственные значения λ_i всегда положительны, так как матрица \overline{R}_M при наличии теплового шума положительно определена.

Пусть $c_i = (\overline{W}_0, \overline{W}_i)$ – коэффициенты Фурье разложения вектора \overline{W}_0 . Тогда в силу ортонормированности базиса $\{\overline{W}_i\}_{i=1}^N$

$$\frac{\sigma_w^2(\overline{W}_0, \overline{W}_0)}{(\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0)} = \frac{\sigma_w^2 \sum_{i=1}^N |c_i|^2}{\sum_{j=1}^N \lambda_j |c_j|^2} = \frac{\sigma_w^2 \sum_{i=1}^N |c_i|^2}{\lambda_{\max} \sum_{j=1}^N \frac{\lambda_j}{\lambda_{\max}} |c_j|^2}.$$

Здесь $\lambda_{\max} = \max\{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N\}$. Так как $\lambda_i/\lambda_{\max} \leq 1$ для всех $i = \overline{1, N}$, то

$$\frac{\sigma_w^2}{\lambda_{\max}} \leq \frac{\sigma_w^2(\overline{W}_0, \overline{W}_0)}{(\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0)}.$$

С другой стороны

$$\frac{\sigma_w^2(\overline{W}_0, \overline{W}_0)}{(\overline{R}_M \overline{W}_0, \overline{W}_0)} \leq \frac{\sigma_w^2}{\lambda_{\min}}, \quad \lambda_{\min} = \min\{\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N\}.$$

Таким образом, ошибка оптимального ОСШ при неточном формировании оптимального вектора ВК всегда не меньше $\sigma_w^2/\lambda_{\max}$ и не больше $\sigma_w^2/\lambda_{\min}$.

Список литературы: 1. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, – 1970. – 384с. 2. Корниенко Л.Г., Шифрин Я.С. Статистический анализ антенн по их интегральным параметрам // Проблемы антенной техники. М.: Радио и связь, – 1989. – 368с. 3. Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки. М.: Радио и связь, – 1986. – 448с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.10.2001

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ СТАТИСТИЧЕСКОГО СИНТЕЗА АНТЕНН

Задачи синтеза антенн наряду с задачами восстановления относятся к обратным задачам математической физики, для которых большое значение имеет вопрос о чувствительности и устойчивости получаемого решения. Применительно к обратным задачам теории антенн проблема чувствительности и устойчивости, видимо впервые обстоятельно обсуждалась в работе [1]. В ней отмечено, что в задачах синтеза основным является вопрос о чувствительности решения, устойчивость же его при этом имеет второстепенное значение. В задачах восстановления ситуация обратная.

Понятие чувствительности диаграммы направленности (ДН) к флуктуациям амплитудно-фазового распределения (АФР) источников было использовано в [2] для характеристики уровня фона рассеянной мощности в предположении, что флуктуации амплитуды, фазы токов возбуждения и положения элементов решетки, приводящие к его возникновению, статистически взаимно независимы. В качестве коэффициента чувствительности ДН в [2] предложено использовать значение относительной дисперсии ДН по полю, то есть отношение дисперсии ДН по полю к квадрату модуля среднего значения ДН по полю в направлении главного максимума. С точностью до множителя эта величина равна отношению рассеянной за счет флуктуаций мощности к значению ДН по мощности при отсутствии последних в направлении максимального излучения. Для оценки степени влияния фазовых флуктуаций на ДН линейных антенн по сути аналогичная величина была введена также в [3]. При большой величине КЧ появление даже малых флуктуаций АФР (флуктуаций с малой дисперсией) приводит к недопустимо большому отклонению средней ДН по мощности от регулярной. Поскольку значение введенного КЧ определяется характером АФР, то это обусловило довольно широкое использование ограничений на данный параметр в задачах детерминированного синтеза антенн с целью получения решений слабо или в контролируемой степени чувствительных к влиянию флуктуаций АФР. Введение таких ограничений особенно важно при синтезе ДН, не принадлежащих к классу физически реализуемых диаграмм, ибо позволяет регулировать чувствительность получаемого решения к неточности реализации оптимального АФР, то есть позволяет получить детерминированную, оптимальную в некотором смысле диаграмму, мало чувствительную к флуктуациям АФР, неизбежно появляющимся при реализации его. Однако указанный способ введения КЧ с практической точки зрения не является вполне удовлетворительным, так как с его помощью контролируется характер только регулярной части АФР. При этом из поля зрения выпадают статистические свойства флуктуаций, влияние которых на ДН существенно зависит от этих свойств. Вследствие этого требования к чувствительности могут быть либо завышенными, либо заниженными. В первом случае мы получим ДН, слабо чувствительную к воздействию флуктуаций, но изначально слишком далекую от требуемой. Во втором – более близкую к заданной, но очень чувствительную к появлению флуктуаций АФР. Если при решении задач детерминированного синтеза с этим недостатком можно в какой-то степени примириться, то при статистическом подходе к синтезу пригодность введенного КЧ для характеристики чувствительности получаемого решения становится далеко не очевидной. Это обуславливается тем, что в этом случае уже не может идти речь о чувствительности решения к появлению флуктуаций, ибо они уже есть – учтены при формулировке задачи. Поэтому речь должна идти о чувствительности к «чужим» флуктуациям, то есть о чувствительности решения к отклонению статистических параметров флуктуаций, появляющихся при реализации оптимального АФР, от заданных на этапе постановки задачи – закона распределения, вида коэффициента корреляции, значений радиуса корреляции и дисперсии. В простейшем случае, речь может идти о значениях радиуса корреляции и дисперсии. Следовательно, нужно либо вводить параметр, оценивающий чувствительность, иным способом, либо, по крайней мере, определять условия, при которых правомерно использование КЧ, введенного в [2].

Рассмотрим линейную антенну (линейную систему непрерывно распределенных идентичных и одинаково ориентированных источников) длиной L . Амплитудно-фазовое распределение будем характеризовать функцией $i(x)$, которая нормирована к амплитуде и фазе центрального источника.

Поскольку элементарные источники имеют слабую направленность, то диаграмма направленности линейной антенны с точностью до постоянного множителя описывается известным выражением

$$f(u) = Ai = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 i(x) e^{jux} dx, \quad (1)$$

где \mathbf{A} – линейный интегральный оператор, $x = (2z/L)$ – безразмерная продольная координата, $u = (\pi L/\lambda) \sin = a \sin \theta$ – обобщенный угол, θ – угол, отсчитываемый от оси антенны, λ – длина волны в свободном пространстве.

Будем считать, что ДН и АФР являются элементами гильбертовых пространств $L_f^2(-a, a)$ и $L_i^2(-1, 1)$ соответственно, со скалярными произведениями

$$(f_1(u), f_2(u))_{L_f^2} = \int_{-a}^a g(u) f_1(u) \overline{f_2(u)} du, \quad (i_1(x), i_2(x))_{L_i^2} = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 i_1(x) \overline{i_2(x)} dx,$$

где черта означает комплексное сопряжение, $g(u)$ – неотрицательная во всей области интегрирования весовая функция.

При наличии флуктуаций $i(x)$ является случайной функцией, которую при нормировке к амплитуде и фазе центрального источника в отсутствие флуктуаций [3] можно записать как

$$i(x) = i_0(x) e^{B(x) + j\varphi(x)} = i_0(x) q(x) \quad (2)$$

со средним значением

$$\langle i(x) \rangle = i_0(x) p(x), \quad (3)$$

где $p(x) = \langle e^{B(x) + j\varphi(x)} \rangle$.

Здесь $i_0(x)$ – АФР в отсутствие флуктуаций, $B(x)$ и $\varphi(x)$ – случайные функции, описывающие флуктуации уровня амплитуды и фазы источников соответственно, $\langle \dots \rangle$ – знак математического ожидания.

Уклонение случайной ДН от некоторой заданной $F(u)$ определим с помощью математического ожидания (МО) квадрата нормы их разности в L_f^2

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \left\langle \|F(u) - f(u)\|_{L_f^2}^2 \right\rangle, \quad (4)$$

которое после ряда преобразований приводится к следующему виду

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \|F - \mathbf{A} \langle i \rangle\|_{L_f^2}^2 + (\langle i \rangle, \mathbf{S} \langle i \rangle)_{L_i^2} = \|F - \langle f \rangle\|_{L_f^2}^2 + (\langle i \rangle, \mathbf{S} \langle i \rangle)_{L_i^2}. \quad (5)$$

Здесь \mathbf{S} линейный интегральный оператор

$$\mathbf{S}i = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 i(x) R(x, x_1) K(x, x_1) dx_1, \quad (6)$$

где $R(x, x_1) = \langle [q(x)/p(x) - 1][q^*(x_1)/p^*(x_1) - 1] \rangle$, $K(x, x_1) = \int_{-a}^a g(u) e^{ju(x-x_1)} du$.

Задача синтеза в статистической постановке [4], [5] обычно формулируется следующим образом. Определить регулярное АФР $i_0(x)$, которое при флуктуациях с заданными статистическими параметрами обеспечит минимум МО квадратичного отклонения синтезируемой ДН от заданной. Аналитически эта задача сводится к минимизации функционала $\langle \varepsilon^2 \rangle$, определенного соотношением (5), по среднему АФР $\langle i \rangle$. Регулярное АФР $i_0(x)$ затем легко определяется с помощью (3):

$$i_0(x) = \langle i(x) \rangle_0 / p(x) = (\mathbf{A}^* \mathbf{A} + \mathbf{S})^{-1} \mathbf{A}^* F(u) / p(x), \quad (7)$$

где $\langle i(x) \rangle_0$ – оптимальное среднее АФР, на котором достигается минимум функционала (5).

При этом минимальное матожидание КО

$$\langle \varepsilon^2 \rangle_{\min} = \|F\|_{L_f^2}^2 - \left(F, A(A^*A + S)^{-1} A^*F \right), \quad (8)$$

где A^* – оператор, сопряженный с оператором A .

В общем случае значения статистических параметров флуктуаций при реализации найденного оптимального АФР будут отличаться от значений, заданных в качестве исходных данных задачи синтеза. Величины, задаваемые при постановке задачи, а также найденные в результате ее решения, будем отмечать индексом “s”. Значения этих величин при реализации – индексом “r”. Тогда среднее значение квадратичного отклонения (КО) диаграммы, получаемой при практическом воспроизведении оптимального АФР, от заданной согласно (4) имеет вид

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \|F\|_{L_f^2}^2 + \left(\langle i_r \rangle, \mathbf{H}_r \langle i_r \rangle \right)_{L_i^2} - 2 \operatorname{Re} \left(A^* \langle i_r \rangle \right)_{L_i^2}, \quad (9)$$

где усреднение проводится по флуктуациям АФР, появляющимся при реализации, $i_r = i_0 q_r$.

В качестве регулярного АФР $i_0(x)$ в (9) взята его оптимальная величина, найденная при решении задачи статистического синтеза

$$i_0 = \left(\langle i_s \rangle_0 / p_s \right) = \frac{1}{p_s} \mathbf{H}_s^{-1} A^* F \quad (10)$$

со средним значением при реализации, равным

$$\langle i_r \rangle = \frac{p_r}{p_s} \mathbf{H}_s^{-1} A^* F.$$

Оператор \mathbf{H} в (9) и (10) имеет следующий вид

$$\mathbf{H}_{r,s} = (A^*A + S_{r,s}), \quad (11)$$

где индекс r относится к случаю, когда оператор \mathbf{S} определяется через параметры флуктуаций реализации, а индекс s – когда в оператор \mathbf{S} входят параметры флуктуаций, задаваемые при постановке задачи синтеза.

Пусть флуктуации реализуемого АФР и найденного при синтезе имеют одинаковые закон распределения и вид коэффициента корреляции, а дисперсия α_r и радиус корреляции c_r отличаются от заданных при постановке задачи синтеза α_s и c_s :

$$\alpha_r = \alpha_s + \Delta\alpha, \quad c_r = c_s + \Delta c.$$

Будем полагать, что отклонение α_r и c_r от α_s и c_s малы: $\Delta\alpha \ll 1$ и $\Delta c \ll 1$. В этом случае, ограничившись членами первого порядка малости по $\Delta\alpha$ и Δc , имеем

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \langle \varepsilon^2 \rangle_{\min} + \Delta\alpha \cdot k_\alpha(\alpha_s, c_s) + \Delta c \cdot k_c(\alpha_s, c_s), \quad (12)$$

где

$$k_\alpha(\alpha_s, c_s) = \left(\langle i_s \rangle_0, \mathbf{Q}_{\alpha s} \langle i_s \rangle_0 \right), \quad k_c(\alpha_s, c_s) = \left(\langle i_s \rangle_0, \mathbf{Q}_{c s} \langle i_s \rangle_0 \right), \quad (13)$$

$$\mathbf{Q}_{\alpha s} \langle i_s \rangle_0 = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-1}^1 K(x, x_1) \frac{\partial R}{\partial \alpha_r} \Big|_{\alpha_r = \alpha_s, c_r = c_s} \langle i_s \rangle_0 dx, \quad \mathbf{Q}_{c s} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-1}^1 K(x, x_1) \frac{\partial R}{\partial c_r} \Big|_{\alpha_r = \alpha_s, c_r = c_s} \langle i_s \rangle_0 dx.$$

Величины k_α , k_c определяют значение разности между средним КО реализуемой ДН, получаемым реально, и ожидаемым минимальным значением $\langle \varepsilon^2 \rangle_{\min}$ при отклонении значений дисперсии α_r и радиуса корреляции c_r от задаваемых при постановке задачи синтеза. Они характеризуют чув-

ствительность $\langle \varepsilon^2 \rangle$ к изменению α и c и их естественно рассматривать как коэффициенты чувствительности по дисперсии и радиусу корреляции соответственно.

Коэффициенты k_α и k_c имеют ясный смысл. Это производные по α и c от рассеянной мощности излучения в секторе $[-a, a]$, обусловленной флуктуациями. Из соотношений (10) и (13) следует, что величина коэффициентов чувствительности определяется параметрами флуктуаций АФР – α_s, c_s , которые являются исходными данными задачи синтеза и видом требуемой ДН.

Для более детального анализа введенных величин рассмотрим важный с практической точки зрения случай, когда в антенне присутствуют только фазовые флуктуации. Будем полагать, что имеет место нормальный закон распределения, коэффициент корреляции примем в гауссовой форме. Решение удобно представить в спектральном виде. Оптимальное среднее АФР будем искать в виде разложения по системе собственных функций $\{\psi_n\}_{n=0}^\infty$ самосопряженного оператора $\mathbf{A}^* \mathbf{A}$

$$\langle i_s \rangle_0 = \sum_{n=0}^N a_n \psi_n(a, ax).$$

Здесь и далее верхний предел суммирования N – целое число, которое при необходимости всегда можно $\rightarrow \infty$.

При малых α ($\alpha \ll 1$), а также малых или больших радиусах корреляции c , как показано в [6], для $\langle i_s \rangle_0$ может быть получено следующее выражение:

$$\langle i_s \rangle_0 = \sum_{n=0}^N \frac{(F, \psi_n)_{L_i}^2}{\sqrt{\lambda_n(a)} [\lambda_n(a) + \alpha_s J_{nn}(a, c_s)]} \psi_n(a, ax), \quad (14)$$

где $\lambda_n(a)$ – собственные значения оператора $\mathbf{A}^* \mathbf{A}$, которые есть положительные вещественные числа, перенумерованные так, что $1 \geq \lambda_0 \geq \lambda_1 \geq \dots \lambda_n \geq 0$,

$$J_{nn}(a, c) = (\psi_n(a, ax), S_0 \psi_n(a, ax'))_{L_i}^2,$$

$$S_0 \psi_n(a, ax') = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 K(x, x') \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{c_2}\right] \psi_n(a, ax') dx'.$$

Зависимости величины $J_{nn}(a, c)$ от c и n достаточно подробно изучены в [6]. Для антенны с $a = 3\pi$ графики $J_{nn}(a, c)$ показаны на рис. 1.

Подставив (14) в (13), для k_α и k_c получим

$$k_\alpha(\alpha_s, c_s, a) = \sum_{n=0}^N \frac{|(F, \psi_n(a, u))_{L_f}^2|^2}{[\lambda_n(a) + \alpha_s J_{nn}(a, c_s)]^2} J_{nn}(a, c_s), \quad (15)$$

$$k_c(\alpha_s, c_s, a) = \alpha_s \sum_{n=0}^N \frac{|(F, \psi_n(a, u))_{L_f}^2|^2}{[\lambda_n(a) + \alpha_s J_{nn}(a, c_s)]^2} \frac{\partial}{\partial c} J_{nn}(a, c) \Big|_{c=c_s}. \quad (16)$$

Видно, что коэффициенты чувствительности зависят как от вида заданной ДН, так и от статистических параметров флуктуаций. Кроме того, чувствительность решения задачи синтеза в детерминированной постановке ($\alpha_s = 0$) будет хуже – коэффициент чувствительности больше, чем при статистической.

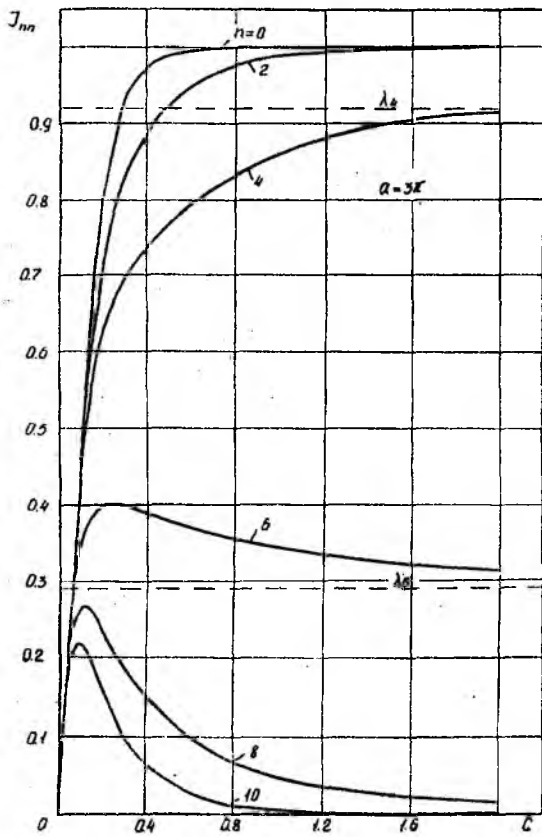


Рис. 1

Действительно, при детерминированном синтезе имеем для k_α

$$k_\alpha^0(a) = \sum_{n=0}^N \left| (F, \psi_n(a, u))_{L_f^2} \right|^2 / \lambda_n(a). \quad (17)$$

Из сравнения (15) и (17) с учетом того, что $\lambda_n(a) \rightarrow 0$ с ростом n , следует высказанное утверждение.

На основании (15) и (16) при $c \ll 1$ и $c \gg 1$ можно получить простые оценки для коэффициентов k_α и k_c .

В [6] показано, что при $c \ll 1$ имеет место неравенство $J_{mn}(a, c) \leq ac / \sqrt{\pi}$. Следовательно, для коэффициентов чувствительности при малых радиусах корреляции справедливы следующие оценки:

$$\begin{aligned} k_\alpha &\leq \frac{a}{\sqrt{\pi}} c_s \left\| \langle i_s \rangle_0 \right\|_{L_i^2}^2, \\ k_c &\leq \frac{a}{\sqrt{\pi}} \alpha_s \left\| \langle i_s \rangle_0 \right\|_{L_i^2}^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Из (18) с учетом того, что $\left\| \langle i_s \rangle_0 \right\|_0^2$ меньше, чем квадрат нормы АФР при детерминированном

синтезе следует, что решение задачи в статистической постановке при малых радиусах корреляции менее чувствительно, чем получаемое в результате детерминированного синтеза.

В случае больших радиусов корреляции ($c \gg 1$) согласно [6]

$$J_{mn}(a, c) = \lambda_n(a) \left[1 + O(1/c^2) \right], \text{ и } \frac{\partial J_{mn}(a, c)}{\partial c} \sim \lambda_n(a) \frac{1}{c^3}.$$

Тогда для k_α и k_c получим

$$k_\alpha = \frac{1}{(1 + \alpha_s)^2} k_\alpha^0(a), \quad k_c \sim \frac{\alpha_s}{(1 + \alpha_s)^2} \frac{1}{c^3} k_\alpha^0(a) \quad (19)$$

где $k_\alpha^0(a)$ – коэффициент чувствительности решения детерминированной задачи синтеза.

Видно, что при больших радиусах корреляции во-первых, чувствительность по c намного слабее, чем по дисперсии, и, во-вторых, чувствительность по дисперсии при $c \rightarrow \infty$ и малых α_s близка к чувствительности решения, получаемого при детерминированном синтезе и, следовательно, выше, чем при малых c .

Представляет интерес случай, когда заданная ДН относится к классу физически реализуемых диаграмм. Такую диаграмму всегда можно представить в виде следующего разложения:

$$F(u) = \sum_{n=0}^{\infty} d_n^{(0)} \psi_n(a, u),$$

где $d_n^{(0)} = \frac{1}{\lambda_n(a)} (F, \psi_n(a, u))_{L_f^2}$ и вследствие физической реализуемости ДН удовлетворяют неравенству

$$\sum_{n=0}^{\infty} |d_n^{(0)}|^2 < \infty. \quad (20)$$

Отметим, что для физически нереализуемых ДН эти коэффициенты должны удовлетворять условию

$$\sum_{n=0}^{\infty} |d_n^{(0)}|^2 \lambda_n(a) < \infty. \quad (21)$$

Коэффициенты чувствительности при этом равны

$$k_{\alpha}(\alpha_s, c_s, a) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|d_n^{(0)}|^2}{[1 + \alpha_s J_{nn}(a, c_s) / \lambda_n(a)]^2} J_{nn}(a, c_s),$$

$$k_c(\alpha_s, c_s, a) = \alpha_s \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|d_n^{(0)}|^2}{[1 + \alpha_s J_{nn}(a, c_s) / \lambda_n(a)]^2} \frac{\partial}{\partial c} J_{nn}(a, c) \Big|_{c=c_s}.$$

Учитывая, что величина $\frac{J_{nn}(a, c) / \lambda_n(a)}{[1 + \alpha_s J_{nn}(a, c) / \lambda_n(a)]^2}$ при $J_{nn}(a, c) / \lambda_n(a) = 1 / \alpha$ для малых c имеет максимум, равный $1 / 4\alpha$, для коэффициента чувствительности по дисперсии имеем

$$k_{\alpha} \leq \frac{1}{4\alpha_s} \sum_{n=0}^{\infty} |d_n^{(0)}|^2 \lambda_n(a), \quad k_c \leq C_1 \sum_{n=0}^{\infty} |d_n^{(0)}|^2 \lambda_n(a),$$

где $C_1 = \left[\frac{\partial}{\partial c_s} \frac{1}{1 + \alpha_s J_{nn}(a, c_s) / \lambda_n(a)} \right]_{\max} < \infty.$

Из неравенств (20) и (21) сразу следует, что для физически реализуемых ДН коэффициенты чувствительности всегда меньше, чем для нереализуемых диаграмм направленности, поскольку собственные значения $\lambda_n(a)$ всегда ≤ 1 и быстро убывают с ростом индекса n .

Таким образом, чувствительность решения задачи статистического синтеза антенн по заданной ДН может быть определена как разность между средним значением квадратичного отклонения воспроизводимой реально ДН от заданной и минимально возможным его значением, которая обусловлена отклонением статистических параметров флуктуаций реализуемого оптимального АФР от значений, заданных в качестве исходных данных задачи. Оценка этой чувствительности может быть проведена с помощью двух коэффициентов – коэффициента чувствительности по дисперсии и коэффициента чувствительности по радиусу корреляции флуктуаций АФР, значения которых могут существенно различаться по величине в зависимости от задаваемых на этапе формулировки задачи значений соответствующих статистических параметров.

Список литературы: 1. *Gilbert E.M., Morgan S.P.* Optimum Design of Directive Antenna Arrays Subject to Random Variable // *Bell System Tech. J.*, 1955. Vol. 34. N 3. P 637 – 663. 2. *Deshamps G.A., Cabayan H.S.* Antenna Synthesis and Solution of Inverse Problems by Regularization Methods // *IEEE Trans.*, 1972. Vol. AP – 20. N 3. P. 269 – 274. 3. *Шифрин Я.С.* Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. Радио, 1970. 384 с. 4. *Шифрин Я.С., Должиков В.В.* Статистический синтез линейной непрерывной антенны по заданной диаграмме направленности // *Радиотехника и электроника*. 1994. Т. 39. № 9. С. 1329-1335. 5. *Справочник по антенной технике / Под ред. Я.Н. Фельда, Е. Г. Зелкина.* М.:ИПРЖР,1997. Т.1. 256 с. 6. *Шифрин Я.С., Должиков В.В., Радченко В.Ю.* Сверхнаправленность в статистической теории антенн. Харьков. 1987. 140 с. Деп. В УкрНИИТИ, 05.01.88, № 86-Ук. 88.

Харьковский национальный университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 19.10.2001

ПРИМЕНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ МАТРИЦ ДЛЯ АНАЛИЗА ШУМОВ ДИССИПАТИВНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Введение

Анализу собственных шумов фазированных антенных решеток (ФАР), заметно влияющих на энергетический потенциал радиотехнических систем, посвящено большое число исследований. Первые публикации на эту тему появились в 60-х годах прошлого века, а уже к 80-м годам были разработаны методы анализа, позволяющие достаточно полно оценивать шум приемных ФАР при учете всех его источников и взаимодействия излучателей в решетке [1,2]. Вместе с тем, модели ФАР, используемые в указанных работах, не вполне корректно описывают характер взаимных связей в решетке диссипативных излучателей [3], что может заметно исказить полученные оценки. Ниже предлагается универсальный метод расчета шумовой температуры произвольной фазированной антенной решетки (ФАР), позволяющий корректно оценить вклад всех источников внутренних шумов (коррелированных и некоррелированных) при строгом учете взаимных связей между диссипативными излучателями. Актуальность данной проблемы подтверждается непрерывающимся потоком публикаций, примером которых могут служить работы [4,5], в которых исследуются ФАР, построенные с использованием новых схем или новых технологий.

Матричная модель фазированной антенной решетки

Рассмотрим диссипативную ФАР, состоящую из N излучателей и системы возбуждения, в которую могут входить диаграммообразующая схема, схема фазирования, распределительная схема и т.д. Будем полагать, что нам известны векторные диаграммы направленности (ДН) излучателей и матрица их собственных и взаимных сопротивлений $\mathbf{z} = \mathbf{r}_\Sigma + \mathbf{r}_d + j\mathbf{x}$, где \mathbf{r}_Σ и \mathbf{r}_d – матрицы сопротивлений излучения и сопротивлений потерь соответственно, которые в общем случае являются недиагональными комплексными эрмитовыми матрицами [3]. Для описания ФАР воспользуемся матричной моделью, разработанной в [6], согласно которой всей ФАР ставится в соответствие эквивалентный шумящий $2(N+M)$ -полосник. Его входами являются M фиксированных сечений в линиях передачи, соединяющих генераторы или приемники со схемой возбуждения решетки, а выходами многополосника служат N независимых каналов, которым соответствуют N ортогональных сферических волн в свободном пространстве. Наиболее полно параметры этого многополосника могут быть описаны матрицей рассеяния \mathbf{S} и ковариационной матрицей спектральных плотностей шумовых волн \mathbf{K} на его входах. Для нахождения этих матриц указанный многополосник разобьем на два, один из которых будет соответствовать решетке излучателей, а второй – системе возбуждения. Матрицы \mathbf{S}_M и \mathbf{K}_M , описывающие последний многополосник, будем считать заданными, поскольку их нетрудно рассчитать известными методами или измерить. Матрица рассеяния \mathbf{S}_A многополосника, эквивалентного системе излучателей с джоулевыми потерями, имеет вид [6]:

$$\mathbf{S}_A = \begin{pmatrix} \mathbf{E} - \mathbf{A} & \mathbf{A}\mathbf{J}_t^{-1} \\ \mathbf{J}^{-1}\mathbf{A} & \mathbf{J}_t^*\mathbf{J}_t^{-1} - \mathbf{J}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{J}_t^{-1} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\mathbf{A} = 2(\mathbf{z} + \mathbf{E})^{-1}$, \mathbf{J} – ортогонализирующая матрица токов, определяемая из уравнения: $\mathbf{J} \cdot \mathbf{J}_t^* = \mathbf{r}_\Sigma^{-1}$.

Для определения матрицы \mathbf{K}_A воспользуемся соотношением [7]:

$$\mathbf{K} = kT_0(\mathbf{E} - \mathbf{S}\mathbf{S}_t^*), \quad (2)$$

которое является волновым аналогом формулы Найквиста и справедливо для любой многополосной цепи, находящейся в тепловом равновесии при температуре T_0 , где k – постоянная Больцмана, \mathbf{E} – единичная матрица. Подставляя в (2) значение \mathbf{S}_A из (1), находим

$$\mathbf{K}_A = kT_0 \begin{pmatrix} \mathbf{V} & -\mathbf{V}(\mathbf{J}_t^*)^{-1} + \mathbf{A}\mathbf{W}\mathbf{J} \\ -\mathbf{J}^{-1}\mathbf{V} + \mathbf{J}_t^* \mathbf{W}\mathbf{A}^* & \mathbf{J}^{-1}\mathbf{V}(\mathbf{J}_t^*)^{-1} - \mathbf{J}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{W}\mathbf{J} - \mathbf{J}_t^* \mathbf{W}\mathbf{A}^* (\mathbf{J}_t^*)^{-1} + \mathbf{J}_t^* \mathbf{W}\mathbf{J} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $\mathbf{V} = \mathbf{A}\mathbf{r}_{dt} \mathbf{A}^*$ и $\mathbf{W} = \mathbf{r}_{dt} - \mathbf{r}_d$.

При анализе приемных систем наибольший интерес в матрице (3) вызывает блок $\mathbf{K}_{aa} = kT_0 \mathbf{V}$, определяющий энергетические параметры шумовых волн, бегущих от излучателей ко входам согласованных приемников. Он представляет собой квадратную матрицу размерности N , в общем случае недиагональную, что говорит о наличии корреляции между шумовыми волнами в линиях, которая обусловлена взаимодействием излучателей в решетке.

Матрицы \mathbf{S} и \mathbf{K} многополосника, соответствующего всей ФАР, находятся путем объединения двух рассмотренных многополосников [8]. Использование коэффициентов этих матриц, а также заданных ДН излучателей, позволяет получить соотношения для расчета всех требуемых характеристик ФАР, в том числе мощностей апертурных и внутренних шумов на ее выходах в режиме приема. Так, например, эффективная температура внутренних шумов приемной антенной решетки на m -м ее выходе определяется с помощью простого соотношения: $T_m = K_{mm} / k$.

Численные результаты

В качестве примера приведем результаты анализа температуры внутренних шумов на выходе приемной линейной ФАР из 16-ти несимметричных вибраторов длиной $0,239\lambda$ с к.п.д. $\eta = 64,4\%$, которые располагались эквидистантно с шагом $0,5\lambda$. Система возбуждения имела один вход ($M=1$) и 16 выходов ($N=16$) и строилась по параллельной схеме с использованием бинарных делителей с развязанными выходами. В канал каждого (n -го) излучателя был включен фазовращатель без потерь, сдвигающий фазу на $\varphi_n = (n-1)\Delta$, где Δ – разность между сдвигами фаз в соседних каналах. Рассчитанное значение эффективной температуры внутренних шумов T_I на выходе данной ФАР при синфазном возбуждении ее излучателей ($\Delta = 0$) оказалось равным $T_I(0) = 0,41T_0$. Зависимость нормированной температуры $\tilde{T}(\Delta) = T_I(\Delta)/T_I(0)$ от разности фаз Δ показана на рис.1 (кривая 1).

Затем эта пассивная ФАР была преобразована в активную путем включения между излучателями и фазовращателями усилителей с параметрами:

$$\mathbf{S}_{amp1} = \begin{pmatrix} 0,60e^{-i78^\circ} & 0,114e^{i38^\circ} \\ 2,96e^{i106^\circ} & 0,79e^{-i53^\circ} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{K}_{amp1} = kT_0 \begin{pmatrix} 0,70 & 2,655e^{i176^\circ} \\ 2,655e^{-i176^\circ} & 19,43 \end{pmatrix}.$$

Расчеты, проведенные для этого случая, показали, что введение усилителей привело к заметному увеличению эффективной шумовой температуры $T_I(0) = 20,83T_0$ и изменению характера зависимости $\tilde{T}(\Delta)$, которая приобрела вид кривой 2 на рис. 1.

На следующем этапе численного эксперимента прежние усилители были заменены новыми со следующими параметрами:

$$\mathbf{S}_{amp2} = \begin{pmatrix} 0,421e^{-i69^\circ} & 0,129e^{i62^\circ} \\ 4,782e^{i106^\circ} & 0,587e^{-i69^\circ} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{K}_{amp2} = kT_0 \begin{pmatrix} 1,665 & 6,683e^{i176^\circ} \\ 6,683e^{-i176^\circ} & 35,28 \end{pmatrix}.$$

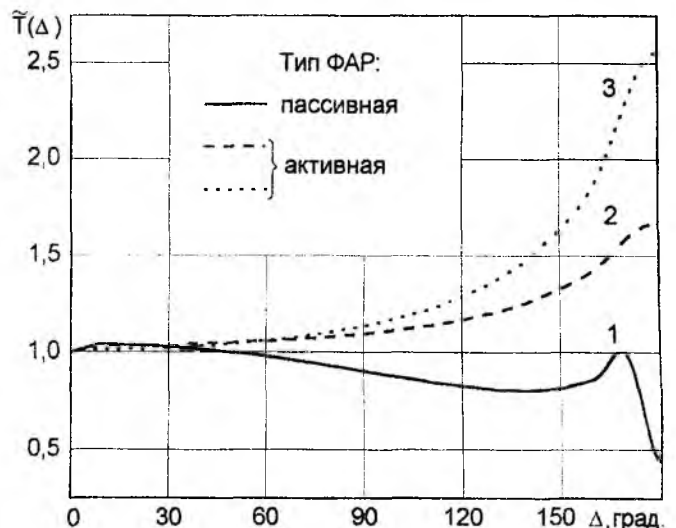


Рис. 1

Эта замена привела к дальнейшему росту температуры $T_I(0)$ до величины $38,06 T_0$, и расширению пределов изменения функции $\tilde{T}(\Delta)$, что иллюстрирует кривая 3 на рис.1. Таким образом, расчеты показали, что температура внутренних шумов на выходе приемной антенной решетки и ее поведение при сканировании луча определяются схемой построения решетки, параметрами ее излучателей и степенью их взаимовлияния. Для большей полноты результатов расчета приведем вычисленные значения эквивалентных коэффициентов усиления в максимумах ДН трех описанных решеток, вычисленные при условии синфазного возбуждения их излучателей ($\Delta = 0$), которые равны 15,94, 24,74 и 29,03 дБ соответственно.

Заключение

Предлагаемый метод расчета шумов ФАР является достаточно простым и легко реализуется в виде алгоритмов и программ для ЭВМ и может быть эффективно использован для анализа шумов пассивных и активных фазированных решеток с любой заданной схемой возбуждения.

Список литературы: 1. Зайцев Э.Ф., Дикий В.Н., Бабенко А.И. Шумы фазированных антенных решеток // Известия вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, №1. С. 68-75. 2. Delisle G.Y., Pelletier M., Cummins J. Signal-to-noise ratios of array receiving system with internal losses // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 1981. Vol. AP-29, №4. P. 600-608. 3. Токарский П.Л. Взаимные связи в системе излучателей с джоулевыми потерями // Радиотехника и электроника. 1986. Т.31, № 9. С.1717-1723. 4. Lee J.J. G/T and Noise Figure of Active Array Antennas // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1993. Vol. AP-41, №2. P.241-244. 5. Kraft U.R. Gain and G/T of multielement receive antennas with active beamforming networks // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2000. Vol. 48, №12. С. 1818-1829. 6. Токарский П.Л. Матричная модель диссипативной антенной решетки для расчета ее поляризационных характеристик // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1996. Т.39, № 10. С.10-14. 7. Дикий В.Н., Зайцев Э.Ф. О расчете шумов многополюсных цепей с заданными волновыми параметрами // Радиотехника и электроника. 1977. Т.22, № 9. С.2560-2566. 8. Бабак Л.И. Определение шумовых характеристик СВЧ-цепей // Радиотехника и электроника. 1980. Т.25, № 11. С.2380-2384.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.10. 2001

**ОПЫТ РАЗРАБОТКИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МАЛОШУМЯЩИХ
УСИЛИТЕЛЕЙ СВЧ ДЛЯ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ**

Одной из насущных проблем, которые стоят перед службами управления воздушным движением, является продление ресурса и улучшение тактико-технических характеристик радиолокационных станций (РЛС), эксплуатируемых более 10 лет. Наиболее уязвимое звено старых РЛС – электровакуумные приборы СВЧ (лампы бегущей волны, магнетроны и клистроны). Они имеют ограниченный ресурс, большую стоимость и производились предприятиями военно-промышленного комплекса, в настоящее время не работающими. Полтавским предприятием "ЭЛСИС" на протяжении 8 лет успешно ведется работа по замене малошумящих ламп бегущей волны (ЛБВ), используемых во входных усилителях высокой частоты РЛС, малошумящими и сверхмалошумящими твердотельными усилителями.

Специфика работы РЛС выдвигает особые требования к малошумящему усилителю (МШУ) высокой частоты. Передатчик и приемник РЛС работают на один антенно-фидерный тракт. В зависимости от того или иного способа развязки передатчика и приемника на вход МШУ просачивается импульсная мощность от сотен до тысяч ватт. Электровакуумные МШУ в силу особенностей конструкции в состоянии рассеять эту мощность в виде тепла без изменения их электрических характеристик. Полупроводниковые же усилители очень чувствительны к подобного рода перегрузкам. Поэтому разработчикам предприятия "ЭЛСИС" пришлось решать практическую проблему защиты входа твердотельного усилителя от воздействия большой импульсной мощности СВЧ.

Способов ограничения мощности на входе МШУ, как следует из многочисленных литературных источников, существует несколько:

- 1) принудительное включение отражающего ключа на переключаемых $p-i-n$ диодах, расположенных перед МШУ, на время зондирующего импульса РЛС (бланкирование);
- 2) автономное защитное устройство на ограничительных $p-i-n$ диодах;
- 3) защитное устройство на ограничительных $p-i-n$ диодах с активной подпиткой;
- 4) защитное устройство на ограничительных $p-i-n$ диодах с пассивной подпиткой.

Остановимся подробнее на преимуществах и недостатках каждого из решений.

Построение защитного устройства с бланкированием позволяет использовать в нем мощные $p-i-n$ диоды с низким быстродействием и с толстой базой (базой называют i -слой, расположенный между p - и n -областями полупроводника). Такие диоды имеют, как правило, большие значения обратных пробивных напряжений и рассеиваемых тепловых мощностей, что позволяет успешно выдерживать падающую СВЧ-мощность до десятков киловатт. Но такие защитные устройства имеют серьезный недостаток. При попадании в антенну РЛС мощной асинхронной помехи от расположенной рядом радиолокационной станции, работающей в том же диапазоне длин волн, твердотельный МШУ останется практически беззащитным.

Описанная ситуация с рядом стоящими РЛС является типичной для систем управления воздушным движением, где одновременно работают обзорный локатор, высотомер, диспетчерский локатор, вторичный локатор и система посадки. Поэтому описанный тип защитных устройств (с бланкированием) недопустимо использовать в МШУ, предназначенных для замены ЛБВ в РЛС.

Применение в защитных устройствах ограничительных $p-i-n$ диодов позволяет отказаться от принудительного смещения, так как они способны автосмещаться падающей мощностью СВЧ. Развитие современных полупроводниковых технологий позволяет создавать ограничительные $p-i-n$ диоды с малой емкостью перехода, что дает возможность добиться хорошего согласования на малом сигнале (когда ограничительный $p-i-n$ диод закрыт) вплоть до частот 18–22 ГГц.

Как и в любой отрасли, в производстве ограничительных $p-i-n$ диодов существуют конфликтные проблемы. Уменьшение толщины базы позволяет резко увеличить быстродействие диода и сдвигает граничную рабочую частоту (частота, при которой ограничительный $p-i-n$ диод еще автосмещается) вверх. Но в то же время при уменьшении толщины базы увеличивается емкость $p-i-n$ структуры и ухудшается малосигнальное согласование диода. Кроме того, при уменьшении толщины базы снижается обратное пробивное напряжение, определяющее максимальную импульсную мощность СВЧ, которую можно подать на защитное устройство. Поэтому ведущие производители СВЧ полупроводников выпускают целую гамму ограничительных $p-i-n$ диодов с различными толщиной базы, емкостью структуры и пробивным напряжением. Но, тем не менее, не всегда выпускаемая номенклатура изделий может удовлетворить разработчиков при решении конкретной практической задачи. Например, созда-

ние устройства защиты МШУ, используемого взамен ЛБВ типа УВ-74 в широко распространенном в украинских системах управления воздушным движением обзорном локаторе П-37, потребовало изготовления «заказного» диода с параметрами, указанными разработчиками фирмы «ЭЛСИС».

Особенностью этого локатора является переключение антенно-фидерного тракта с приема на передачу при помощи двух газонаполненных разрядников, установленных на широкой и узкой стенках волновода. Мощность передатчика П-37 достигает 900-1000 кВт в импульсе в 10-сантиметровом диапазоне длин волн. На вход МШУ (после разрядников) во время прохождения зондирующего импульса воздействует импульс сложной формы, обусловленной ограниченным быстродействием разрядников. Передний фронт воздействующего импульса имеет скорость нарастания СВЧ энергии такую же, как и у магнетрона, так как газ в разрядниках поджигается с конечной скоростью. Фактически на входное устройство малошумящего усилителя поступает 40-50% мощности передатчика на протяжении от 0,1–0,15 мкс (время срабатывания разрядников). После поджига разрядников на вход МШУ воздействует мощность 400–1000 Вт на протяжении 0,9–1,2 мкс (длительность зондирующего импульса). Сигнал такой сложной формы и большой энергетики выдвигает к ограничительным $p-i-n$ диодам крайне противоречивые требования. Диоды должны иметь тонкую базу (для того, чтобы эффективно отпираться автосмещением при воздействии крутого переднего фронта импульса передатчика), и одновременно с этим большое обратное пробивное напряжение (для того, чтобы выдержать воздействие энергопика в сотни киловатт).

Имеющаяся номенклатура ограничительных $p-i-n$ диодов отечественных и зарубежных производителей не удовлетворяла выдвинутым требованиям. В результате был создан диод, успешно работающий в МШУ и выдерживающий экстремальные режимы эксплуатации даже с разбитым разрядником, чего не выдерживала ЛБВ.

Одним из путей продвижения защитных устройств, работающих с большими уровнями мощности, в область высоких частот является организация активной подпитки ограничительных $p-i-n$ диодов. Этот способ позволяет использовать на высоких частотах диоды с относительно толстой базой, не работающие в этом диапазоне частот в режиме автосмещения. Реализуется он следующим образом.

В тракте перед $p-i-n$ диодом устанавливается детекторный диод, нагрузкой которого будет являться сам $p-i-n$ диод. При этом выпрямленное детектором напряжение приводит к протеканию тока через $p-i-n$ диод и, следовательно, к росту вносимого им ослабления высокочастотной мощности.

Разумеется, в случае применения детектора ограничение СВЧ мощности будет определяться уже не только (а при малых мощностях и не столько) непосредственным ее воздействием на диод, но и чувствительностью детектора и величиной тока, которую он обеспечивает в нагрузке – переключаемом $p-i-n$ диоде.

Использование детектора способствует также уменьшению инерционности данной схемы. При подаче выпрямленного напряжения с детектора на $p-i-n$ диод последний открывается быстрее, чем при непосредственном воздействии СВЧ-мощности. Однако быстродействия $p-i-n$ диода все же иногда бывает недостаточно, если ограничитель используется в качестве устройства защиты приемника, когда мощность поступает в виде импульсов. При этом за время переключения $p-i-n$ диода часть мощности высокого уровня просачивается в тракт, что обычно крайне нежелательно. Для того, чтобы уменьшить просачивающуюся мощность, т.е. повысить скорость срабатывания ограничителя, а заодно и увеличить общую развязку, вслед за $p-i-n$ диодом в тракт помещается более быстродействующий варакторный диод. В широкополосных устройствах он обычно отстоит от $p-i-n$ диода на четверть длины волны для средней частоты рабочего диапазона частот.

Конструкция ограничителя, содержащего детектор, $p-i-n$ диод и варактор, показана на рис. 1. Это устройство может использоваться для защиты приемника, а также в балансном антенном переключателе, и способно работать при уровнях мощности в импульсе до 1 кВт в трехсантиметровом диапазоне волн. Полоса пропускания ограничителя более 500 МГц, максимальное ослабление превышает 60 дБ, начальные потери порядка 1 дБ.

Применение детекторов в схемах ограничителей на диодах, как было отмечено, ускоряет их отпирание, однако не решает другой важной проблемы – ускорения процесса рассасывания накопленного заряда после окончания импульса СВЧ-мощности. Действительно, практически отсутствует путь для протекания обратного тока диода, следст-

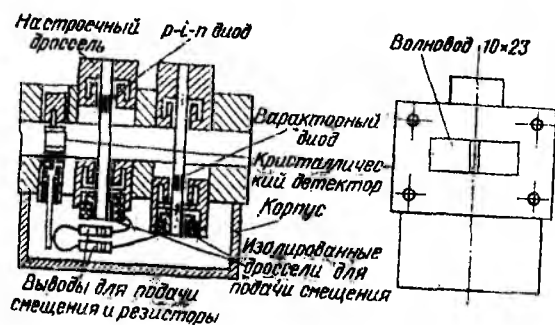


Рис. 1

вие чего рассасывание накопленного заряда происходит главным образом за счет рекомбинации в базе, т. е. довольно медленно. Для создания цепи протекания обратного тока параллельно $p-i-n$ диоду можно включить сопротивление, как показано на рис. 2, а. Еще больший эффект достигается, если вместо сопротивления включить индуктивность (рис. 2, б). В индуктивности накапливается энергия во время протекания через диод прямого тока. Когда смещение, создаваемое детектором, исчезает, пропадает и магнитное поле, в результате чего на зажимах индуктивности возникает электродвижущая сила обратного знака, способствующая эффективному рассасыванию заряда, накопленного в базе диода.

Если уровень падающей мощности слишком велик для детектора, его можно подключить через направленный ответвитель. Сигнал, вырабатываемый диодом усиливается быстродействующим видеоусилителем и используется для принудительного отпираания ограничительных $p-i-n$ диодов. Подобные защитные устройства обладают существенными недостатками. Во-первых, видеоусилитель резко ограничивает быстродействие защитного устройства в целом. При этом на вход МШУ просачивается довольно мощный энергопик, способный вывести его из строя. Во-вторых, элементарное отсутствие электропитания делает МШУ с таким защитным устройством уязвимым перед воздействием СВЧ-импульсов от работающих рядом РЛС.

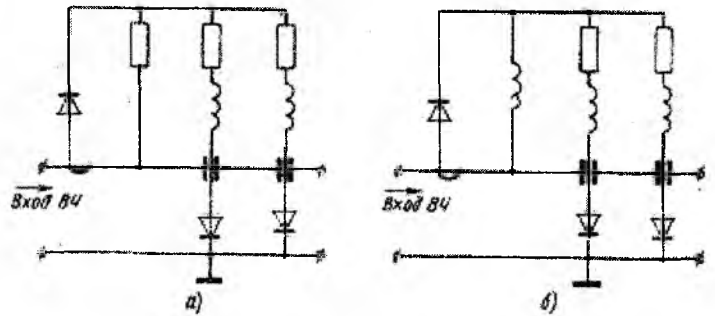


Рис. 2

С появлением на рынке высокоэффективных арсенид-галлиевых детекторных диодов с барьером Шоттки указанные проблемы были решены разработчиками предприятия "ЭЛСИС" в защитных устройствах с пассивной подпиткой. В защитных устройствах такого типа датчик СВЧ-энергии (детекторный или смесительный диод) встраивается в одну из последних ступеней ограничения как ограничитель. При этом в начальный момент воздействия радиоимпульса на него поступает почти вся СВЧ-энергия, так как первые ступени ограничителя, выполненные на ограничительных $p-i-n$ диодах, закрыты. Выработанный датчиком ток подается на первые ступени ограничения и приоткрывает их, резко облегчая переход ограничительных $p-i-n$ диодов в режим автосмещения. После того, как ограничительные $p-i-n$ диоды открылись, они снижают поступающую на датчик мощность, предохраняя его от выхода из строя. Такой способ подпитки ограничительных $p-i-n$ диодов позволяет использовать мощные приборы с толстой базой на частотах до 12 ГГц.

Номенклатура серийных изделий предприятия "ЭЛСИС" содержит МШУ как взамен устаревших ЛБВ, так и для комплектования современных локаторов украинского и зарубежного производства в диапазоне рабочих частот от 10 МГц до 18 ГГц. Так, для одного из новых трехкоординатных локаторов производства Запорожского казенного завода "Искра" был создан МШУ в 10-сантиметровом диапазоне длин волн с уникальными параметрами. Коэффициент шума МШУ со встроенным защитным устройством составляет в нормальных условиях 1,6–1,7 дБ, а при температуре корпуса плюс 65° С – 1,9–2,0 дБ. При этом на вход МШУ допускается подача импульсов СВЧ мощностью до 500 Вт, длительностью до 50 мкс при скважности 100. Коэффициент усиления МШУ поддерживается постоянным в рабочем диапазоне температур (минус 50° С – плюс 65° С) с точностью ±1,5 дБ, что позволяет эффективно использовать систему подавления боковых лепестков. Этот прибор в сочетании с новейшими алгоритмами цифровой обработки отклика, примененными в новом радаре, позволил создать предприятию "Искра" локатор, успешно конкурирующий на мировой рынке с лучшими образцами подобной техники.

Касаясь вопроса замены устаревших ЛБВ изделиями предприятия "ЭЛСИС", следует отметить следующее. Твердотельные усилители имеют значительно меньший коэффициент шума, что положительно сказывается на тактико-технических характеристиках старых РЛС. Срок службы ЛБВ ограничен сроком службы катода и с уменьшением эмиссии наблюдается постепенное увеличение коэффициента шума. Твердотельные МШУ имеют ресурс в 5–10 раз больше и на протяжении всего срока эксплуатации коэффициент шума не изменяется. Отсутствие каких бы-то ни было регулировок упрощает эксплуатацию приемных устройств РЛС. Снижается и энергопотребление.

Фирма "Украэрорух" (содержатель и эксплуатационник системы управления воздушным движением в Украине) эксплуатирует на обзорных локаторах изделия предприятия "ЭЛСИС" в течение уже 7 лет. За это время некоторые МШУ наработали более 20000 часов.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники
Полтавское предприятие "ЭЛСИС"

Поступила в редколлегия 29.10.2001

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МНОГОЛЕТНИХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ МЕТЕОРОВ В ЛАБОРАТОРИИ РАДИОТЕХНИКИ ХНУРЭ**Введение**

В Харькове регулярные измерения численности метеоров начались в 1957 г., а с 1959 г. проводились измерения индивидуальных орбит метеорных тел – метеороидов. Если для измерений численности и скорости метеороида достаточно зарегистрировать метеорное явление в одном приемном пункте, то для оценки элементов орбиты метеороида необходимо иметь не менее 3-х приемных пунктов, расположенных на расстоянии от 5 до 50 км друг от друга, то есть необходимо иметь фактически многостанционный радиолокационный комплекс. Создание такого комплекса и проведение измерений на нем – это сложная и в инженерном, и в организационном плане задача. Однако главное даже не в этом. Радиолокационный метод наблюдения метеоров основан на регистрации метеорного радиоэха – радиоволн, отраженных от ионизированного метеорного следа в верхних слоях атмосферы Земли. Поскольку при этом регистрируются не сами метеороиды, а явления, которые они вызывают в атмосфере Земли, такие наблюдения являются косвенными. Астрономическая интерпретация косвенных измерений сводится фактически к решению некорректной обратной задачи радиолокации метеоров. Известные методы решения таких задач (например, метод регуляризации Тихонова [1]) пригодны в рассматриваемом случае только в методическом плане, но алгоритмы их решения требуют учета большого количества факторов, связанных как с конкретной измерительной аппаратурой, так и чисто астрономических особенностей задачи. Потребовалось провести специальные исследования погрешностей аппаратуры, причем не только случайных, но, что значительно сложнее – систематических, зависящих от времени суток и года, эффективной чувствительности разнесенных приемных устройств, от формы диаграмм направленности антенн, вектора скорости метеороида, от принятой модели образования метеорного следа и отражения радиоволн от него и др. Эти вопросы освещены в монографиях [2, 3].

С 1972 г. в Харькове начались уникальные наблюдения метеорных явлений на многофункциональной радиолокационной системе МАРС [4], созданной в ПНИЛ Радиотехники кафедры Основ радиотехники сначала Харьковского политехнического, а с 1972 г. – Харьковского института радиоэлектроники. На этой, самой чувствительной в мире (такой она остается и по сей день) радиолокационной системе с 1972 по 1978 гг. получены данные, позволившие решить многие задачи метеорной астрономии. Здесь остановимся только на двух фундаментальных, наиболее важных из этих задач.

1. Плотность потока метеорных тел вблизи орбиты Земли

Проблема оценки плотности потока метеорных тел в функции их массы вблизи орбиты Земли была первой, вставшей перед исследователями метеоров, и к началу регулярных наблюдений в Харькове методические вопросы оценки этого параметра по результатам наблюдений метеоров на РЛС средней эффективной чувствительности в основном были решены. Сформировалось два подхода к решению этой проблемы: статистический, базирующийся на результатах измерения численности метеоров [5], и весовой, исходными данными для которого являются результаты измерений индивидуальных орбит радиометеоров [2]. Многолетние регулярные круглосуточные измерения на системе МАРС позволили получить как распределения численности и амплитуд сигналов, отраженных от метеоров, за 15-ти минутные интервалы времени, так и распределений радиантов и орбит метеоров. В [6] приведены результаты измерений численности и оценки плотности потока метеороидов с предельно регистрируемой массой 10^{-6} г. Использован статистический алгоритм, адаптированный к результатам измерений численности на аппаратуре с высокой эффективной чувствительностью. Соответствующие оценки плотности потока метеороидов с предельно регистрируемой массой 10^{-5} г. были получены методом нелинейного преобразования распределений параметров метеоров – модернизация весового метода обработки [3]. При такой обработке каждому зарегистрированному метеору приписывается вес, равный произведению геометрического, физического, аппаратурного и астрономического факторов замечаемости радиометеоров. При вычислении, например, физического фактора необходимо выбрать одну из большого количества существенно отличающихся одна от другой (см. [2, 7]) моделей начального радиуса метеорного следа, коэффициента ионизации, атмосферы на высотах метеорной зоны. В Харькове были разработаны методы, позволяющие получить оценки физического фактора замечаемости и его зависимости от скорости метеороида непосредственно по резуль-

татам наблюдений, без привлечения каких-либо физических моделей образования метеорного следа и отражения радиоволн от него [3]. Существенным достоинством такого подхода к проблеме замечательности радиометеоров является то, что при этом автоматически учитывается и аппаратный фактор, оценить который теоретически практически невозможно.

На рис. 1 приведены графики зависимости интегральной плотности потока метеороидов в широком диапазоне масс, полученные разными методами и разными исследователями. На рисунке обозначено:

1. Сводные кривые максимальной и минимальной оценок зависимости интегральной плотности потока метеороидов $Q(M)$, полученных на основе анализа результатов исследования микрометеоритных кратеров на стекловидных породах, на стеклянных фильтрах, а также записей сейсмографов, установленных на Луне.

2. Результаты радиолокационных и оптических наблюдений метеоров и болидов.

3. Модельная кривая В.Н. Лебединца [8].

4. Результаты радиолокационных наблюдений метеоров на аппаратуре высокой эффективной чувствительности с учетом сезонных вариаций плотности потока – Харьков.

Для того чтобы получить оценки потока метеороидов на космический аппарат, движущийся по заданной орбите вокруг Земли, скорости и углы падения, пропускной способности метеорного радиоканала связи с заданными характеристиками, численности регистраций на метеорной РЛС, предназначенной для измерения скорости и направления движения воздушных масс в метеорной зоне атмосферы (80 – 100 км) и др., интегральной плотности потока метеороидов недостаточно. Нужно получить оценки распределения плотности потока метеороидов с массой, большей M , по небесной – геоцентрической или гелиоцентрической – сфере, то есть $q(\omega, M)$, где ω – координата радианта метеора – точки на небесной сфере, из которой прилетает метеороид. Очевидно, что при этом должно выполняться такое условие:

$$Q(M) = \int_{\Omega} q(\omega, M) d\omega, \quad (1)$$

где $Q(M)$ – значения интегральной плотности потока метеорных тел различной массы, приведенные на рис. 1.

Решение уравнения (1) относительно функции $q(\omega, M)$ является некорректной задачей. Согласно теории решения таких задач [1], необходимо найти тот компакт, на котором задача имеет решение. Были проведены соответствующие исследования и найдено решение для трех моделей распределения плотности радиантов по небесной сфере: эллиптическая модель, эллиптико-экспоненциальная модель, и модель, построенная на базе сферических выборочных функций [3, 6]. Первые две модели являются известными, третья была разработана в Харькове.

Математическое моделирование суточного хода численности зарегистрированных радиометеоров показало, что основные особенности, присутствующие в результатах наблюдений (наличие солнечного, антисолнечного, апексного и антиапексного максимумов, их расположение во времени, соотношения численности метеоров в них и др.) проявляются только при использовании третьей из моделей. Однако, для решения уравнения (1), когда функция $q(\omega, M)$ представлена рядом по сферическим выборочным функциям и нужно найти наивысший порядок функции, еще включаемой в модель, а также коэффициенты ряда, необходимо иметь протяженные ряды непрерывных наблюдений (не менее 10 суток) при неизменных параметрах как передающего, так и приемного трактов РЛС. Такие наблюдения были проведены в Харькове с 1968 по 1972 гг. Распределения плотности радиантов получены в виде таблиц по 1600 равновеликим площадкам, покрывающим всю гелиоцентрическую небесную сферу. При этом принято, что поток метеороидов с северной и южной полусфер приблизительно одинаков. Основанием для такого предположения явились результаты, полученные по резуль-

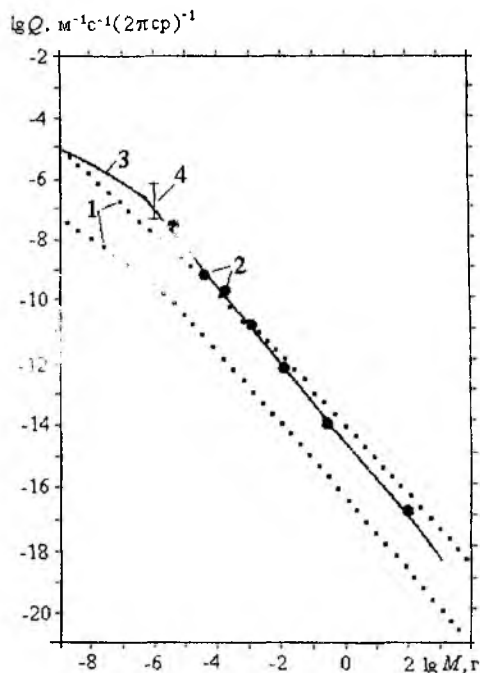


Рис. 1

Для того чтобы получить оценки потока метеороидов на космический аппарат, движущийся по заданной орбите вокруг Земли, скорости и углы падения, пропускной способности метеорного радиоканала связи с заданными характеристиками, численности регистраций на метеорной РЛС, предназначенной для измерения скорости и направления движения воздушных масс в метеорной зоне атмосферы (80 – 100 км) и др., интегральной плотности потока метеороидов недостаточно. Нужно получить оценки распределения плотности потока метеороидов с массой, большей M , по небесной – геоцентрической или гелиоцентрической – сфере, то есть $q(\omega, M)$, где ω – координата радианта метеора – точки на небесной сфере, из которой прилетает метеороид. Очевидно, что при этом должно выполняться такое условие:

$$Q(M) = \int_{\Omega} q(\omega, M) d\omega, \quad (1)$$

где $Q(M)$ – значения интегральной плотности потока метеорных тел различной массы, приведенные на рис. 1.

Решение уравнения (1) относительно функции $q(\omega, M)$ является некорректной задачей. Согласно теории решения таких задач [1], необходимо найти тот компакт, на котором задача имеет решение. Были проведены соответствующие исследования и найдено решение для трех моделей распределения плотности радиантов по небесной сфере: эллиптическая модель, эллиптико-экспоненциальная модель, и модель, построенная на базе сферических выборочных функций [3, 6]. Первые две модели являются известными, третья была разработана в Харькове.

Математическое моделирование суточного хода численности зарегистрированных радиометеоров показало, что основные особенности, присутствующие в результатах наблюдений (наличие солнечного, антисолнечного, апексного и антиапексного максимумов, их расположение во времени, соотношения численности метеоров в них и др.) проявляются только при использовании третьей из моделей. Однако, для решения уравнения (1), когда функция $q(\omega, M)$ представлена рядом по сферическим выборочным функциям и нужно найти наивысший порядок функции, еще включаемой в модель, а также коэффициенты ряда, необходимо иметь протяженные ряды непрерывных наблюдений (не менее 10 суток) при неизменных параметрах как передающего, так и приемного трактов РЛС. Такие наблюдения были проведены в Харькове с 1968 по 1972 гг. Распределения плотности радиантов получены в виде таблиц по 1600 равновеликим площадкам, покрывающим всю гелиоцентрическую небесную сферу. При этом принято, что поток метеороидов с северной и южной полусфер приблизительно одинаков. Основанием для такого предположения явились результаты, полученные по резуль-

татам наблюдений метеоров на экваторе в 1968–1970 гг., проведенных на РЛС "Тропик", разработанной и изготовленной в Харькове.

На рис. 2 в качестве примера приведены графики контуров одинаковой нормированной плотности радиантов $\lg[q(\omega, M)/Q(M)]$ метеороидов с предельными массами 10^{-6} г. на гелиоцентрической небесной сфере. Рис. 2 а) – февраль, б) – май, в) – август и г) – ноябрь; β' и λ' – эклиптикальные гелиоцентрические широта и долгота соответственно; λ_a – долгота апекса Земли в момент наблюдения. Можно отметить, что в для метеороидов с предельно регистрируемой массой 10^{-6} г плотность радиантов в антиапексной области небесной сферы только на 1...2 порядка превосходит плотность радиантов из апексной области. Отметим, что для тел с массой 10^{-3} г этот показатель достигает 2...3 порядков.

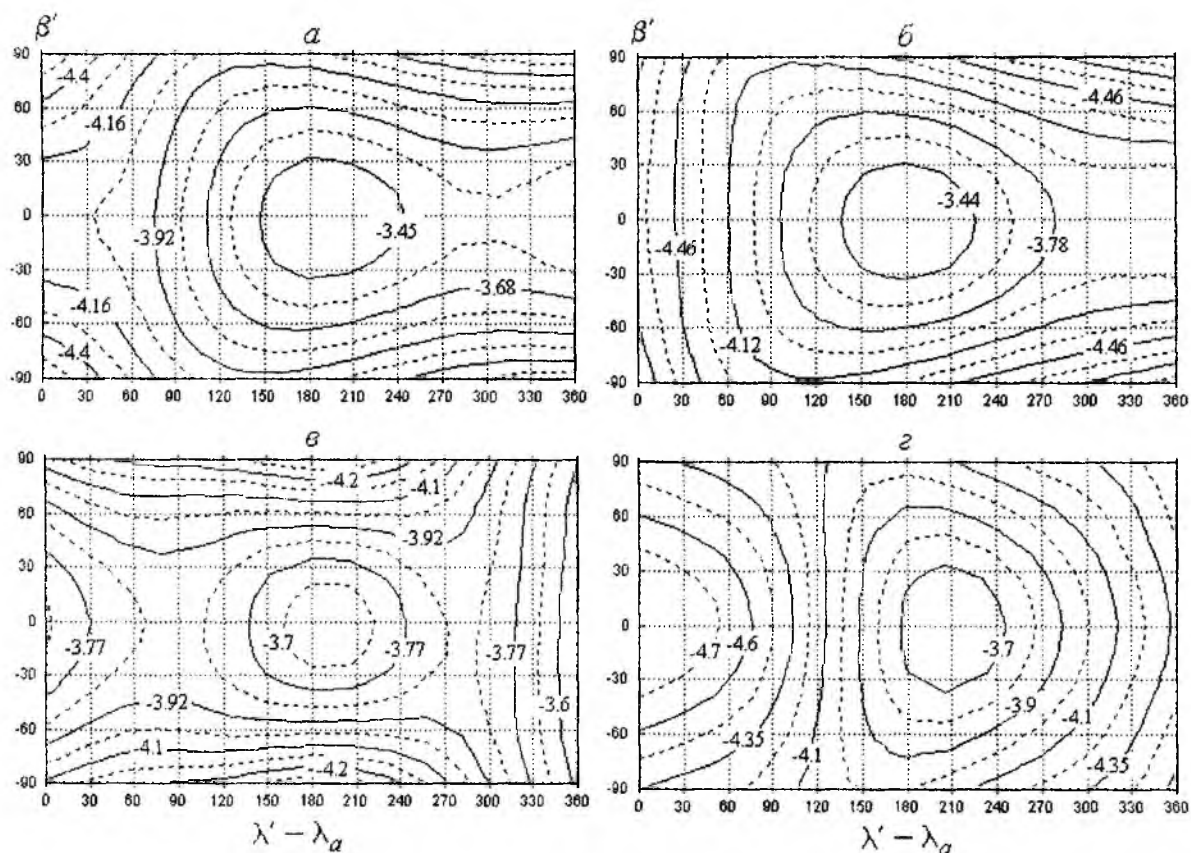


Рис. 2

2. Метеорные потоки

Проблема выявления потоков метеоров, их анализа и интерпретации всегда была и остается одной из важнейших при исследованиях метеоров.

В период с января 1972 по декабрь 1978 в Харькове с помощью метеорной автоматической радиолокационной системы было получено 233543 орбиты индивидуальных метеоров. После специального анализа и отбора [9] в базу данных элементов орбит и радиантов метеоров, зарегистрированных в Харькове, занесено 159787 орбит.

Первый этап анализа и астрономической интерпретации уникального банка орбит, полученного по измерениям в Харькове, заключался в выявлении группировок метеороидов в пространстве кеплеровых элементов их орбит. Для этой цели был разработан соответствующий метод, алгоритм и программное обеспечение. Метод базируется на самых общих принципах кластер-анализа – случайный выбор центров гипотетических кластеров и многократно повторяемый поиск группировок. Алгоритм кластер-анализа подробно описан в [9]. С помощью этого алгоритма было получено более 6.5 тысяч группировок (кластеров) орбит в шестимерном пространстве кеплеровых элементов. На следующем этапе обработки были тщательно проанализированы все выявленные группировки – гипотетические метеорные потоки. При этом какие-то из них были отброшены, другие разделились на 2, 3 отдельных потока, добавились и новые кластеры-потоки. В результате выполнения этой весьма трудоемкой работы сформирована база орбит

5160 метеорных потоков, каждый из которых включает не менее пяти орбит.

Из выборки 159787 орбит метеоров 44% уверено принадлежат метеорам потоков, 31% – спорадическим и 25% – метеорам, орбиты которых имеют тенденцию к группированию, но объемы полученных кластеров меньше 5-ти орбит. Проведенный статистический анализ распределений основных динамических параметров метеоров из выборок потоковых и спорадических метеоров показал, что они существенно отличаются друг от друга, причем эти отличия не являются случайными и согласуются с общими представлениями об особенностях распределений потоковых и спорадических метеоров ("плоская" и "сферическая" составляющие метеорного комплекса соответственно). Это послужило косвенным подтверждением достоверности результатов проведенного кластер-анализа.

Из всех проанализированных распределений только распределения гелиоцентрических скоростей V_h метеоров отличаются незначительно и по форме, и по оценкам первых двух моментов, что согласуется со сделанным в [3] выводом об устойчивости оценок этого параметра метеороидов. Однако и здесь для группированных метеоров распределение V_h является двумодальным, в отличие от аналогичного распределения для спорадических метеоров.

Существенно различаются суточные вариации численности и распределения геоцентрических скоростей V_g . Так, в суточном ходе численности группированных метеоров четко проявляются соизмеримые по величине "антисолнечный" (с 3 до 5 ч.) и "солнечный" (с 12 до 14 ч.) максимумы, в то время как у спорадических метеоров они полностью отсутствуют, распределение одномодальное, максимум соответствует концентрации видимых радиантов к апексу Земли. Ясно, что такая картина объясняется существенно различными распределениями видимых радиантов для одних и других метеоров. Распределения геоцентрических скоростей отличаются не только средними, но и моментами более высоких порядков.

Заметно различаются распределения эксцентриситетов e и перигелийных расстояний q орбит. Распределения орбит группированных и спорадических метеоров по наклонениям подтверждают гипотезу о том, что облако потоковых метеоров является "плоским", тогда как спорадические распределены почти равномерно относительно плоскости эклиптики (напомним, что пока речь идет о распределениях еще не исправленных на факторы замечаемости).

Аналогичные выводы можно сделать и из анализа распределений по величинам аргумента перигелия орбит ω и долготы восходящего узла Ω – для спорадических метеоров и одно, и другое существенно ближе к равномерному, чем для группированных.

Выше отмечалось, что выборки метеоров искажены селективностью самого радиолокационного метода и аппаратуры, а также астрономической избирательностью. Коротко остановимся на анализе распределений радиантов и элементов орбит потоковых и спорадических метеороидов, исправленных за геометрический, аппаратный, физический и астрономический факторы замечаемости, т.е. распределения метеороидов с массами больше 10^{-5} г, пересекающих сферу радиусом 1 а.е. вокруг Солнца.

Учет факторов замечаемости проводят обычно весовым методом, суть которого сводится к приписыванию каждому зарегистрированному метеору веса, обратно пропорционального вероятности его наблюдения.

Замечаемость радиометеоров можно представить в виде произведения геометрического фактора $1/P_1$, характеризующего относительную замечаемость метеоров с различными координатами радиантов, физического $1/P_2$ и аппаратного $1/P_A$ факторов, которые выражают относительную замечаемость метеоров с различными скоростями, и астрономического фактора $1/P_3$, зависящего от вероятности встречи с Землей метеорных тел, движущихся по различным орбитам.

На рис. 3, а приведен график геометрического фактора замечаемости [4] метеорной автоматической системы МАРС при круглосуточных наблюдениях метеоров с различными склонениями радиантов δ . Методика расчета геометрического фактора подробно изложена в [2], где, в частности, показано, что величина $1/P_1$ практически не зависит от скорости метеора V_0 .

Методика расчета физического фактора замечаемости также приведена в [2], однако для того, чтобы ею воспользоваться, необходимо задаться рядом параметров и моделей, которые до настоящего времени достоверно не определены. Это в первую очередь начальный радиус метеорного следа как функция скорости метеорного тела и высоты, зависимость коэффициента амбиполярной диффузии от высоты, коэффициента ионизации от скорости, значений высот и формы кривых ионизации и др.

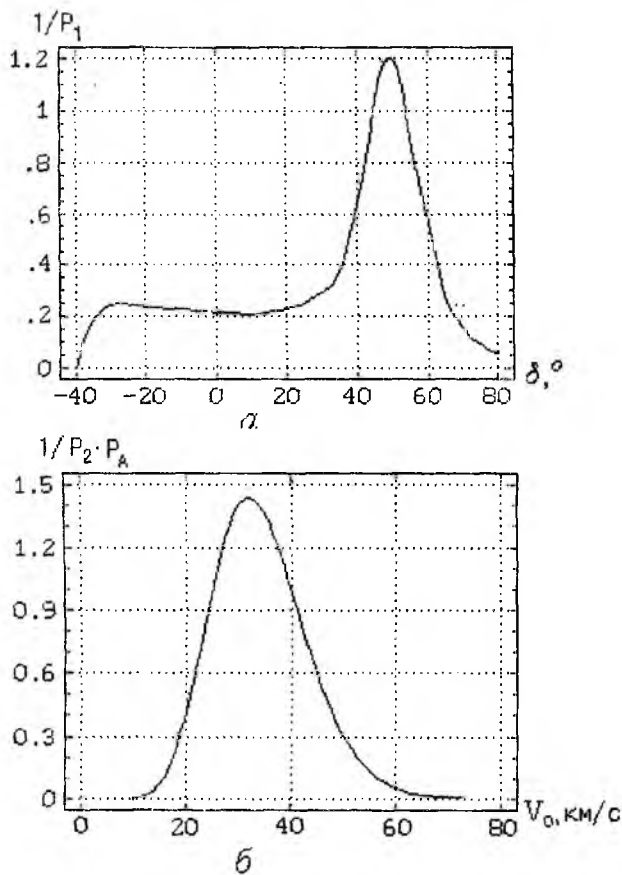


Рис. 3

В [3] предложены методы оценки произведения $1/P_2$ и $1/P_A$, основанные на статистическом анализе результатов наблюдений, которые не требуют привлечения каких-либо физических моделей процессов образования метеорного следа и отражения радиоволн от него.

На рис. 3, б приведен график зависимости $1/(P_2 P_A)$ от скорости метеора V_0 для комплекса МАРС.

Астрономический фактор замечаемости обычно рассчитывают по формуле вероятности встречи метеорного тела с Землей, полученной в [12] с учетом изменения долготы восходящего узла и аргумента перигелия под действием возмущений со стороны планет:

$$P_3 = \frac{\pi V_g \sin i}{R_{sc}^2 V_\infty^2} \left(2 - \frac{1}{a} - p \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где i – наклонение орбиты, a – большая полуось, p – параметр орбиты, R_{sc} – радиус сферы захвата Земли, V_∞ – внеатмосферная скорость метеора. Астрономический фактор (2) рассчитан на одно обращение метеорного тела вокруг Солнца. Чтобы привести все оценки к одному масштабу времени (одному году), необходимо

P_3 домножить на $a^{3/2}$.

Таким образом, приписывая каждому зарегистрированному метеору вес, равный $P_1 P_2 P_A P_3 a^{3/2}$, можно перейти от распределений зарегистрированных радиометеоров к исправленным распределениям метеорных тел с массами больше некоторой предельно регистрируемой (для комплекса МАРС это 10^{-5} г), пересекающих сферу радиусом 1 а.е. вокруг Солнца.

На рис.4 приведены группы графиков одномерных распределений группированных (а) и спорадических (б) метеорных тел. Приведены графики суточного хода численности орбит, распределения геоцентрических (V_g) и гелиоцентрических (V_h) скоростей метеороидов, эксцентриситетов e , перигелийных расстояний q , наклонений i , аргументов перигелиев ω , а также распределения радиантов метеороидов по гелиоцентрической долготе $\lambda' - \lambda_a$ и широте β' . Сразу отметим, что все попарно сравниваемые распределения одного и другого класса метеорных тел существенно отличаются друг от друга.

В суточном ходе численности потоковых метеороидов четко выражены “апексный”, “солнечный” и “антисолнечный” максимумы. У спорадических метеороидов “солнечный” максимум (с 12 до 14 часов) отсутствует, что объясняется характером распределений радиантов по гелиоцентрической долготе $\lambda' - \lambda_a$ тех и других, приведенных на этом же рисунке. Более подробно распределения радиантов будут проанализированы ниже.

Все потоковые метеороиды можно разделить на две группы по значениям геоцентрических скоростей: приблизительно 60% из них движутся со скоростями 15...45 км/с, остальные – со скоростями 45...70 км/с, очень мал вклад метеороидов со скоростями 45...47 км/с. Подавляющее большинство спорадических метеороидов имеют скорости, лежащие в узком диапазоне 50...70 км/с.

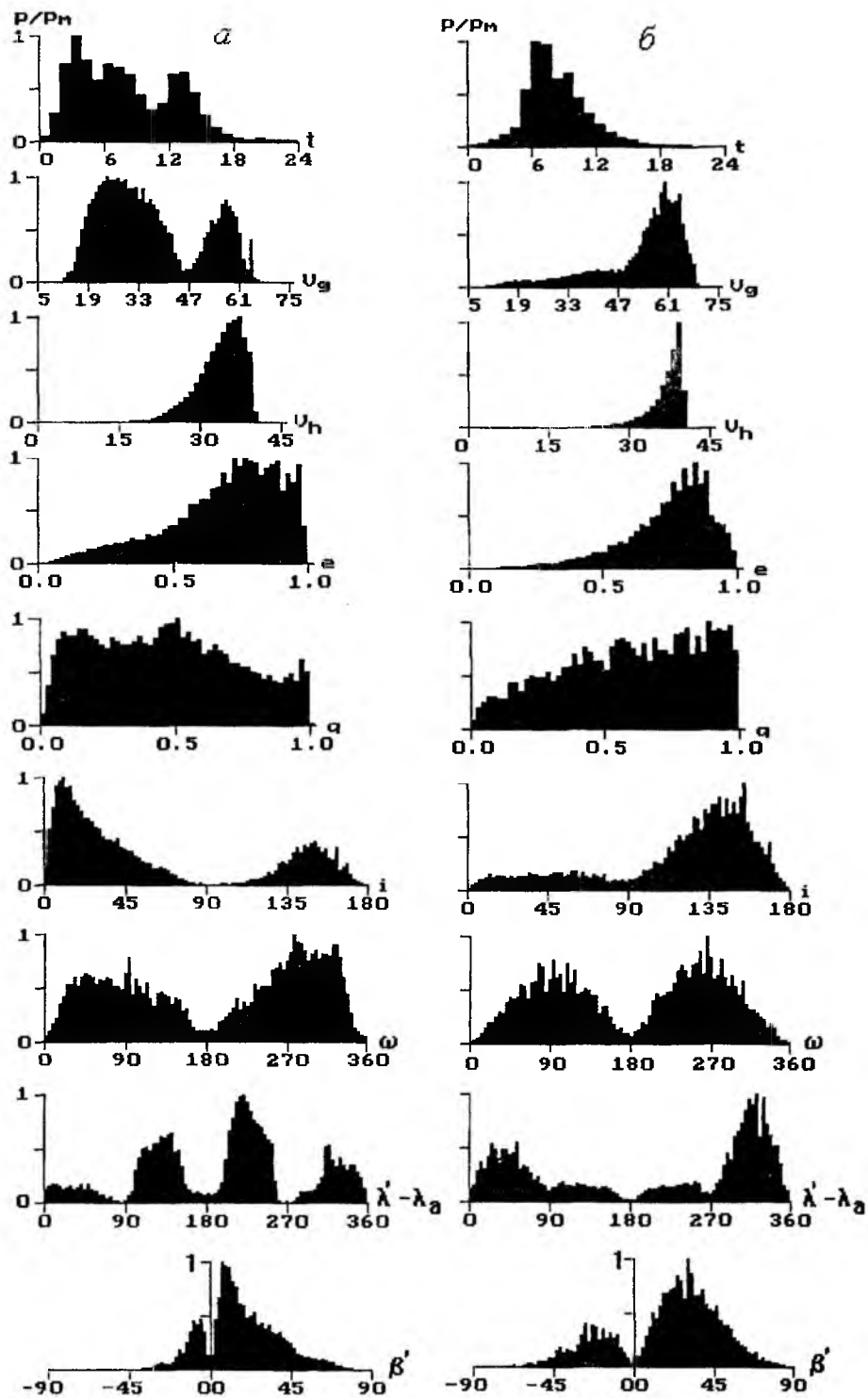


Рис. 4

Распределения гелиоцентрических скоростей V_h спорадических метеороидов концентрируется в узком диапазоне 30...42 км/с, вклад метеороидов со скоростями $V_h < 30$ км/с не превышает 10%. Среди потоковых метеороидов скорости меньше 30 км/с имеет, приблизительно, каждый пятый. Если воспользоваться приближенной формулой, связывающей значение гелиоцентрической скорости с величиной большой полуоси орбиты

$$a = 1/(2 - V_h^2), \quad (3)$$

где гелиоцентрическая скорость метеороида выражена в единицах средней орбитальной скорости Земли, получим, что среди спорадических метеороидов только незначительная часть движется по

орбитам с $a < 1$ а.е., тогда как приблизительно 20% потоковых метеороидов имеют орбиты с большими полуосями, лежащими в диапазоне 0.5...1 а.е.

Распределения метеороидов по величине эксцентриситета во всем диапазоне наклонений в одной и другой выборке мало отличаются друг от друга, однако отличия становятся существенными, если рассматривать отдельные узкие диапазоны значений наклонений орбит.

Наиболее существенно различаются распределения потоковых и спорадических метеороидов по величине перигелийного расстояния и наклонения орбит.

Распределение по величине q , построенное по выборке потоковых метеороидов, имеет три экстремума, положение которых согласуется с аналогичным распределением, построенным для потоковых фотографических метеороидов, однако, экстремумы в нашем случае, во-первых, менее четко выражены и, во-вторых, если по фотографическим данным максимум при $q \cong 0.5$ а.е. только намечается, то для более мелких тел он становится глобальным. Для спорадических метеороидов качественно распределение согласуется с аналогичным, построенным по фотографическим наблюдениям.

Распределения мелких метеороидов по величине наклонения орбит отличается от тех, что получены фотографическим методом. Так, у последних практически отсутствуют метеороиды с обратным движением. Если сравнивать распределения наклонений потоковых и спорадических радиометеороидов, зарегистрированных аппаратурой средней эффективной чувствительности [8], и слабых радиометеороидов, анализируемых в настоящей работе, то согласие получается очень хорошим.

На рис. 5 приведены распределения радиантов потоковых (а) и спорадических (б) метеороидов в эклиптикальной гелиоцентрической системе координат $(\lambda' - \lambda_a, \beta')$. Соответствующие одномерные распределения изображены на рис.4. Можно отметить, что в исправленных распределениях произошли существенные изменения: полностью отсутствуют максимумы при $\lambda' - \lambda_a = 180^\circ$ и 0° в распределении потоковых метеороидов, в распределении спорадических метеороидов практически исчезли мощные скопления радиантов с $\lambda' - \lambda_a = 180^\circ \pm 45^\circ$, существенно меньшую роль в общем потоке мелких метеороидов стали играть высокоширотные радианты.

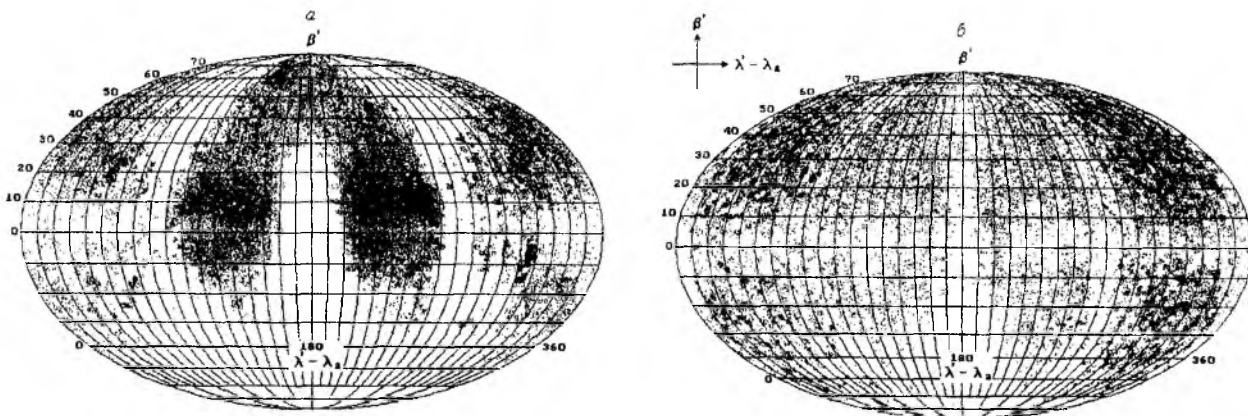


Рис. 5

На рис. 6 приведены двумерные распределения по афелийным расстояниям и наклонениям орбит (Q, i) и их сечения по различным диапазонам значений наклонения орбит потоковых (а) и спорадических метеороидов (б). Анализ этих распределений указывает на слабую зависимость распределений от значений наклонений орбит для спорадических мелких метеороидов. Этот факт, а также сам вид двумерного распределения (Q, i) для спорадических метеороидов дают основание предположить, что произошли они в основном в результате дезынтеграции ядер долгопериодических комет. Действительно, все метеороиды, движущиеся по орбитам с $Q > 5$ а.е., имеют кометное происхождение. Если вклад частиц другого происхождения (короткопериодические кометы семейства Юпитера и астероидов) мал, то с уменьшением Q число таких метеороидов должно медленно (из-за влияния эффекта Пойнтинга-Робертсона) убывать. Такую картину мы и наблюдаем в распределениях рис.6б при $i > 90^\circ$. У метеороидов с прямым движением с уменьшением Q наблюдается даже некоторое увеличение количества метеороидов, что указывает на наличие каких то других источников. Это могут

быть короткопериодические кометы семейства Юпитера, астероиды пояса, объекты группы Аполлона. Анализ распределений рис.6а показывает, что долгопериодические кометы, если и вносят вклад в популяцию потоковых метеороидов, то он незначителен. Проверка этого важного фундаментального результата потребовала проведения специального исследования. Подробно результаты его изложены в работе [11]. Ниже мы приведем только основные выводы и обсуждение полученных впервые оценок.

Основной вывод из результатов анализа распреде-

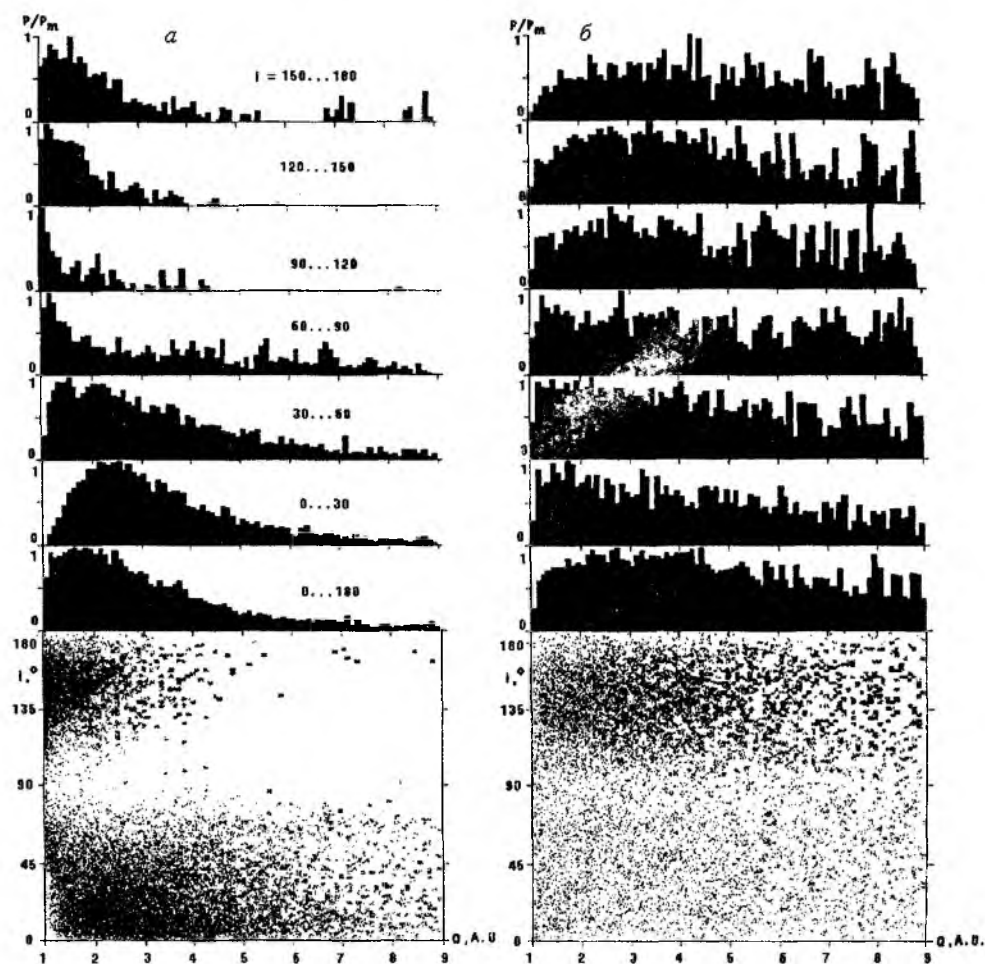


Рис. 6

лений элементов орбит и радиантов метеороидов с массами больше 10^{-5} г, пересекающих сферу радиусом 1 а.е. вокруг Солнца, только малая часть которых приведена в настоящей статье, состоит в том, что все аналогичные распределения потоковых и спорадических метеорных тел резко отличаются друг от друга. Связано это, во-первых, с происхождением тех и других и, во-вторых, с возрастом потоковых и спорадических метеороидов. Тот факт, что распределения спорадических метеороидов менее структурированы (имеют большую энтропию, т.е. распределения близки к равномерным) свидетельствует о том, что процессы эволюции их орбит под воздействием гравитационных и негравитационных сил уже сильно трансформировали их орбиты.

3. Источники потоковых и спорадических метеороидов в Солнечной системе

В настоящее время выделены три источника метеороидов: кометы, астероиды основного пояса астероидов и тела групп Аполлона, Амура, Атона (AAA – астероиды), которые сами могут иметь либо кометное, либо астероидное происхождение. Вклад этих источников, по оценкам различных исследователей, различен, но то, что в метеорном комплексе Солнечной системы присутствуют метеороиды всех этих типов, не вызывает сомнений. Поскольку радиолокационный метод не позволяет надежно оценивать физические характеристики метеороидов, ограничимся анализом только элементов орбит.

Для оценки вклада комет и астероидов в комплекс потоковых и спорадических метеорных тел Солнечной системы был применен метод автоматической классификации при наличии обучающих выборок – пошаговый дискриминантный анализ. Последовательность обработки данных для этой процедуры в сжатом виде такова: определяется переменная, для которой средние значения в каждом из k классов наиболее различаются, для каждой переменной различие измеряется с помощью F -статистики однофакторного дисперсионного анализа и включается в последующий анализ та переменная, которой соответствует наибольшее значение F . На каждом шаге процедуры рассматривается условное распределение каждой переменной, не включенной в подмножество, при заданных переменных. Из

числа невключенных переменных определяется следующая, для которой средние значения условных распределений в k классах наиболее различаются, и т.д. Процесс завершается, когда ни одна из оставшихся переменных не вносит значимого вклада в разделение k классов.

В качестве обучающих выборок использовались выборки ААА-астероидов (класс 1), астероидов пояса (класс 2), КП-комет (класс 3), орбиты которых расположены в пределах орбиты Сатурна, и ДП-комет (класс 4), афелийные расстояния которых превосходят среднее значение большой полуоси орбиты Сатурна. Анализировались три модели классификации. В первой модели в качестве переменных для классификации были выбраны: наклонение орбиты i , эксцентриситет e , перигелийное расстояние q , величина, обратная корню квадратному из величины афелийного расстояния $Q^{-1/2}$ и аргумент перигелия ω . Из них первые четыре прошли проверку на значимость и включены в модель. Количественной оценкой качества классификации может служить коэффициент λ , равный отношению детерминанта матрицы корреляций относительно среднего каждой из групп (классов) к детерминанту корреляционной матрицы суммарной выборки. Для модели №1 $\lambda = 0.030$ ($\lambda = 0$ соответствует случаю идеальной классификации, $\lambda = 1$ – классы статистически неразличимы). В предположении, что априорные вероятности классов одинаковы и равны 0.25, были рассчитаны оценки дискриминантных функций d_i для каждого из классов. Объект, заданный вектором $\mathbf{X} = \{Q^{-1/2}, q, e, i\}$ классифицируется как принадлежащий к i -му классу, если величина d_i имеет наибольшее значение.

В модели №2 в качестве переменных для классификации были выбраны квазипостоянные параметры орбит: T_j, μ, ν и C (см. подробнее в [11]). Для модели №2 $\lambda = 0.093$, т.е. тоже величина достаточно малая, что свидетельствует о высоком качестве классификации и для модели №2.

Вводя в качестве переменных для дискриминантного анализа квазипостоянные параметры, исходили из следующего.

Мелкие метеороиды в процессе эволюции орбит под воздействием гравитационных и негравитационных сил перемещаются в пространстве элементов орбит и, если рассматривать элементы орбит в чистом виде, быстро “забывают” свое происхождение и теряют связь с родительскими телами. Квазипостоянные параметры гораздо медленнее изменяются во времени и, следовательно, дольше сохраняют эту связь.

Третья модель базируется на методе, не требующем обучающих выборок, и использует критерий отношения правдоподобия (см. подробнее [13] и [11]). В этом случае задача сводится к проверке 3-х гипотез: орбита метеороида принадлежит к кометному классу орбит (класс 5), к орбитам астероидного типа (класс 6), орбита не отождествляется ни с кометным, ни с астероидным типом (класс 7).

В таблице приведены оценки вклада комет и астероидов в метеороидный комплекс вблизи орбиты Земли, полученные по трем описанным выше моделям классификации.

Таблица

Модель	Класс	Потоковые метеоры (метеороиды)		Спорадические метеоры (метеороиды)	
		$N/N_{\Sigma}, \%$	$W/W_{\Sigma}, \%$	$N/N_{\Sigma}, \%$	$W/W_{\Sigma}, \%$
1	1	92.38	79.61	87.75	57.11
	2	0	0	0	0
	3	7.6	19.25	10.93	19.39
	4	0.02	1.14	1.32	23.5
2	1	89.6	72.3	80.5	32.4
	2	1.2	2.9	3.4	4.1
	3	8.7	18.8	8.2	7.0
	4	0.5	6.0	7.9	56.5
3	5	31.9	38.6	26.4	47.2
	6	0.1	0.1	0.2	0.1
	7	68.0	61.3	73.4	52.7

Как и следовало ожидать, по модели №1 ни один из метеоров не был классифицирован как метеор, происхождение которого связано с астероидами пояса. Более 92% потоковых и 88% спорадических

ских метеоров отнесены к классу ААА-астероидов, относительно мало метеоров включены в класс КП-комет (8 и 11% для потоковых и спорадических метеоров соответственно), и только 0.02% потоковых и 1.3% спорадических – в класс ДП-комет. Учет факторов замечаемости и переход к плотности потока метеороидов с массой больше 10^{-5} г, пересекающих сферу радиусом 1 а.е. вокруг Солнца, существенно перераспределил вклад каждого из классов. Уменьшился вклад метеороидов, родительскими телами которых, предположительно, являются ААА-астероиды (до 80% среди потоковых и до 57% среди спорадических). В 2.5 раза возрос вклад потоковых и в 1.8 раз спорадических метеороидов, отнесенных к классу КП-комет. Наиболее существенно изменился вклад ДП-комет – более 23% спорадических метеороидов отнесены к этому классу. Среди спорадических метеороидов около половины имеют кометное происхождение, у потоковых только пятая часть, причем вклад КП-комет и в том, и в другом случаях одинаков.

Результаты дискриминантного анализа при использовании квазистационарных параметров орбит (модель №2) отличаются от тех, что получены при использовании элементов орбит непосредственно. Прежде всего класс астероидов пояса уже не является пустым, т.е. какое-то, пусть незначительное, число метеоров, зарегистрированных с Земли, сохранили память о своем происхождении от астероидов пояса. Вклад их в численность потоковых радиометеоров составляет 1.2%, в численность спорадических – в три раза больше. Оценки вклада в плотность потока метеороидов 3 и 4% соответственно.

Вклад ААА-астероидов и в численность потоковых радиометеоров, и в плотность потока их метеороидов близок к тому, что получен по модели №1. Однако для плотности потока спорадических метеороидов этот вклад уменьшился почти вдвое. То же самое можно сказать и относительно КП-комет: у потоковых метеоров и метеороидов оценки вклада практически не изменились, но у спорадических метеороидов вклад КП-комет уменьшился в 2.8 раза. Обратная картина наблюдается для метеоров, произошедших от распада ДП-комет. Здесь вклад в комплекс потоковых метеороидов достигает 6%, а вклад в комплекс спорадических – 57%. Если объединить классы 1, 2 и 3,4, получаем, что среди потоковых метеороидов 75% имеют астероидное происхождение (72% – ААА-астероиды), среди спорадических 37% произошли от распада астероидов (32% – ААА-астероиды).

Классификация по модели №3, как и следовало ожидать, отнесла в группу неклассифицированных объектов 61% потоковых и 63% спорадических метеороидов. Вклад потоковых и спорадических метеороидов астероидного происхождения (здесь астероидная модель охватывает только астероиды пояса в ограниченном диапазоне значений больших полуосей орбит) приблизительно одинаков, тогда как потоковые метеороиды кометного происхождения составляют 39%, а спорадические – 47%. Этот результат не противоречит оценкам, полученным по модели №2.

Здесь мы не приводим анализ одномерных и многомерных распределений элементов орбит и координат радиантов потоковых и спорадических метеоров и метеороидов различных классов (см. [11]). Остановимся только на некоторых важных выводах.

Источниками метеороидов, которые могут быть обнаружены наземными средствами наблюдений, являются объекты Солнечной системы, орбиты которых расположены вблизи орбиты Земли (в англоязычной научной литературе для них используется сокращенное наименование NEOs – Near-Earth Objects). В последние годы внимание к NEOs существенно возросло, чему способствовал ряд уникальных небесных явлений, в частности, распад и падение обломков кометы P/Shoemaker-Levy 9 на Юпитер, сближение с Землей кометы 1996 B2 Nyakutake в марте 1996 года, открытой всего за несколько месяцев до этого, и др. Очевидно, что проблема происхождения NEOs имеет непосредственное отношение к вопросу о происхождении и эволюции метеорных роев и связанных с ними метеорных потоков. Здесь мы использовали традиционную классификацию NEOs: ААА-астероиды, астероиды пояса, кометы. Однако, по мере совершенствования методов и средств наблюдения малых тел Солнечной системы, во-первых, лавинообразно растет количество обнаруженных NEOs. Так, на конец июня 2001 года было известно 1391 ААА-астероидов. Из них более половины (62%) были открыты за последние 6 лет, причем 8 ААА-астероидов движутся по орбитам, наклонение которых превышает 45° . Во-вторых, границы между классами NEOs становятся все менее четкими [14 – 18 и др.]. Особую роль играют работы, в которых анализируется замечаемость вероятных родительских тел метеороидов. В [19] отмечено, что учет зависимости вероятности обнаружения кометы от ее орбитальных параметров позволяет утверждать, что существует большое количество ненаблюдаемых ДП-комет. К такому же выводу, используя другие динамические характеристики комет, приходит и автор работы [20].

В работе [21] проведено сравнение результатов численного интегрирования известных в настоящее время КП комет с количеством кратеров, обнаруженных с помощью космических аппаратов на спутниках Юпитера. Показано, что должны существовать необнаруженные пока КП-кометы на орбитах с ма-

лыми наклонениями и количество их в 10 ... 20 раз превышает количество известных КП-комет.

В работе [22] предсказано существование еще одного вероятного источника метеороидов – малых комет, которых, по мнению авторов, существует большое количество. Авторы отмечают, что оценка распределений элементов орбит малых комет – это задача будущих исследований, однако те 3 кометы, которые приводятся в качестве примера малых комет (P/Tuttle-Giacobini-Kresak, P/Pons-Winnecke, P/Sugano-Saigusa-Fujikawa), имеют существенно разные орбиты. Так, наклонения, например, составляют, соответственно, 13, 22 и 97° .

Очевидно, тот факт, что какие-то объекты не наблюдаются в настоящее время, не означает, что нет и метеорных потоков, генетически связанных с ними.

Проблема происхождения NEOs не является новой, но в последние годы она вызвала острую дискуссию среди исследователей малых тел Солнечной системы. Интерес представляет работа [23], в которой, кроме прочего, развита идея авторов [24], согласно которой популяция NEOs, существующих в настоящее время, образовалась в результате распада одной или нескольких гигантских комет. При этом родительскими телами метеорных роев являются дочерние продукты этого распада. Если это так, то, возможно, тела, которые обычно рассматриваются как родительские, во многих или, по крайней мере, в некоторых случаях таковыми не являются, а являются членами этих потоков. О том, что существуют метеорные потоки, не образующиеся из комет, а имеющие лишь общее происхождение с той или другой кометой, еще 30 лет тому назад писал С.К. Всехсвятский [25]. Действительно, мелкая составляющая потоков регистрируется методами метеорных наблюдений (визуальным, фотографическим, радиолокационным, телевизионным и др.). Наиболее крупные члены (кометы и астероиды) обнаружены телескопическим и другими современными методами. Что касается тел промежуточных размеров, то ни первые, ни вторые не позволяют пока их непосредственно регистрировать. Возможно, что те объекты, о которых шла речь выше, и являются такими промежуточными телами. Такая гипотеза позволяет объяснить происхождение всевозможных семейств, комето-астероидо-метеорных комплексов и т.д., в частности, комплекса Таурид [23, 26 и др.]. Косвенным подтверждением справедливости гипотезы Клубе-Напиера-Стила могут служить работы [17, 18 и др.], в которых отмечается, что масса метеороидов в метеороидных роях, связанных с кометами, в некоторых случаях превосходит массу самого кометного ядра.

Из такого сценария образования метеороидных роев и потоков следует еще один важный вывод. Как отмечено в [27], из-за того, что время существования метеороидного роя много меньше возраста Солнечной системы, рой должен формироваться за счет родительских тел, которые существуют в настоящее время. Тогда в рамках гипотезы Клубе-Напиера-Стила ненаблюдаемые тела, о которых речь шла выше, должны все время подпитывать рой метеороидами. Поскольку эти тела обладают большой массой, различного рода негравитационные силы не могут существенно трансформировать их орбиты. Мелкие члены роя быстро теряют связи с родительскими телами и переходят в популяцию спорадических, но на их место приходят новые. Таким образом, время жизни роя и “память” об орбите родительского тела в некоторых случаях (для орбит, которые не подвергаются существенным гравитационным возмущениям планетами) может увеличиться в десятки раз. Это значит, что в средних орбитах потоков содержится информация об орбитах NEOs, которые пока не обнаружены другими средствами наблюдения. Очевидно, что в таком случае актуальность метеорных исследований резко возрастает.

Существует еще одно объяснение факта существования большого количества орбит с обратным движением у метеороидов и метеорных потоков, не связанных с ДП-кометами. Оно, как и обсуждавшееся выше, базируется на концепции катастрофизма.

Вспомним незаслуженно забытую гипотезу происхождения комет и астероидов в результате эруптивных (вулканических) процессов на планетах и их спутниках. В работах К.С. Всехсвятского, в частности в [25], развита гипотеза извержения, сформулированная и обоснованная Лагранжем, Ольберсом, Проктором, Кроммелином и др. С.К. Всехсвятский приводит многочисленные факты, подтверждающие истинность гипотезы извержения. Отметим только один из них, а именно, экспериментальное подтверждение существования вулканической деятельности не только на планетах Солнечной системы, но и на многих спутниках планет. Это сняло главное возражение противников гипотезы извержения – необходимость нереально высоких скоростей выброса. Наверное, нельзя согласиться с крайними утверждениями автора о необоснованности и неподтвержденности наблюдениями гипотезы захвата Лапласа, а истина, как это обычно бывает, лежит посередине: существуют и кометы, проникающие во внутренние области Солнечной системы в результате захвата из облака Оорта, и кометы, выброшенные эруптивными процессами на планетах и спутниках. В частности, автор объясняет существование КП-комет типа кометы Энке, что является камнем преткновения теории захвата, эруптив-

ными процессами на Меркурии и Венере.

В соответствии с теорией извержения для образования комет с обратным движением минимальная скорость продуктов извержения должна быть больше или равной скорости планеты на орбите, т.е. в 2-3 раза превышать минимальную скорость, необходимую для образования гелиоцентрических комет с прямым движением. Поскольку при прочих равных условиях скорость продуктов извержения тем больше, чем меньше их масса, то в среднем ядра комет с обратным движением должны иметь меньшую, чем кометы с прямым движением, массу и, следовательно, меньшую вероятность обнаружения. Тот факт, что скорости извержения для комет с обратным движением существенно выше, чем для комет с прямым движением, еще не означает, что их количество мало по сравнению с количеством комет с прямым движением. Здесь необходимо учитывать закон распределения продуктов извержения по массе. Для малых тел Солнечной системы от астероидов до метеороидов закон распределения по массе близок к обратностепенному с параметром около 2 (см. рис. 1). Таким образом, в результате выброса комет с планет и спутников в популяции вероятных родительских тел метеороидных роев и, следовательно, метеорных потоков должны присутствовать плохо или вообще пока ненаблюдаемые объекты на орбитах произвольных размеров с прямым и обратным движением. Как следует из приведенного выше анализа, результаты, полученные в Харькове, согласуются именно с таким сценарием.

Список литературы: 1. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974. 223 с. 2. Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.В. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с. 3. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г. Метеоры и метеорное вещество. Киев: Наукова думка, 1989. 293 с. 4. Кащеев Б.Л., Волощук Ю.И., Ткачук А.А. и др. Метеорная автоматизированная система // Метеорные исследования №4, 1977. С. 11 – 61. 5. Белькович О.И. Статистическая теория радиолокации метеоров. Казань: Изд-во КГУ, 1971. 103 с. 6. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л. Распределение метеорных тел вблизи орбиты Земли. М.: Наука, 1981. 187 с. 7. Лебединец В.Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. Л.: Гидрометеоздат, 1980. 248 с. 8. Лебединец В.Н. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 272 с. 9. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Подолька В.А. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. 1. Методика выделения потоков и ассоциаций из выборки орбит индивидуальных метеоров большого объема // Астрон. вестн. 1995. Т.29. № 5. С. 439 – 449. 10. Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. 2. Сравнительный анализ некоторых статистических характеристик потоковых и спорадических метеорных тел // Астрон. вестн. 1996. Т.30. № 6. С. 441 – 460. 11. Волощук Ю.И., Воргуль А.В., Кащеев Б.Л. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. 3. Источники потоковых и спорадических метеорных тел // Астрон. вестн. 1997. Т.31. № 4. С. 345 – 369. 12. Opik E.J. Collision Probabilities with Planets and Distribution of Interplanetary Matter // Proc. Roy. Irish Acad. 1951. V/ A54. №12. P. 165 – 169. 13. Айвазян С.А., Бухштабер В.М., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. Прикладная статистика: Классификация и снижение размерности: Справ. изд. М.: Финансы и статистика, 1989. 607 с. 14. Jewitt D. From Comets to Asteroids: When Hairy Stars Go Bald. // Earth, Moon, and Planets. 1996. 72. P.185-201. 15. Menichella M., Paolicchi P., Farinella P. The Main Belt as a Source of Near-Earth Asteroids. // Earth, Moon, and Planets. 1996. 72. P.133-149. 16. Babadzhanyan P. B. Is 2329 Orthos a Dead Comet? // Earth, Moon, and Planets. 1996. 72. P.305-310. 17. Williams I. P. The Dynamics of Meteoroid Streams. / J. Stohl, I.P. Williams (eds.) // Meteoroids and their Parent Bodies. Astronomical Inst., Slovak Acad. Sci., Bratislava, 1993. P. 31-40. 18. Keller H.U. On the Decay of Comets and their Relation to Other Solar System Objects. // Abstracts presented at the International Conference on Asteroids, Comets and Meteors. ACM 96, COSPAR Colloquium 10, July 8-12, 1996, Versailles, France. P. 102. 19. Emel'yanenko V.V., Bailey M.E. Dynamical Evolution of Comets and the Problem of Cometary Fading. // Earth, Moon, and Planets. 1996. 72. P.35-40. 20. Salitis A. Origin and Evolution of the Long-Period Comets. // Earth, Moon, and Planets. 1996. 72. P.41-44. 21. Nakamura T. Total Number Estimate of Short-period Comets and Close Encounter with Planets. // Abstracts presented at the International Conference on Asteroids, Comets and Meteors. ACM 96, COSPAR Colloquium 10, July 8-12, 1996, Versailles, France. P. 86. 22. Brandt J.C., A'hearn M.F., Randall C.E., Schleicher D.G., Shoemaker E.M., Stewart A.I.F. On the Existence of Small Comets and their Interactions with Planets. // Earth, Moon, and Planets. 1996. 72. P.243-249. 23. Steel D.I. The Limitations of NEO-Uniformitarianism. // Earth, Moon, and Planets. 1996. 72. P.279-292. 24. Clube S.V.M., Napier W.M. The microstructure of terrestrial catastrophism. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1984. 211, P. 953-968. 25. Всехсвятский С.К. Природа и происхождение комет и метеорного вещества.- М.: "Просвещение", 1967. 164 с. 26. Asher D.J., Clube S.V.M., Steel D.I. The Taurid Complex Asteroids. / J. Stohl, I.P. Williams (eds.) // Meteoroids and their Parent Bodies. Astronomical Inst., Slovak Acad. Sci., Bratislava, 1993. P. 93-96. 27. Williams I.P. Meteoroids: Interrelations their Parent Bodies. // Abstracts presented at the International Conference on Asteroids, Comets and Meteors. ACM 96, COSPAR Colloquium 10, July 8-12, 1996, Versailles, France. P. 102. 28.

ИСТОРИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МЕТЕОРНОЙ РАДИОСВЯЗИ

Широко известное явление метеор, возникающее при попадании в атмосферу Земли мелкой космической частицы, приводит не только к видимому свечению на небесной сфере. Вызываемая метеорными частицами ионизация оказывается достаточной для отражения радиоволн метрового диапазона, благодаря чему создаётся возможность для радиосвязи между пунктами, удалённым друг от друга на расстояния до 2000...2200 км (рис. 1). Этому виду связи, получившему название метеорная радиосвязь, её достоинствам, особенностям истории и перспективам развития посвящена данная статья.

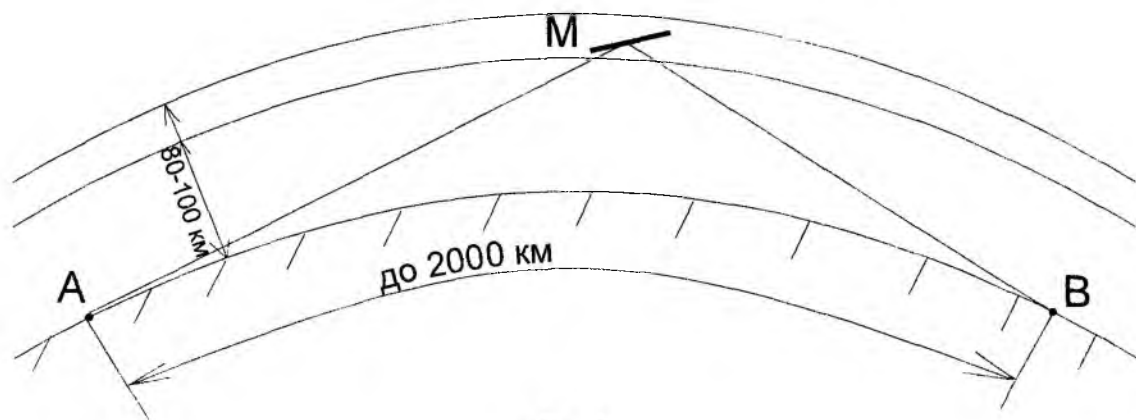


Рис. 1

Расстояние в 2000 км между пунктами связи определяется высотой 80-100 км, на которой происходит образование метеорных следов. Следует отметить, что нижней границы дальности для метеорной связи нет, в отличие от ионосферного или дальнего тропосферного распространения радиоволн, для которых существует «зона молчания».

Основной кажущийся недостаток метеорной связи – прерывистость. Действительно, хотя канал и возникает случайным образом с интервалом от нескольких десятков секунд до нескольких минут, а существует от нескольких десятков миллисекунд до единиц секунд, но при наличии накапливающих информацию устройств на приёмной и передающей сторонах прерывистость не является серьёзным недостатком. Достаточно сказать, что передача цифровых данных в любой компьютерной сети также является прерывистой. Поэтому для оценки пропускной способности метеорного радиоканала используется понятие коэффициента заполнения, обозначаемого буквой η и равного отношению времени существования канала к полному времени работы линии метеорной связи. Его величина составляет, как правило, единицы процентов и зависит от мощности передатчиков, расстояния между пунктами и рабочей частоты.

Близкий к зеркальному характер отражения и, как следствие, малые потери в канале, позволяют работать при небольшой средней мощности передающих устройств и небольшой потребляемой мощности. Для большинства известных систем метеорной связи импульсная мощность передатчика составляет сотни ватт – единицы киловатт, а средняя (с учётом коэффициента заполнения) – единицы – десятки ватт.

Следует отметить, что благодаря направленному характеру распространения отражённых метеорными следами радиоволн заметно ограничена возможность перехвата сообщений, передаваемых по радиолинии метеорной связи. Тот же направленный характер распространения создаёт так называемую пространственно-временную избирательность, позволяющую осуществлять сеансы радиосвязи попеременно с большим количеством пространственно разнесённых корреспондентов на одной частоте. Число таких корреспондентов может превышать тысячи.

Безусловным достоинством метеорной радиосвязи является её независимость от наличия и работоспособности наземных и космических линий связи, а также в значительной мере и от состояния ионосферы. Повышение ионизации в нижних слоях ионосферы, которое может быть вызвано как естественными, так и искусственными причинами, делает невозможным дальнейшее распространение дека-

метровых волн, но не препятствует метеорной радиосвязи. Кроме того, поскольку отражение радиоволн от метеорных следов происходит на высотах около 100 км, это в ряде случаев позволяет работать при больших углах возвышения главных лепестков диаграммы направленности (ДН) антенн, что может быть необходимо, например, в условиях горной местности.

Среди особенностей метеорного радиоканала следует также отметить наличие суточных колебаний коэффициента заполнения, связанного с орбитальным движением Земли и её вращением вокруг оси. Максимум метеорной активности приходится на утренние часы, минимум — на вечерние.

История развития метеорной связи насчитывает около 50 лет. Наиболее интенсивно исследования метеорного радиоканала проводились в СССР, США и Канаде — в странах с очень большой протяжённостью и территориями со слабо развитой связью, особенно в полярных районах. Первая экспериментальная радиолиния двусторонней прерывистой метеорной связи "JANET" начала действовать в Канаде в 1955 году на трассе длиной 960 км. Линия работала на несущей частоте около 40 МГц с разносом частот прямого и обратного каналов 1 МГц. Непрерывно излучаемая мощность составляла 500 Вт. Для накопления данных применялись магнитофоны с переменной скоростью движения ленты [1].

Метеорная система КОМЕТ использовалась для связи между штабами НАТО в Европе на трассе длиной около 1000 км между Нидерландами и югом Франции. В ней использовались частоты 36 и 39 МГц. Мощность обоих передатчиков составляла 200 Вт, использовалась частотная манипуляция [2].

В настоящее время на базе современной микропроцессорной техники созданы компактные и совершенные системы радиометеорной связи. Примерами таких систем могут служить SNOTEL, TRANSTRAC, AMBCS (США). Система AMBCS обеспечивает автоматический сбор метеорологической и полётной информации в 11 западных штатах США и на Аляске. Система SNOTEL, объединяет более 500 необслуживаемых станций, предназначенных для передачи метеорологической информации, данных для морской и воздушной навигационных систем и других сообщений. При времени ожидания связи менее 10 минут система обеспечивает надёжность связи 93% [3]. В состав базовой станции входит мини-ЭВМ, возбудитель передатчика, передатчик мощностью 300 Вт, вместо которого в случае необходимости может применяться передатчик мощностью 10 кВт, малошумящий приёмник. Разнос рабочих частот приёмника и передатчика на 1 МГц позволяет использовать для приёма и передачи одну и ту же антенну при дуплексной работе. Окружающее пространство разделено на 6 секторов по 60°, каждый из которых контролируется своей антенной типа «волновой канал». Оптимальный для передачи сектор выбирает мини-ЭВМ.

В начале 90-х годов в США внедрена большая система метеорной связи TRANSTRAC, рассчитанная на получение данных о местонахождении более чем 64 тысяч транспортных средств, а также двустороннюю передачу коротких сообщений на всей континентальной территории этой страны. Система объединяет устройство получения данных для определения координат объекта при помощи навигационных систем и передачу этих данных и других сообщений при помощи метеорной связи. Система имеет пять базовых станций, каждая из которых оснащена передатчиком мощностью 2 кВт, работающим на всенаправленную антенную систему. Расположение базовых станций таково, что обеспечивает обслуживание всей территории Соединённых Штатов. Поскольку мощность передатчиков на транспортных средствах ограничена, а их антенны слабонаправлены, каждая базовая станция имеет шесть приемных антенн, обеспечивающих приём со всех направлений.

В Советском Союзе исследование и использование метеорного канала связи осуществлялось, как правило, в военных целях, что объясняет скудность имеющейся информации по данному вопросу. Исследования проводились в Харькове, Ленинграде и Казани, аппаратура метеорной связи использовалась в полярных районах, в частности на линии Салехард — Норильск.

Одна из областей, в которой нашла своё применение метеорная связь в СССР, а затем в странах СНГ — высокоточное сличение шкал времени, чему посвящена отдельная статья в данном сборнике.

Обзор научных публикаций последнего времени показывает, что несмотря на бурное развитие оптоволоконных и спутниковых систем связи, интерес к метеорной связи в мире сохраняется, о чём свидетельствуют [4 - 9]. Как явствует из географии ссылок, интерес к метеорному радиоканалу проявляется не только в США и Канаде, но и в Норвегии, Японии, Саудовской Аравии. Основное внимание в современных публикациях уделяется уже не физическим особенностям метеорного канала связи, а тому, каким образом наиболее эффективно использовать этот прерывистый канал с изменяющимися характеристиками для передачи данных. Одним из подтверждений интереса к метеорной связи в мире может служить тот факт, что в [7] рекомендовано специально выделить для неё диапазон частот 39...39,2 МГц.

Следует подчеркнуть, что метеорная радиосвязь не была и не будет альтернативой проводной, мобильной или спутниковой связи. Она является специальным видом связи для специфических условий или чрезвычайных ситуаций.

Первые работы по исследованию метеорного распространения радиоволн для целей связи в Проблемной научно-исследовательской лаборатории радиотехники (ПНИЛ РТ) начались в конце 50-х годов. В 1957 – 1960 годах впервые в мире были проведены экспериментальные исследования направленности метеорного распространения радиоволн, которая обуславливает достаточно малую вероятность совпадения во времени сигнала в пунктах, разнесённых на определённое расстояние. Было также исследовано многолучевое распространение сигнала, которое может возникать при одновременном его отражении от различных следов или от участков одного искривлённого следа [10].

Возникший в 70-е годы интерес к применению сложных широкополосных сигналов в системах метеорной связи и сличения шкал времени привёл к созданию специальной аппаратуры для исследования поведения ширины полосы пропускания в радиометеорном канале [11]. Исследования показали, что с вероятностью близкой к единице она составляет примерно 10 МГц. Это позволило создать комплексы сличения шкал времени «Метка-3», «Метка-4», а также многофункциональный комплекс «Метка-10», предназначенный для одновременного проведения как процессов передачи служебной информации, так и процедур высокоточной привязки шкал времени с погрешностью порядка единиц наносекунд [12-15]. Оригинальное техническое решение, обеспечившее максимальное использование свойств канала, защищено патентом [27]. Дальнейшее развитие идеи использования радиометеорного канала совмещённого для решения задач передачи информации и измерения сдвига шкал времени привело к созданию экспериментального комплекса «Метка-11», обладающего погрешностью в десятые доли наносекунд [28].

После длительного перерыва второе поколение аппаратуры метеорной связи под общим названием «Депеша» было разработано, создано и экспериментально исследовано сотрудниками ПНИЛ РТ в 1990 – 1991 годах. Эксперименты проводились на трассах Харьков – Ленинград в октябре 1991 и Харьков – Киев в декабре 1992 года. Исследовались узкополосные (до 10 кГц) радиометеорные каналы передачи информации. Передача велась на частоте 36,9 МГц при импульсной мощности 500 Вт. В качестве сигнала использовался двухчастотный сигнал (ДЧС). На трассе Харьков – Киев эта аппаратура обеспечивала передачу сообщений со средней скоростью около 20 бит/с.

Впервые в СССР был осуществлён обмен информацией (Харьков – Ленинград) с применением вертикальной поляризации и простейшей антенной системой типа «штырь». Тем самым была экспериментально доказана возможность использования простейших антенн в системах радиометеорной связи на таких объектах, как автомобили, суда и т. д. Работы проводились совместно с ЛНРТИ, ныне Российский институт радионавигации и времени (РИРНИВ), г. Санкт-Петербург.

Дальнейшие исследования были направлены на максимизацию используемого в радиометеорном канале связи энергетически-информационного потенциала в отведённой полосе частот [29]. С этой целью были изготовлены макеты аппаратуры на частоты 57,3 МГц и 42,5 МГц, получившие название «Депеша-М», причём в качестве переносчика сообщений использовались сигналы типа ДЧС, МЧМ, сигналы со спектральными характеристиками, максимально приближенными к прямоугольным. Это комбинированные сигналы типа МЧС-ЧМ и V-ЧМ-ЧМ. Исследования проводились на трассе Харьков – Балаклеяская полевая лаборатория в режимах, близких к локационным (антенны корреспондентов направлены коллинеарно). Полученные результаты показали, что радиометеорный канал связи способен решать целый ряд специфических задач: сбор и передача информации от датчиков в удалённых районах и т. п.

Исчезновение Советского Союза в значительной степени повлияло на тематику и направление работ ПНИЛ РТ в области метеорной связи. Остался незавершённым ряд работ, выполнявшихся в интересах силовых министерств СССР. Сравнительно небольшие территориальные размеры Украины, а также стремление закрыть существовавший теоретический «пробел» побудили харьковских исследователей заняться изучением вопроса распространения радиоволн на короткие (до 400 км) расстояния, которые длительное время считались «зоной молчания». Для этих целей была разработана математическая модель метеорного радиоканала, учитывающая пространственное распределение метеорных радиантов по небесной сфере [16]. Астрономической основой модели явились результаты многолетних наблюдений, проводившихся в ПНИЛ РТ [17]. Результаты исследований, опубликованные в [16, 18], показали, что для получения наибольшего коэффициента заполнения на короткой трассе необходимо согласованно изменять ориентацию ДН антенн в обоих пунктах в течение суток. Это связано с суточным изменением расположения так называемых «горя-

чих зон» — областей максимальной концентрации полезных для связи метеоров. Это изменение не существенно для длинных трасс, но оказывает большое влияние на коротких. Результаты моделирования проверялись экспериментально на трёх коротких трассах в пределах Харьковской области (рис. 2). На рис. 3 показан суточный ход коэффициента заполнения на трассе Харьков – Полевая лаборатория при неизменной и переменной ориентации антенн. В рамках работ по созданию новых образцов аппаратуры метеорной связи в ПНИЛ РТ были разработаны малогабаритные транзисторные передатчики с питанием от автомобильного аккумулятора. При размерах, показанных на рис. 4, и массе 5 кг передатчик обладает выходной мощностью 500 Вт при скважности не менее 50 [19].

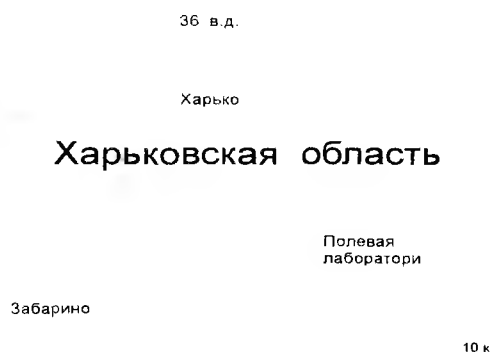


Рис. 2

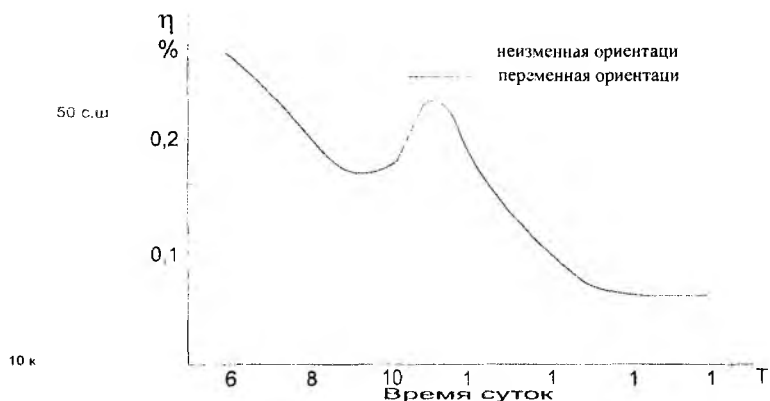


Рис. 3

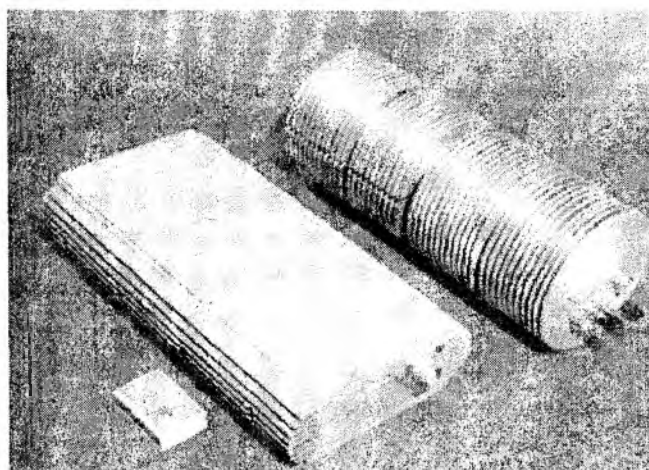


Рис. 4

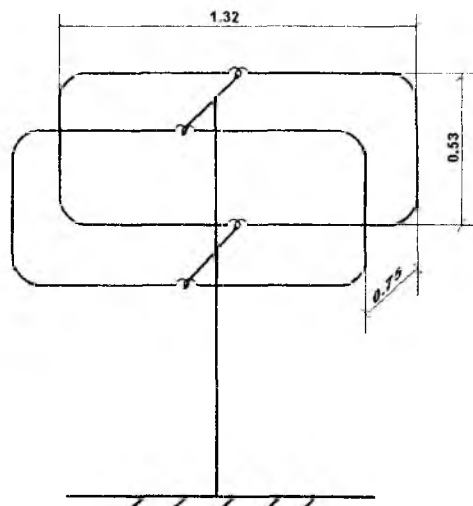


Рис. 5

Новое поколение аппаратуры метеорной связи с использованием современной микропроцессорной техники разрабатывались специалистами ПНИЛ РТ с начала 90-х годов. На микропроцессор возлагается задача накопления информации, поступающей от внешнего источника, разделение её на пакеты определённой длины, формирование зондирующего сигнала, применяемого для обнаружения канала, приём, передача и подтверждение приёма, а также восстановление исходного сообщения из принятых пакетов [20].

В середине 90-х годов в ПНИЛ РТ была разработана простая, недорогая, универсальная аппаратура, пригодная как для радиометеорной связи на расстояние до 2000 км, так и для в пределах прямой видимости [21]. В качестве основы комплекса была использована типовая радиостанция «ЛЁН», осуществляющая ближний УКВ радиообмен в штатном (телефонном) режиме. При этом применяется штыревая антенна. Для работы по метеорному радиоканалу станция дополнена усилителем мощности (рис. 4), частотным модулятором, демодулятором и контроллером на однокристалльном микропроцессоре, который управляет обменом информацией по метеорному радиоканалу. Обмен осуществляется с мгновенной скоростью 2400 бит/с. Антенной является пятиэлементный «волновой канал».

Специально для размещения на подвижных объектах в ПНИЛ РТ была разработана малогабаритная рамочная антенна, изображённая на рис. 5. Ширина главного лепестка на уровне 0,7 равна 63°, уровень задних лепестков не превышает 12% от главного, КСВ в фидере около 1,5 [22].

Наряду с созданием аппаратуры на современной элементной базе в ПНИЛ РТ проводятся теоретические и экспериментальные исследования по повышению эффективности использования метеорного радиоканала. В частности, были проведены исследования характера и мест возникновения искажений при передаче информации по метеорному радиоканалу. Результаты этих исследований [23] позволяют утверждать, что при мощности передатчика 500 Вт в полосе частот 10 кГц имеют место только ошибки, обусловленные рассеянием следа в конце времени его существования. «Вспышки ошибок» в середине времени существования следа как систематическое явление не наблюдаются.

Поскольку в начале каждого сеанса метеорной связи необходимо осуществить синхронизацию тактового генератора модема приемной станции для синхронного приема информационного пакета, то в ПНИЛ РТ был разработан способ синхронизации при метеорной связи, подробно описанный в [24]. Суть способа состоит в том, что синхронизация осуществляется передним фронтом быстро нарастающего сигнала, а проверка её правильности происходит путём сравнения принятого кодового сочетания с контрольным. В настоящее время в ПНИЛ РТ продолжают как теоретические исследования метеорного радиоканала, так и создание новых образцов аппаратуры метеорной связи. Среди теоретических работ следует отметить [25], в которой рассмотрена возможность сверхдальнего метеорного распространения радиоволн путём их двукратного отражения от метеорных следов и одного отражения от земной поверхности. На основании приближённых оценок сделан вывод о том, что такое распространение возможно, но коэффициент заполнения на сверхдлинной трассе резко убывает с увеличением расстояния, и для расстояния 4000 км составляет менее 0.1 %.

С целью повышения эффективности использования метеорного радиоканала в работе [26] предлагается применять переменную скорость передачи данных. Скорость должна снижаться по мере рассеяния следа и ухудшения отношения сигнал/шум. Наиболее приемлемыми способами изменения скорости передачи следует считать такие, при которых ширина спектра сигнала остаётся постоянной, что позволяет рационально использовать выделенную полосу частот и не требует изменения полосы пропускания приёмника. Поэтому рассмотрен путь решения аналогичной задачи в модемной (телефонной) связи, где передача осуществляется в постоянной полосе частот, но скорость при этом может изменяться в десятки раз за счёт специальных способов модуляции, позволяющих кодировать несколько бит в одну информационную посылку. К таким видам модуляции относится относительная фазовая модуляция (ОФМ). Реализуемый с помощью ОФМ системный обмен «полоса частот — динамический диапазон» позволяет за счёт изменения скорости передачи повысить эффективность использования метеорного радиоканала.

Отсутствие «зоны молчания» может быть использовано для радиосвязи с судами при их удалении на расстояния от 0 до 2000 км, при этом не требуется изменять рабочие частоты в зависимости от расстояния и времени суток, как это приходится делать при работе на декаметровых волнах.

Направленность распространения радиоволн, обеспечиваемая метеорным радиоканалом, также может найти применение там, где требуется скрытная передача данных.

Перспективы практического использования метеорной связи для Украины и стран СНГ представляются благоприятными. В частности, метеорная радиосвязь может найти применение для сбора метеорологической информации и данных об уровне воды в бассейне реки Тиса, поскольку в условиях горной местности использование иных видов связи оказывается проблематичным [30]. Следует отметить, что благодаря пространственной избирательности увеличение числа периферийных пунктов практически не снижает скорость приёма информации от каждого из них.

Список литературы: 1. *Davis G. E., Gldys S. J.* Canadian JANET system. Proc. IRE, 12, 1957. 2. *Bartholome P.I., Vogt I. M.* A new meteor-burst system incorporating ARQ and diversity reception. IEEE Trans. on Comm. Tehnology v.16, N 2, Apr. 1968. 3. *Кащеев Б. Л., Бондарь Б. Г.* Метеорная связь: Уч. пособие. – К.: УМК ВО, 1989.- 76 с. 4. *Ericson T., Zander J.* Meteor Burst Communication without feedback, IEEE Trans. Comm, vol 43, no 2/3/4, Apr. 1995. 5. *Nagasawa M., Azuma K., Ishii H.* Properties of meteor burst communication channel in Japan. Numazu Techn. Annual N 28, 1993 p. 61. 6. *Wilkins C. S.* Erasure insertion methods for meteor-burst communication systems with fixed- and variable-rate coding, IEEE Trans. on Comm.,v.45, 1997 - P. 625-628. 7. Summary Report from the Working Group Frequency Management 1998 in Tallinn, Estonia 8. <http://www.raytheon.com/milcom98/progu1.htm>. 9. <http://www.borg.com/warrend/metburdu.html>. 10. *Кащеев Б.Л., Бондарь Б. Г.* Метеорная связь – К.: Техніка, 1968.- 196 с. 11. *Кащеев Б. Л., Леман Ю. А., Нестеренко Г. В.* Методы повышения точности метеорных систем сличения шкал времени при помощи шумоподобных сигналов // Труды Всесоюз. семинара-совещания «Мет-

рология в радиоэлектронике». - М.: ВНИИФТРИ. – 1975. - С. 109-110. 12. *Кащеев Б. Л., Нестеренко Г. В., Дудник Б. С.* Передача служебной информации о сдвиге шкал времени по метеорному радиоканалу с использованием ЛЧМ сигнала. // Сб. научн. трудов ВНИИФТРИ «Исследование в области измерений частоты и времени». - М.: 1989. – С. 73-76. 13. *Кащеев Б. Л., Нестеренко Г. В., Семёнов С. Ф.* Высокоточная радиометеорная система синхронизации эталонов времени Госстандарта СССР (состояние и перспективы развития). // Труды IV Всесоюзн. симпозиума по исследованиям в области времени и частоты. – М.: - 1990. - С. 153-156. 14. *Кащеев Б. Л., Нестеренко Г. В., Мальняк.* Автоматизированная радиометеорная система сличения шкал времени с гибкой структурой. // Труды IV Всесоюзн. симпозиума по исследованиям в области времени и частоты. – М.: - 1990.-С. 148. 15. *Горбач В. И., Ермолаев Е. П., Нестеренко Г. В.* Организация совмещённого канала передачи информации в радиометеорном комплексе сличения шкал времени сигналами с V-образной ЧМ. // Труды IV Всесоюзн. симпозиума по исследованиям в области времени и частоты. - М.: -1990.- С. 159. 16. *Антипов И. Е.* Оптимизация ориентации диаграмм направленности антенн метеорных радиотехнических систем с целью повышения их пропускной способности в условиях коротких трасс. Дисс... канд. техн. наук: 05.12.21.- Харьков, 1996. - 148 с. 17. *Волощук Ю. И., Кащеев Б. Л.* Распределение метеорных тел вблизи орбиты Земли. - М.: Наука. - 1981. – 187 с. 18. *Антипов И. Е.* Экспериментальные исследования метеорного распространения радиоволн на короткие расстояния // Труды Междунар. конф. "Теория и техника передачи, приема и обработки информации". – Туапсе. - С. 79. 19. *Кащеев Б. Л., Бондарь Б. Г., Антипов И. Е.* Перспективы использования метеорной связи. Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 106. С. 49–51. 20. *Антипов И. Е., Бондарь Б. Г.* Устройство управления станцией метеорной связи на однокристалльном микропроцессоре // Труды Междунар. конф "Техника и физика электронных систем и устройств". - Сумы: - 1995.- С. 103-104. 21. *Антипов И. Е., Бондарь Б. Г.* Построена система метеорного та локального УКХ зв'язку // Інформаційний Бюлетень Української Астрономічної Асоціації.- К.: ВПЦ "Наукова книга", -1996.- № 9.- С. 55-56. 22. *Бондарь Б. Г., Кащеев Б. Л.* Резонансная антенна для метеорной связи. Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998 Вып. 107. С. 28 – 30. 23. *Антипов И. Е., Бондарь Б. Г.* О групповых ошибках в метеорном радиоканале // Труды Междунар. конф "Теория и техника передачи, приема и обработки информации". - Туапсе. - 1998. - С. 60. 24. *Антипов И. Е., Бондарь Б. Г.* Способ синхронизации при метеорной радиосвязи // Заявка на изобретение № 94030781 от 11.6.93. 25. *Антипов И. Е., Бондарь Б. Г.* О сверхдальнем метеорном распространении метровых волн // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 14–17. 26. *Антипов И. Е., Коваль Ю. А., Нестеренко Г. В.* Переменная скорость передачи в метеорном радиоканале // Труды Междунар. конф. "Теория и техника передачи, приема и обработки информации". - Туапсе. - 2001.– С. 120-121. 27. Пат. № 1808135 России М кл⁵ G 04 С 11/02 / *Горбач В. И., Кащеев Б. Л., Нестеренко Г. В.* / Опубл. 07.04.93. Бюл. № 13. 28. Пат. № 20380 України кл⁵ G 04 С 11/02 / *Кащеев Б. Л., Нестеренко Г. В., Семенов С. Ф., Кундюков С. Г.* / Опубл. 15.07.97. 29. *Горбач В. И., Нестеренко Г. В.* Про максимізування інформаційно-енергетичного потенціалу радіометеорного каналу // Інформаційний Бюлетень Української Астрономічної Асоціації.- К.: ВПЦ "Наукова книга", - 1996. - № 9. - С. 46. 30. *Антипов И. Е., Байдак В. М., Горбач В. И., Коваль Ю. А., Нестеренко Г. В., Слипченко Н. И., Семёнов С. Ф.* Система передачи гидрометеорологической информации, получаемой в бассейне реки Тиса, в городах Киев и Ужгород / Проблеми економічного та соціального розвитку регіону і практика наукового експерименту – Наук.-техн. зб.- Вип. № 17. - Київ-Ужгород-Ніредьгаза, 2001.- С. 97 - 104.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 08.10.2001

МИНИМИЗАЦИЯ АППАРАТУРНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОТЫ МЕТЕОРНОЙ РЛС

Наиболее эффективным методом определения угловых координат отражающей области метеорного следа является фазовый метод моноимпульсной радиолокации, позволяющий получить высокую точность измерений как угла места, так и азимута, что важно при исследовании пространственных масштабов атмосферных движений. В настоящее время в метеорных РЛС используются двух- и многобазовые фазовые угломерные системы. Их принято характеризовать двумя качественными показателями: величиной нормальной среднеквадратичной ошибки (критерия точности) и вероятностью появления аномальных ошибок (критерий достоверности).

Достоверность результата измерения двухбазовыми угломерами достаточна только при значительном отношении сигнал/шум. Повышение достоверности оценок угловых координат при меньших отношениях сигнал/шум возможно при переходе к многобазовым (трех-, четырех-, пятибазовым) угломерам. Качественные показатели измерения угловых координат отражающей области метеорного следа в значительной степени определяются видом функции неопределенности по угловым координатам $\psi(\nu)$ (пространственной функцией корреляции) системы. Ширина главного лепестка этой функции характеризует точностные возможности системы (чем уже главный лепесток, тем выше точность и разрешающая способность), а уровень боковых лепестков определяет достоверность определения угловых координат.

Задача нахождения оптимальной функции неопределенности по угловым координатам (при заданной погрешности измерения) сводится к отысканию такой антенной системы, которая позволила бы получить минимальный уровень боковых лепестков этой функции в рабочей области направляющих косинусов при ширине главного лепестка, не превышающей максимально допустимой величины. В метеорной радиолокации для определения угловых координат чаще всего применяют антенные системы в виде решеток, элементами которых являются антенны типа волновой канал. Решение задачи отыскания оптимальной функции неопределенности для такого случая может быть выполнено двумя путями:

- изменением амплитудного распределения вдоль раскрыва антенной системы (отказ от равномерного амплитудного распределения и переход к распределению, спадающему по краям);
- изменением расстояния между антеннами, за счет чего устраняется периодичность множителя решетки и уменьшаются дифракционные максимумы высших порядков (использование неэквидистантных антенных решеток).

Первый путь приводит к снижению уровня сигнала в периферийных антеннах, что заведомо ухудшает общую оценку измерения угловых координат, поэтому второй путь является более рациональным.

В первом приближении условие сохранения максимально допустимой ширины главного лепестка функции неопределенности можно обеспечить фиксацией двух элементов решетки на краях раскрыва. Положение внутренних элементов решетки на ширину главного лепестка влияет незначительно. Итак, при известной апертуре решетки X_{\max} необходимо отыскать в пространстве параметров решетки $M(\vec{x})$ положение элементов $\vec{x}_{opt} = (\vec{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n) \leq x_{\max})$ – вектор координат элементов решетки, при котором выполнялась следующая целевая функция:

$$\min_x \max_{\nu \in U} (\psi(\nu, x)) = \min_x \max_{\nu \in U} (m^{-1} \sum \exp(j2\pi x \nu_i / \lambda));$$

где m – число элементов решетки; λ – длина волны; U – область направляющих косинусов ν , в которой происходит минимизация уровня боковых лепестков.

Величина ν определяется шириной диаграммы направленности передающей антенны метеорной РЛС. Точного аналитического решения поставленной задачи не существует, поэтому на практике при решении подобного рода задач применяют методы, позволяющие получить решение, близкое к оптимальному. К их числу можно отнести метод статистического синтеза неэквидистантных решеток; методы, основанные на применении функциональных операторов; эвристические и градиентные методы.

Отыскание оптимальной функции неопределенности $\psi(v, \bar{x}_{opt})$ численными методами осложняется двумя обстоятельствами. Первое- прямое решение задачи непосредственным полным перебором всех возможных вариантов положения антенн для многобазовых систем требует неоправданно больших затрат машинного времени, а при большом количестве баз вообще нереально. Второе: целевая функция в зависимости от x является многомодальной, что резко затрудняет отыскание глобального минимума, поэтому отыскание оптимальной оценки целесообразно производить в два этапа. Эти этапы включают в себя отыскание квазиоптимальной оценки, близкой к глобальному минимуму, где в некоторой области устраняется многомодальность целевой функции, и далее в районе квазиоптимальной оценки находится глобальный минимум.

Квазиоптимальную оценку x , лежащую в области глобального минимума, можно получить с помощью метода динамического программирования. Этот метод основан на частичном переборе всех возможных положений элементов решетки, причем алгоритм перебора обеспечивает достаточную степень приближения к оптимальному расположению антенн по раскрытию. Полный перебор возможных вариантов размещения антенн, как уже указывалось, слишком громоздок; при m значениях координат для n -элементной решетки число вариантов составляет $N=m^n$. Например, для $m=100$ и $n=10$, $N=10^{20}$. Просчет такого количества вариантов даже на современных вычислительных машинах практически нереален. Вычислительная процедура по методу динамического программирования строится по следующей схеме. Вместо вычисления функции

$$\min_x \psi(v, x_1, x_2 \dots x_m)$$

находится функция

$$\min_{x_m} \min_{x_{m-1}} \min_x \psi(v, x_1, x_2 \dots x_m).$$

Такая замена незначительно снижает степень приближения к оптимальной оценке, но существенно уменьшает время перебора [1]. Число вариантов перебора сокращается до $(n-1)m^2$.

Для определения глобального минимума целевой функции был применен численный метод деформированного многогранника Нелдера-Мида (симплекс-метод), исходными данными для которого явились квазиоптимальные оценки \bar{x} , найденные методом динамического программирования. Требование непрерывности целевой функции, накладываемое на применимость данного метода выполняется. На рисунке 1 и в таблице 1 представлены результаты оптимизации функции неопределенности для двух-, трех-, четырех и пятибазовых антенных систем при $v_\psi = 0.2$.

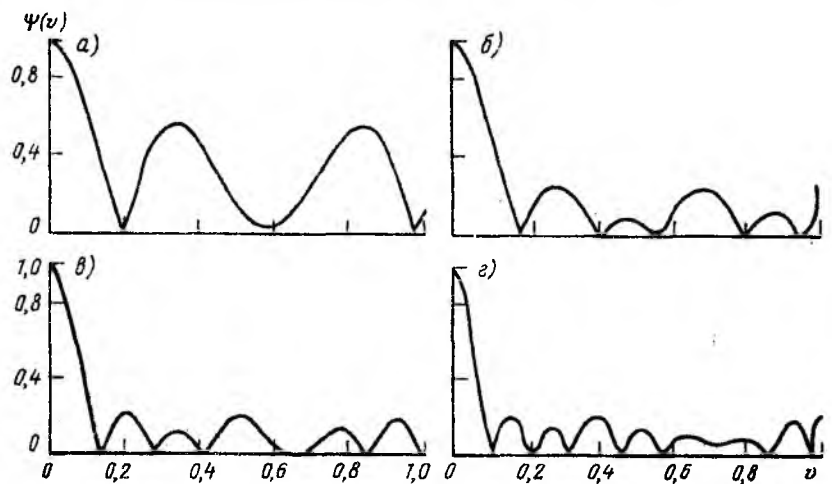


Рис. 1

на рисунке 1 и в таблице 1 представлены результаты оптимизации функции неопределенности для двух-, трех-, четырех и пятибазовых антенных систем при $v_\psi = 0.2$.

В табл. 1 представлены оптимальные размеры баз многобазовых симметричных антенных систем (в длинах волн) для различных значений полуширины главного лепестка функции неопределенности по угловым координатам Δ . Следует также отметить, что наибольший сравнительный выигрыш при введении дополнительной базы получается при переходе от двух- к трехбазовой системе. При введении четвертой и пятой баз уровни боковых лепестков уменьшаются, но не столь значительно, как при переходе от двух- к трехбазовой системе.

Кроме выбора оптимальных размеров баз возможны и другие направления уменьшения погрешностей определения высоты отражающей области метеорного следа, которые рассмотрим на примере автоматического угломера метеорной РЛС (АУ МРЛС) [2-5].

Устранять появляющуюся многозначность фазовых углов антенной системы возможно проведением дополнительного измерения с помощью антенн, разнесенных на другое базовое расстояние, и комбинированием двух таких измерений в одно однозначное. Для двухбазовой системы наиболее компактным является расположение антенн в виде креста, причем в точке пересечения базовых линий, ориентированных по сторонам света, находится общая антенна для двух баз ($d_1 = \lambda B_1$, $d_2 = \lambda B_2$). При таком расположении разнос отражающих областей на следе для всех антенн угломера минимален, требуются наименьшая антенная площадка и минимальное количество антенн, равное пяти. Допустимая случайная погрешность фазовых сдвигов, при которой отсутствуют ошибки из-за неправильного устранения многозначности, определяется как

$$\sigma_{\Delta\varphi, доп} \leq \frac{0,0119\pi B_1}{\sqrt{\left(1 - 2r \frac{B_1}{B_2} + \frac{B_1^2}{B_2^2}\right)}} = 0,1335 \frac{\sigma_{\Delta\varphi}}{2\pi}.$$

Отношение сигнал-шум в АУ МРЛС при единичном замере в радиоимпульсе для наихудшего случая, т.е. наиболее неблагоприятного варианта накопления, когда осреднение оценки фазовых сдвигов и дальности получено по пачке из 63-64 радиоимпульсов с постоянной амплитудой, а суммарная погрешность среднего фазового сдвига равна $4^{\circ},30'$ - предельно допустимому значению для АУ с базами $B_1=3,5$ и $B_2=4,5$. Из выражения $\sigma_{\Delta\varphi, доп}^2 = \sigma_{кв}^2 + \sigma_{\Delta\varphi, ш}^2 / N$, где $N=64$; $\sigma_{\Delta\varphi} = 4^{\circ},30'$; $\sigma_{кв} = 0^{\circ},30'$ (погрешность квантования), можно определить $U_{с.эф}/\sigma_{ш}=1,65$ и $2E/N_0=5,5$. В этом предельном случае метод накопления в АУ не сопровождается аномальными ошибками. Аппаратурная погрешность определения высоты отражающей области следа АУ зависит от угла места и для $\sigma_R = 0,2$ км, $\sigma_{\Delta\varphi} = 4^{\circ}30'$, $h = 100$ км приведена в таблице 2. Аппаратурные среднеквадратичные погрешности угловых координат АУ не превышают 17 угловых минут.

Δ	Число баз			
	2	3	4	5
0,08	5,793	3,752	1,494	2,637
	7,713	7,601	5,804	4,316
	—	9,412	7,292	6,340
	—	—	—	9,978
0,1	4,375	3,000	2,212	1,421
	6,115	4,643	5,576	2,813
	—	8,214	7,286	6,114
	—	—	9,153	7,771
	—	—	—	9,287
0,15	2,541	1,597	1,002	1,008
	4,235	3,912	2,471	2,586
	—	5,398	4,313	4,547
	—	—	5,952	6,652
	—	—	—	8,121
0,2	1,671	1,007	4,457	8,185
	3,341	4,316	6,133	6,627
	—	2,584	2,547	4,447
	—	—	1,003	2,710
	—	—	—	1,015

Таблица 2

ε , град	20	25	30	40	50	60	70
σ_h , км	1,3	0,8	0,6	0,4	0,3	0,2	0,2

За время существования следа (0,05-0,1с) угловые координаты и дальность до области отражения метеорного следа изменяются незначительно, что делает возможным применение метода статистического накопления результатов измерений. Так, если принять мгновенный градиент горизонтального ветра 40 м/с·км, то ошибка в измерении угловых координат при угле места $\varepsilon = 25^{\circ}$ за счет смещения отражающей области в самом неблагоприятном случае не превышает 5-10 угловых минут, а ошибка измерения наклонной дальности составляет 150-300 м. Накопление возможно при измерении наклонной дальности и фазовых сдвигов. При этом погрешность измерений по N импульсам, при условии независимых измерений, уменьшается в \sqrt{N} раз.

Реальная точность АУ МРЛС меньше аппаратурной из-за дополнительных ошибок дальности и угла места, вызванных рефракцией радиоволн в тропосфере и ионосфере. Ошибки, обусловленные тропосферной рефракцией, для углов места, больших 25° , не превышают $\Delta_{\varepsilon, Т} = 1,5$ угл. мин, $\Delta_{R, Т} = 10$ м. Ошибки из-за рефракции радиоволн в Д- и Е-слоях ионосферы для тех же углов места не более $\Delta_{\varepsilon, И} = 3$ угл. мин, $\Delta_{R, И} = 150$ м. Ошибки на рефракцию по сути систематические, но из-за невозможности точного учета их зависимости от состояния тропосферы и от электронной концентрации Д- и Е-областей ионосферы приходится рассматривать их как случайные. Ошибки из-за рефракции и вызванные градиентом ветра в метеорной зоне сравнимы с аппаратурными для двухбазового АУ с

базами 3,5λ и 4λ. Для углов места $\varepsilon \in [25^\circ]$ при суммарной погрешности, обусловленной рефракцией и градиентом ветра, равной ~ 6 угл. мин, а суммарной дальности, равной 0,2 км, $\sigma_h \in [1\text{ км}]$. При больших углах места ($\varepsilon \in [35^\circ]$) с учетом всех основных видов погрешностей, которые резко уменьшаются с ростом угла места, возможно определение высоты центра отражающей области следа с $\sigma_h=0,5\text{ км}$.

Наряду с наличием систематических погрешностей в реальной фазометрической аппаратуре имеются случайные погрешности измерения, вызываемые дестабилизирующими факторами: изменением температуры и влажности, механическими перемещениями, колебаниями питающей сети и др. Все это приводит к изменению параметров каналов радиоприемных устройств и, соответственно, к появлению дополнительных погрешностей фазовых измерений. Фазовая погрешность, вносимая радиоприемным устройством, может отсутствовать при равенстве фазочастотных характеристик каналов. На практике идентичное схемное и конструктивное исполнение каналов радиоприемных устройств не обеспечивает полной тождественности их фазочастотных характеристик, однако, позволяет снизить на порядок фазовую погрешность радиочастотного тракта относительно погрешности, вносимой отдельным каналом.

Радикальным методом, позволяющим исключить систематические погрешности и погрешности, вызванные влиянием дестабилизирующих факторов, является измерение разности фаз между исследуемыми сигналами с последующей калибровкой радиочастотного тракта. Суть его состоит в том, что исследуемые сигналы, имеющие фазовый сдвиг ϕ , подаются на вход радиочастотного тракта, на выходе которого они будут иметь фазовый сдвиг $\phi_1 = \phi + \Delta\phi$. Результат измерения фиксируется в устройстве первичной обработки сигналов. Если через достаточно малое время, в течение которого значения дестабилизирующих факторов остаются неизменными, подать на вход радиочастотного тракта на той же частоте сигналы с фазовым сдвигом, равным 0, то на его выходе сигналы калибровки будут иметь фазовый сдвиг $\phi_2 = \Delta\phi$, равный по величине сумме систематической погрешности и погрешности, вызванной дестабилизирующими факторами. Истинное значение измеряемого угла может быть определено в устройстве первичной обработки как

$$\phi_1 - \phi_2 = (\phi + \Delta\phi) - \Delta\phi = \phi.$$

Особое место занимают динамические погрешности фазовых измерений, вызванные переходными процессами в избирательных цепях радиочастотного тракта.

Характер процесса установления фазы в многокаскадном резонансном усилителе существенно зависит от частоты входного сигнала. При частоте заполнения радиоимпульса выше резонансной частоты усилителя фаза при переходном процессе увеличивается; в случае, если частота заполнения ниже, то переходной процесс сопровождается уменьшением фазы выходного сигнала. Вариация фазы остается и при точной настройке усилителя, так как в силу различных характеров частотной зависимости емкости и индуктивности колебательного контура абсолютная сопряженная симметрия частотной характеристики усилителя физически невозможна.

Для существенного уменьшения влияния динамической погрешности на результат измерения разности фаз, как и в случае наличия систематической и случайной погрешности, можно воспользоваться методом калибровки. Посылкой этому является тот факт, что нестационарный процесс установления фазы выходного сигнала в многокаскадном резонансном усилителе не зависит от начальной фазы входного сигнала.

Результирующей динамической погрешностью измерения разности фаз является усредненное значение динамической погрешности за время измерения.

Таким образом, динамическая погрешность измерения разности, возникающая в устройстве радиочастотной обработки, полностью определяется вариациями фазы в избирательных цепях его каналов. Уменьшение динамической погрешности измерения разности фаз возможно путем минимизации динамических погрешностей каждого канала, использования метода калибровки каналов, сведения к минимуму временного сдвига сигналов отдельных каналов и выбора времени измерения, обеспечивающего необходимую точность измерений.

В автоматическом угломере применяют несколько видов калибровки. Первый- это калибровка аппаратуры отраженным от следа сигналом. В многоканальном угломере прием каждого второго отраженного импульса сопровождается подключением входов приемников к центральной антенне, относительно которой ведется отсчет фазовых сдвигов в других антеннах. Измеренные фазовые сдвиги в каналах представляют собой аппаратные погрешности, которые вычитаются из фазовых сдвигов, полученных в режиме измерения. Помимо оперативности такая калибровка обладает и другими дос-

тоинствами: используется сигнал в среднем той же амплитуды, что и при измерении, снижаются требования к амплитудно-фазовым характеристикам каналов. Недостаток ее - потеря в среднем половины отраженных импульсов для оценки координат.

Второй вид - калибровка с помощью имитатора метеорных отражений, роль которого выполняет вспомогательный генератор, работающий в импульсном режиме на несущей частоте передатчика. Калибровку осуществляют после регистрации метеорного отражения подачей от имитатора сигналов некоторой средней амплитуды на все приемники через аттенуатор и неотражающий разветвитель. Найденные фазовые сдвиги характеризуют аппаратные погрешности в каналах. В этом случае нет потерь при накоплении отраженных сигналов, но несколько снижается оперативность угломерной МРЛС.

Общим недостатком обоих видов калибровки является отсутствие калибровки антенно-фидерной системы. Третий вид применяется эпизодически. Суть его в использовании фиксированного в пространстве излучателя, координаты которого известны. Таким излучателем может быть передатчик с антенной, установленной в дальней зоне приемных антенн. После регистрации метеорного отражения вычисляются поправки, определив угломером МРЛС угловые координаты излучателя и сравнив их с истинными. В АУ предусмотрена возможность использования второго и третьего видов калибровки.

Калибровка описанных видов позволяет устранить аппаратные погрешности, изменяющиеся во времени. Систематические погрешности, вызванные особенностями приема в конкретных условиях антенного поля со всех направлений, можно выявить с помощью излучателя, установленного на самолете (вертолете, спутнике), координаты которого определяются с высокой точностью. Кроме того, для регламентных проверок, калибровок и снятия амплитудно-фазовых характеристик ЦИФ и усилителей промежуточной частоты приемников в АУ есть имитатор фазовых сдвигов, работающий в импульсном режиме (ИМ ФРС).

К фидерам, соединяющим приемники с антеннами, предъявляют жесткие требования подобия и стабильности вносимых фазовых сдвигов, поскольку антенно-фидерную систему оперативная калибровка не охватывает. Электрическая длина каждого антенного кабеля должна быть кратной π , так как в этом случае фазовый сдвиг, вносимый фидером, не зависит от согласования с нагрузкой (приемником).

Изменение температуры окружающей среды приводит к изменению электрической длины фидера. Поскольку изменение разности фаз производится между соседними антеннами, уход электрических длин фидеров в соседних каналах взаимно компенсируется. Однако экспериментальные исследования показали, что взаимный уход электрических длин фидеров между соседними каналами достигает $3-5^\circ$ (для кабеля длиной $\sim 120\text{м}$) при изменении температуры на $20-25^\circ\text{C}$ (для фидеров, изготовленных из одной партии кабеля РК 75-9-12). Для температурной стабилизации электрических длин фидеров последние заложены в грунт на глубину 1,2 м, где суточная вариация температуры не превышает $0,5 \square 1^\circ\text{C}$. С течением времени происходит старение кабеля, приводящее к изменению его электрической длины (взаимный уход между каналами до $5 \square 7^\circ$ за год), кроме этого межсезонная вариация температуры грунта на глубине закладки фидеров составляет $10 \square 15^\circ\text{C}$ и вызывает взаимный уход электрических длин на $2 \square 3^\circ$. Перечисленные выше факторы приводят к необходимости калибровки системы АУ не менее одного раза в сезон для введения необходимых поправок. Выравнивание электрических длин кабелей выполняется с помощью измерительного фазометра или модифицированного многочастотного метода "короткого замыкания", обеспечивающий погрешность измерения электрической длины менее $0,5 \square$

Список литературы: 1. Зелкин Е.Г., Соколов В.Н. Методы синтеза антенн. М.: Сов. радио, 1980. 294с. 2. Кащеев Б.Л., Жуков В.В. Автоматический угломер. Сообщение 1. Принципы построения // Радиотехника. 1978. Вып. 47. С. 3-9. 3. Жуков В.В., Олейников А.Н., Олейников В.Н., Автоматический угломер. Сообщение 2. Предварительная обработка сигналов // Радиотехника. 1978, Вып. 47. С. 9-14. 4. Олейников А.Н., Олейников В.Н. Жуков В.В., Автоматический угломер. Сообщение 3. Первичная обработка сигналов// Радиотехника. 1979. Вып. 50. С. 72-78. 5. Жуков В.В., Олейников А.Н., Олейников В.Н., Автоматический угломер. Сообщение 4. Математическое обеспечение АУ// Радиотехника. 1979. Вып. 50. С.79-85.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.10.2001

Б. Л. КАЩЕЕВ, д-р. техн. наук, **Б. С. ДУДНИК**, канд. техн. наук, Ю. А. КОВАЛЬ, д-р. техн. наук,
Г. В. НЕСТЕРЕНКО, канд. техн. наук, А. А. ТКАЧУК, канд. техн. наук, С. Ф. СЕМЕНОВ,
Ю. А. ЛЕМАН, Л. П. ТАТАРЕЦ, В. В. БАВЫКИНА, канд. техн. наук,
В. П. МОИСЕЕВ, канд. техн. наук, С. Г. КУНДЮКОВ, В. М. БАЙДАК,
Ю. В. ГАРБУЗОВ, канд. техн. наук

РАДИОМЕТЕОРНЫЙ МЕТОД СРАВНЕНИЯ ЭТАЛОНОВ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ

Рассмотрены история развития и современное состояние радиометеорного метода сравнения эталонов времени и частоты, а также новые результаты исследований, полученные в Харькове в этом направлении. Описаны основные технические решения разработанных экспериментальных аппаратных комплексов. Намечены перспективы использования метода.

Задача сравнения эталонов времени и частоты

Сравнение (привязка или синхронность) территориально разнесенных эталонов времени и частоты – основа для реализации современных частотно-временных методов, позволяющих решать актуальные научно-технические и оборонные задачи при создании систем координатно-временного обеспечения, метрологии времени и частоты, радиоастрономии, радиолокации, цифровой синхронной связи. Успешное решение таких задач определяется как стабильностью эталонов времени и частоты, так и точностью их сравнения. Высокие темпы совершенствования эталонов (относительная нестабильность современных эталонов составляет $10^{-13} \dots 10^{-14}$, а в перспективе – $10^{-15} \dots 10^{-16}$) определяют актуальность задачи повышения точности методов сравнения.

В развитых странах мира проблеме постоянного совершенствования научно-технической базы и организационной структуры систем единства измерений времени и частоты уделяется постоянное внимание. Ведущими странами в области измерений времени и частоты являются США, Англия, Германия, Япония. [1]. На высоком уровне поддерживались службы времени и частоты в СССР [2].

В США вопросами время-частотного обеспечения занимается Национальный институт стандартов и технологий (NIST) и Военно-морская обсерватория (USNO), в которой находится государственный эталон времени и частоты.

Основой для создания Государственной службы единого времени и эталонных частот (ГСВЧ) Украины явились ряд организаций и предприятий Украины, входящих в прошлом в состав государственной службы единого времени и эталонных частот СССР [2-4].

Для постановки задачи сравнения эталонов времени и частоты определяющим является понятие шкалы времени и сдвига шкал. Для аналитической записи идеальной шкалы времени предложено выражение с применением аппарата дельта-функций [5]:

$$H(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t + nT), \quad (1)$$

где T – единичный интервал шкалы. Размерность $H(t) – c^{-1}$.

Начало отсчета времени для шкал территориально разнесенных эталонов, размещенных в одной инерциальной системе, выбирается произвольным, как единым для системы, так и индивидуальным для каждой из шкал. В последнем случае каждая из шкал описывается выражением, аналогичным (1). В случае выбора единого начала отсчета времени для описания шкал вводится сдвиг шкал времени ΔT как алгебраическая величина, характеризующая взаимное опережение или запаздывание шкал. Например, на рис. 1 изображены три шкалы времени, у которых единое начало отсчета времени принято совпадающим с началом отсчета шкалы эталона пункта А.

Для вычисления сдвига шкал в случае $|\Delta T| < T/2$ предложено соотношение [5]:

$$\Delta T^{AB} = \int_{-T/2-T/2}^{T/2} \int_X (H_A(t) - H_B(t)) dt dx, \quad (2)$$

где $H_B(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t + nT - \Delta T^{AB})$.

Интегрирование в формуле (2) выполняется по временной шкале, для которой определяется сдвиг (в данном случае по времени шкалы пунктов А или В). Для определения сдвига шкал в n -ом периоде необходимо на nT изменить пределы интегрирования в выражении (2).

Разлагая функции $H_A(t)$ и $H_B(t)$, описывающие шкалы времени, в ряд Фурье, можно показать связь шкал времени с эталонными частотами и дать фазовую трактовку сдвигов шкал:

$$H_A(t) = (1/T) \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp(j\theta_k^A); H_B(t) = (1/T) \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp(j\theta_k^B) = (1/T) \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp[j(\theta_k^A + \Psi_k^{BA})], \quad (3)$$

где $\theta_k^A = k\Omega t$; $\theta_k^B = k\Omega t + k\Omega\Delta T^{BA}$ – полные фазы k -ых гармоник спектра шкал пунктов А и В соответственно; $\Omega = 2\pi/T$ – угловая частота первой гармоники; $\Psi_k^{BA} = k\Omega\Delta T^{BA}$ – начальные фазы k -ых гармоник спектра шкалы В.

В соответствии с выражениями (3) получается фазовое определение сдвига шкал:

$$\Delta T^{BA} = (\theta_k^B - \theta_k^A) / k\Omega. \quad (4)$$

Соотношения (4) справедливы и для случая различных частот эталонов. При этом сдвиг шкал ΔT является функцией времени. Анализ $\Delta T(t)$ позволяет оценить отличие частот эталонных генераторов. Так, если частота эталона В отличается от частоты эталона А на величину $\Delta\Omega \ll \Omega$, то сдвиг шкал в n -ом периоде составит $\Delta T_n^{BA} = (k\Delta\Omega nT + k\Omega\Delta T^{BA}) / k\Omega = \Delta\Omega nT / \Omega + \Delta T_0^{BA}$, где ΔT_0^{BA} – начальный сдвиг шкал.

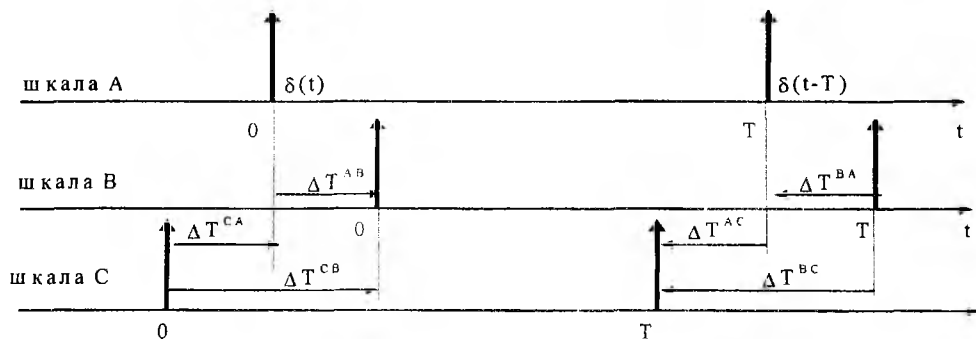


Рис. 1

В рассмотренном случае $\Delta\Omega = \Omega (\Delta T_n^{BA} - \Delta T_0^{BA}) / nT$, а в общем случае $\Delta\Omega = \Omega d[\Delta T(t)]/dt$, где $\Delta T(t)$ – линейная аппроксимация дискретных значений; T_n . Таким образом, сравнение шкал времени позволяет производить и сравнение (или синхронизацию) частот эталонов.

Первые методы сравнения были предложены в период развития релятивистской теории А.Эйнштейном (задача синхронизации часов). В одном из этих методов в синхронизируемых пунктах принимаются радиосигналы от общего равноудаленного излучателя, в другом – сигнал часов одного из пунктов принимается во втором пункте и ретранслируется обратно (по современной терминологии это дуплексный или ретрансляционный метод). В работах по частной теории относительности упоминается и вариант использования возимых часов.

К настоящему времени арсенал методов сравнения и варианты их технической реализации существенно расширились. В основе всех методов сравнения лежит передача информации о шкалах времени. В зависимости от алгоритмов передачи информации методы сравнения можно разделить на три группы.

К первой группе относятся методы односторонней передачи информации из одного пункта в другой. Сдвиг шкал можно определить, если известно время задержки сигналов между пунктами. Примеры реализации методов первой группы – перевозимые квантовые часы (ПКЧ); СДВ, ДВ и спутниковые радионавигационные системы (СРНС); система, использующая отражение сигналов от Луны; передача сигналов времени по ТВ; односторонний радиометеорный канал; кабельные, лазерные и волоконно-оптические линии. Поскольку в этих методах (кроме ПКЧ) излучаются сигналы только из одного пункта, методы первой группы принято называть пассивными.

Вторая группа включает в себя методы, основанные на двусторонней передаче информации. При

этом время задержки сигналов между пунктами может быть неизвестным, требуется только его высокая стабильность и обратимость. Методы второй группы принято называть активными. Активные методы реализуются в радиометеорном, спутниковых и оптических каналах связи.

В методах третьей группе используется дополнительная высокостабильная шкала, сигналы которой принимаются в сверяемых пунктах. Сдвиг определяется с учетом известной разности задержек сигналов между пунктом дополнительной шкалы и сличаемыми пунктами. Методы этой группы реализованы в СРНС ГЛОНАСС и GPS в дифференциальном режиме, а также в радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами (РСДБ). В СРНС ГЛОНАСС и GPS дополнительная шкала формируется эталоном на борту спутника. В РСДБ роль дополнительной шкалы играют высокостабильные сигналы космических источников (пульсары, квазары).

В настоящее время высшую точность сравнения обеспечивают ПКЧ, радиометеорный метод сравнения (РМС), СРНС и спутниковые каналы связи

Основным критерием качества систем сравнения является погрешность измерения сдвига шкал. Общими для всех методов сравнения, за исключением ПКЧ, источниками погрешностей являются: нестабильность и невзаимность (для активных методов) задержки сигналов в канале; нестабильности аппаратурных задержек; внутренние шумы и помехи канала связи; динамика измеряемой величины из-за нестабильности эталонов. Каждый из методов имеет и специфические источники погрешностей, обусловленные особенностями канала, алгоритмами сравнения, аппаратурной реализацией, релятивистскими эффектами и др.

Опуская подробный сопоставительный анализ методов сравнения, можно выделить три метода, обеспечивающие в настоящее время высшую точность и широко применяемые для решения научно-технических задач, – ПКЧ, РМС, передача сигналов времени по спутниковым каналам связи и СРНС. Перспективным методом является РСДБ, поскольку он имеет не только высокую потенциальную точность, но в будущем может стать основой нового типа эталонов времени относительно нестабильность сигналов квазаров и пульсаров не хуже 10^{-14} .

Особую актуальность и приоритетный характер для Украины имеет РМС, поскольку, с одной стороны, Украина не располагает собственными СРНС, связными ИСЗ и предприятиями по выпуску ПКЧ, а, с другой стороны, работы по исследованию и применению РМС много лет успешно проводятся в Украине (ХНУРЭ).

Основы радиометеорного метода сравнения эталонов времени и частоты

Метеор – явление, происходящее в средней атмосфере Земли при вхождении мелких твердых космических частиц массой не менее 10^{-9} г и не более примерно 10 г. Явление это заключается в испарении частиц и возникновении плазменного образования – метеорного следа, образующегося в результате столкновения испарившихся метеорных атомов с молекулами и атомами газов земной атмосферы чаще всего в диапазоне высот от 110...105 до 85...80 км. В среднем метеорные следы имеют протяженность около 15 км с начальным радиусом примерно 1...2 м. Исследование метеоров имеет многовековую историю; наиболее полно это изложено в [6].

Работы по радионаблюдениям метеоров начались в Харькове в 1953 г. на кафедре "Основы радиотехники" политехнического института под руководством проф. Кащеева Б. Л.. Фундаментальные исследования метеорных явлений в Харькове позволили начать прикладные работы по использованию отражения радиоволн от метеорных следов [7].

Зеркальный характер отражения УКВ от метеорных следов позволяет использовать этот процесс для передачи информации и сравнения шкал времени. Длина трассы такого радиоканала связи определяется высотой расположения области метеорного следа, отражающей радиоволны, высотами антенн в пунктах и рефракцией радиоволн в тропосфере. Максимальная дальность составляет около 2000 км [7].

В основе РМС лежат высокая стабильность и обратимость задержки сигналов при метеорном распространении радиоволн. При этом РМС превосходит другие методы по таким показателям, как производительность измерений (на получение единичного измерения требуется время порядка 10 с), автономность, оперативность, экономичность, скрытность, устойчивость к ионосферным возмущениям. К недостаткам РМС следует отнести то, что этот метод является активным, то есть требует излучения радиосигналов в обоих пунктах измерений.

Работы по РМС были начаты в Харькове вскоре после первых публикаций по этому вопросу [8] и уже в начале 70-х годов были разработаны первые экспериментальные образцы аппаратуры типа МЕТКА-1 для Министерства обороны (МО) СССР (см. таблицу), а также проведены эксперимен-

тальные сеансы сравнения шкал в службе времени Госстандарта на трассе Харьков-Москва [9]. При этом были получены погрешности сравнения 0,2...0,3 мкс. Позднее к данному направлению подключился Казанский университет [10].

В дальнейшем работы проводились в следующих направлениях:

– теоретические и экспериментальные исследования возможностей повышения точности РМС (исследования характеристик метеорного радиоканала, анализ и синтез алгоритмов сравнения, поиск путей снижения сигнальных и аппаратурных погрешностей, совершенствование методик обработки результатов измерений);

– разработка, изготовление и внедрение образцов радиометеорных комплексов сравнения (РМКС) для эталонов времени и частоты Госстандарта;

– разработка, изготовление и испытания макетов РМКС в рамках ОЖР.

Головными организациями, представляющими интересы потребителей, явились: организации Госстандарта – Всесоюзный (ныне Всероссийский) НИИ физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ), а в Украине – Харьковский Государственный НИИ метрологии (ХГНИ-ИМ); от промышленности в интересах МО – Ленинградский научно-исследовательский радиотехнический институт (ЛНИРТИ), ныне переименованный в Российский институт радионавигации и времени (РИРВ).

Результаты теоретических исследований

При исследовании метеорного радиоканала основное внимание было обращено на параметры, определяющие потенциал РМС: полоса пропускания; нестабильность, оцениваемая скоростью изменения задержки сигналов $V_{\tau} = d\tau / dt$; невзаимность задержки сигналов.

Экспериментальные исследования метеорного канала показали, что сигналы практически не искажаются, если их ширина спектра не превышает (10...15) % от несущей частоты. Для оценки V_{τ} использовались результаты измерений задержки сигналов по фазе несущих частот и по фазе разностной частоты с использованием разработанных комплексов ФАЗА и МЕТКА-11, параметры которых приведены в таблице. Выборочные средние значения для $|V_{\tau}|$ составили: в локационном режиме – $(2,5...3)10^{-7}$; на трассе – $(0,5...1)10^{-7}$. Максимальные значения – $(1...2)10^{-6}$ и $(5...7)10^{-7}$ соответственно. Закон распределения $|V_{\tau}|$ близок к экспоненциальному. В 5...10% случаев имели место аномалии, которые можно объяснить необратимостью задержки сигналов на отдельных метеорных следах [7, 11].

Результаты экспериментального исследования кратковременной фазовой нестабильности задержки сигналов в метеорном радиоканале позволили обосновать выбор фазового принципа построения второго поколения промышленной радиометеорной аппаратуры [12, 13].

Анализ теоретических и экспериментальных исследований источников невзаимности задержки канала (поляризационные явления при распространении в ионосфере и отражении от метеорного следа, а также релятивистские эффекты) показал, что измерения с использованием современной метеорной аппаратуры сравнения пока не позволяют подтвердить модельные оценки невзаимности. При этом можно согласиться с верхней теоретической оценкой (менее 1 нс) [7].

Результаты исследования метеорного радиоканала были положены в основу линейной параметрической модели метеорного канала сравнения [7], состоящей из каскадного соединения линейного четырехполосника с постоянными параметрами, идеальной линии с управляемой величиной задержки, идеального амплитудного модулятора и генераторов модулирующих функций.

Анализ прохождения сигналов в ЛПИМ МКС показал, что основной вклад метеорного распространения радиоволн МРРВ в погрешность измерений связан с вариациями амплитуд импульсов и изменениями задержек на интервалах, соизмеримых с периодом повторения и более.

Проведен комплексный анализ основных алгоритмов сравнения (встречный алгоритм – ВА; ретрансляционный алгоритм – РА и опорно-ретрансляционный алгоритм – ОРА) с учетом влияния конечного отношения сигнал/помеха, нестабильности задержки сигналов в канале и корреляции погрешностей в пунктах. Показаны преимущества ВА и выполнен синтез более совершенных комбинированных и модифицированных алгоритмов [7, 14]. Новые алгоритмы запатентованы [15-17].

Для выбора вида и параметров сигналов для РМС решены теоретические задачи: анализ пороговых отношений сигнал/помеха; оценка потенциальных точностных характеристик основных типов простых и сложных сигналов; анализ влияния коррелированных помех [18-22]. Анализ показал преимущества сложных сигналов и позволил наметить основные направления уменьшения сигнальных погрешностей: увеличение базы сигналов; усреднение результатов измерений по всем импульсам ко-

да; переход к фазовым измерениям. Анализ потенциальной точности для фазовых измерений проводился применительно к универсальному случаю когерентного дискретного составного частотного сигнала (КДСЧС), частным случаем которого является двухчастотный сигнал (ДЧС). Получены соотношения для потенциальной точности КДСЧС. Показано, что потенциальную точность КДСЧС можно реализовать при оптимальной обработке и измерениях временного положения каждого из элементов по огибающим и фазам с последующим весовым усреднением результатов этих измерений. Предложено техническое решение, реализующее такую обработку [23].

Наибольший удельный вес в результирующей погрешности измерения сдвига шкал в РМС имеют аппаратные систематические погрешности (АСП). АСП возникают вследствие нестабильности задержек в трактах формирования, излучения, приема и измерения времени прихода сигналов, а также невязности задержек в общих устройствах приема и передачи. АСП не зависят от алгоритмов сравнения и составляют для результатов измерения сдвига шкал в пунктах

$$\Delta_{АП}^{AB} = -\Delta_{АП}^{BA} = \frac{(\tau_{ПРМ}^A - \tau_{ПРД}^A) - (\tau_{ПРМ}^B - \tau_{ПРД}^B)}{2}, \quad (5)$$

где $\tau_{ПРМ}^A, \tau_{ПРМ}^B$ – задержки в приемо-измерительных каналах аппаратуры); $\tau_{ПРД}^A, \tau_{ПРД}^B$ – задержки в трактах формирования и излучения сигналов..

Из выражения (5) следует, что АСП становятся равными нулю, если комплекты аппаратуры в пунктах имеют идентичные параметры. Однако это невозможно обеспечить по следующим причинам:

1) изменения питающих напряжений и температуры, старение и замена элементов приводят к нестабильностям задержек сигналов в трактах аппаратуры;

2) общие устройства приема и передачи (АФУ и антенные коммутаторы) обладают невязными задержками сигналов;

3) вариация амплитуд принимаемых сигналов приводит к их нелинейным искажениям и связанным с этим изменениям задержек.

На первом этапе развития РМС основное внимание уделялось первой из приведенных причин АСП. Для снижения АСП, вызванных нестабильностями задержек сигналов в трактах аппаратуры, предложены способы и устройства для контроля задержек сигналов в трактах (так называемое пилотирование задержек) [24], а также способ компенсации АСП, получивший название "сквозной канал" [25] и реализованный в РМКС МЕТКА-3. Однако эти способы не позволяют контролировать и учитывать второй и третий источники АСП (невязности задержек сигналов в общих устройствах и изменения задержек сигналов при вариации амплитуд принимаемых сигналов).

Невязность задержек АФУ в РМС была впервые обнаружена в Харькове в 1991 г. при "локации друг на друга" двух полуккомплектов аппаратуры МЕТКА-8 [12]. Изменение длин кабеля, смена АФУ и замена элементов в коммутаторе приводили к АСП до 20...30 нс. Физически невязность задержек в АФУ можно объяснить изменениями формы сигнала из-за отличий в режимах согласования кабеля при приеме и при излучении. Поскольку идеальное согласование АФУ, что явилось бы наиболее простым решением этой задачи, невозможно, были продолжены экспериментальные исследования, а также проведен теоретический анализ искажений формы сигнала при рассогласованиях в АФУ и связанных с этим аномалий в задержках [7]. Возможность измерять полную величину АСП аппаратуры в каждом из пунктов для сигналов с симметричной формой обеспечивает запатентованный способ зеркальной ретрансляции сигналов (ЗРС) [26].

Для оценки погрешностей в первых образцах аппаратуры использовались основные метрологические стандарты с учетом особенностей РМС. Однако не было принято единое понятие наблюдения, которое в одних случаях определялось как результат измерения в течение периода зондирования, в других – как усредненный результат измерений "на метеоре" и т. п. В алгоритмах обработки результатов не учитывалась их неравноточность и некоторые специфические особенности РМС. Поэтому были применены алгоритмы весовой обработки результатов измерений, различающиеся способами оценок весовых коэффициентов и этапами обработки [27]. Поскольку гипотеза о нормальности закона распределения, как правило, не подтверждается, рекомендовано применять робастные методы обработки результатов [28, 29].

В процессе разработки и испытаний в Харькове экспериментальных образцов аппаратуры предложены единые критерии оценки погрешностей и обобщенный показатель качества [30] $\beta = \sigma \sqrt{P2\Delta f_{П} BNk}$, где σ – одна из разновидностей оценки случайной погрешности; P – излучаемая

импульсная мощность; $2\Delta f_{\Pi}$ – ширина спектра сигнала; B – база сигнала; N – число импульсов в коде; k – число периодов, соответствующее единичному измерению.

Предельное значение обобщенного показателя качества было оценено на основе информационной теории измерений и составило $\beta_{\min} \approx 10^{-2} (\text{Дж})^{1/2}$.

Подобные коэффициенту β показатели качества можно применить для сравнения не только различных типов РМКС, но и систем сравнения, основанных на других принципах. Достоинство предложенного показателя заключается в том, что с его помощью можно для определенных классов РМКС рассчитать диаграммы обмена энергии и (или) полосы частот на погрешность сличения.

Дальнейшим развитием обобщенного коэффициента (6) явилась обобщенная статистическая модель РМС с обучением, позволяющая учесть условия размещения аппаратуры в пунктах, реальную помеховую обстановку, сезонные и суточные изменения численности, напряженность и ориентацию трассы, качество исполнения аппаратуры [7]. Обобщенная статистическая модель РМС позволяет генерировать результаты сличений для измененных параметров трассы и аппаратуры (энергетика, вид и параметры сигнала, метод сравнения, техническая реализация отдельных блоков и др.).

Разработка радиометеорной аппаратуры и систем сравнения эталонов времени и частоты

Стремление достичь потенциальных для РМС наносекундных погрешностей и необходимость применять для этого различные виды сложных сигналов (линейно-частотно модулированные, фазоманипулированные, двухчастотные) привели к разработке принципиально новых прецизионных устройств для создания и испытаний РМКС. К ним относятся: устройства формирования сигналов и гетеродинов РМКС, привязанных к эталону; устройства обработки и оценки параметров принимаемых сигналов; устройства для измерения и компенсации аппаратурных погрешностей; имитаторы метеорологического канала и др.

Результаты теоретических исследований, опыт разработки и эксплуатации первых образцов РМКС привели к созданию аппаратуры двух типов:

- 1) экспериментальные образцы РМКС для сличения эталонов времени Госстандарта и Наземного автоматизированного комплекса управления космическими аппаратами (НАКУ КА) на территории Украины;
- 2) макеты аппаратуры для научных исследований и ОКР, проводимых ЛНИРТИ совместно с ХНУРЭ.

К настоящему времени разработано несколько поколений РМКС – экспериментальные образцы и специальные макеты типа МЕТКА, два поколения промышленной аппаратуры – 17-Н-91 (принята в эксплуатацию постановлением правительства №815-242 от 27.08.85 г.) и 17-Н-830 (прошла автономные испытания в 1997-1998 г.), разработанные в С.-Петербурге (РИРВ) при участии ХНУРЭ.

Основными потребителями аппаратуры являлись и являются службы времени Госстандарта СССР (ныне Госстандарта Украины и Госстандарта России) и других ведомств. Радиометеорная аппаратура сравнения используется для синхронизации частоты пунктов НАКУ КА на территории Украины и решения ряда научных задач.

В службах времени Госстандартов Украины и России применяются не промышленные, а разработанные в Харькове экспериментальные образцы аппаратуры типа МЕТКА-6, отличающиеся более высокой точностью и меньшими габаритами. Основные характеристики комплексов МЕТКА-6 приведены в табл. Отличительными особенностями комплексов МЕТКА-6 являются: аналоговое суммирование двух соседних импульсов кода и измерение временного положения путем аппаратурного усреднения по всем парам импульсов кода; применение пяти кодовых комбинаций для отличия излучаемых и принимаемых сигналов; стробирование принимаемых сигналов в соответствии с кодом ожидаемых для приема сигналов; высокоточный дискриминатор для оценки временного положения по нулевому переходу разности прямого и задержанного сигналов; наличие специального АРУ, позволившего расширить динамический диапазон приемного устройства до 50 дБ; ручное пилотирование аппаратурных задержек и возможность их компенсации в пределах ± 90 нс с дискретностью 10 нс; внутренний цифровой имитатор для диагностики измерительной части аппаратуры.

Метрологические характеристики аппаратуры типа МЕТКА-6 оценивались: в локационных режимах "сам на себя" и "друг на друга": по независимым измерениям с применением ПКЧ и системы "Глонасс"; по рассеянию результатов наблюдений от среднего значения в каждом сеансе и от сеанса к сеансу на интервалах до месяца; при сравнении между собой результатов измерений в обоих пунктах. Диапазон изменений случайной погрешности и АСП, оцениваемой с помощью ПКЧ, не превышал 20 нс.

В 1993 г. разработан и внедрен в Киеве (УкрЦСМ), НАКУ КА и Харькове (ГНПО "Метрология") комплекс МЕТКА-6М, сопряженный с ЭВМ. В модернизированный вариант аппаратуры МЕТКА-6М включена ЭВМ типа ИВМ для оперативной статистической обработки результатов измерений, их хранения и вывода на печать.

Таблица

Параметры	Тип аппаратуры				
	МЕТКА-1	МЕТКА-5...7	МЕТКА-4	ФАЗА	МЕТКА-11
Алгоритм	РА	ОРА		ОРА+ ВА	ВА
Рабочая частота, МГц	57,3			45,5	
Импульсная мощность, кВт	50	20...40	3	10	2...4
Вид сигнала	Код из 6-ти импульсов	Код из 16-ти импульсов	Код из 4-х ЛЧМ	ФМ+ДЧС	ФМ+ДЧС
Длительность сигнала, мкс	5	16x2	4x50	15x26-ФМ, 2x500-ДЧС	10x13-ФМ, 5x265-ДЧС
Погрешность, нс	300	15...30	10...30	< 1	< 1
Ширина спектра, МГц	0,4	1	2,5	1	0,2
Внедрение	МО СССР; аппаратура 17-Н-91	Госстандарт Украины и России, НАКУ КА Украина	ОКР "РАПС"	НИР "ТРОПА"; ОКР "ЧЕРТА"; аппаратура 17- Н-830	ОКР "Управление"

Применение для измерений огибающих как простых сигналов (например МЕТКА-6), так и сложных сигналов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) заполнения (МЕТКА-3 и МЕТКА-4), не позволило достичь погрешностей меньших, чем 10 нс. Поэтому были рассмотрены возможности использования фазовых методов построения РМКС, для чего был создан макет аппаратуры ФАЗА (1986-89 гг.). В результате разработки РМКС ФАЗА (таблица) была показана возможность реализации фазовых принципов построения радиометеорной аппаратуры.

Аппаратура ФАЗА была разработана и испытана в Харькове в период 1985-90 г.г. в ходе выполнения ОКР совместно с РИРВ. В аппаратуре ФАЗА использованы: составной сигнал, содержащий код из 15 фазоманипулированных (ФМ) по Баркеру импульсов и когерентный двухчастотный сигнал (ДЧС); комбинированный метод сравнения – ОРМ для ФМ сигнала и ВМ для ДЧС; формирование сигналов и гетеродинов по принципу ФАПЧ по сигналам эталона; цифровой фильтр для оптимальной обработки ФМ сигнала на промежуточной частоте; фазовые принципы измерения временного положения на разностной и несущих частотах ДЧС; измерение амплитуд принимаемых сигналов и определение периода повторения в пределах секунды; передача информации о результатах измерений по метеорному каналу с помощью относительной фазовой манипуляции несущей ФМ импульсов; автоматическое пилотирование аппаратурных задержек и их компенсация в заданных пределах.

Аппаратура ФАЗА послужила прототипом не только для промышленной аппаратуры 17-Н-830, но и последнего, разработанного в Харькове, экспериментального образца аппаратуры МЕТКА-11.

Основным отличием комплекса МЕТКА-11 является наличие двух режимов – сравнения шкал времени и передача информации. Отличительные особенности аппаратуры МЕТКА-11: несущая частота в диапазоне 40...50 МГц; относительно небольшая ширина спектра 0,2 МГц; применение цифровой обработки и измерения временного положения сигналов; измерение полной АСП с помощью ИА и устройства с ЗРС. Указанные особенности РМКС МЕТКА-11 позволяют уверенно достичь погрешности измерений менее 1 нс, облегчают решение задачи электромагнитной совместимости комплекса с действующими системами метрового диапазона и расширяют возможности функционального использования аппаратуры. В аппаратуре МЕТКА-11, как и в макете ФАЗА, для вхождения в связь и устранения неоднозначности фазовых измерений используются ФМ по коду Баркера импульсы, а для высокоточных фазовых измерений по огибающим и когерентным несущим – ДЧС. При этом полностью реализован ДЧС – в виде бинарной по закону меандра ФМ несущей частоты. В состав аппаратуры МЕТКА-11 включена ЭВМ ИВМ, которая выполняет следующие функции: формирование грубой части шкалы времени с дискретностью 1 с; управление работой устройств цифрового блока; вычисление точной части значения временного положения принятого сигнала по его цифровым отсче-

там; накопление и статистическая обработка результатов сравнения, приема и передачи информации; помехоустойчивое кодирование и декодирование информации; обмен информацией с оператором, включающий отображение данных на экране дисплея и ввод данных с клавиатуры.

Основные технические решения разработанных РМКС, а также ряда устройств и контрольно-измерительных приборов защищены авторскими свидетельствами на изобретения и патентами [15-17, 23, 25, 26].

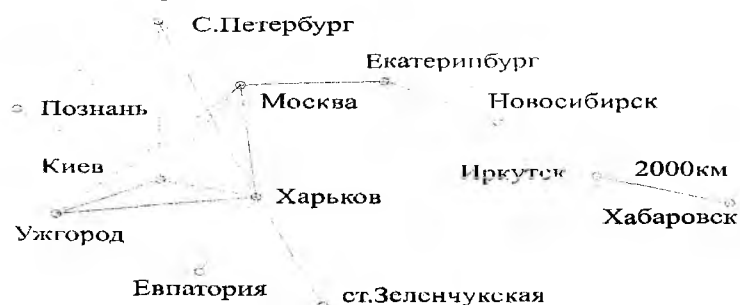


Рис. 2

С 1985 г. действует многопозиционная радиометеорная система сравнения (МРМСС) сравнения эталонов Украины и России [9]. Структура МРМСС приведена на рис. 2. МРМСС оснащена разработанными в ХТУРЭ образцами аппаратуры типа Метка-6,-6М. Аттестация служб времени в 1988 г. подтвердила высокие метрологические характеристики МРМСС.

В настоящее время, в соответствии с Соглашением о сотрудничестве стран СНГ по обеспечению единого времени и частоты (Бишкек, 9.10.92г.), проводятся регулярные сравнения на трассе Харьков – Москва. Регулярно проводятся сеансы сравнения первичного (Харьков) и вторичных (Киев, Ужгород) эталонов Украины. Проведены экспериментальные сравнения в "треугольнике" Харьков – Киев – Москва (октябрь 1993г.) [10].

Перспективы РМС

Анализ современного состояния РМС показывает, что возможности метода далеко не исчерпаны. Это относится не только к точности сличения, но и к таким характеристикам, как помехозащищенность, скрытность, дополнительные функциональные возможности [7].

Наиболее перспективным направлением уменьшения случайных погрешностей РМС является применение сложных сигналов. Наивысшую точность при этом обеспечат КДСЧС, которые позволят реализовать высокоточные фазовые методы измерений не только на разностных, но и на несущих частотах элементов. Из алгоритмов (методов) сравнения наиболее перспективен ВМ в сочетании с обменом результатами измерений между пунктами по радиометеорному каналу связи.

Наиболее актуальной и сложной остается задача снижения АСП. Прогресс в этом направлении возможен при использовании разработанных алгоритмов [15].

В новых поколениях аппаратуры расширятся функции ЭВМ. Помимо обработки результатов измерений, ЭВМ позволит осуществлять диагностику и управление режимами работы аппаратуры, адаптацию к параметрам метеорного следа и помеховой обстановке, расширение функциональных возможностей аппаратуры.

Реальными являются следующие дополнительные функциональные возможности РМС: измерения разности частот и кратковременных нестабильностей эталонов частоты; измерения сдвигов шкал в пределах прямой видимости; сопряжение со связными спутниковыми системами для проведения сличений; передача информации; определение скорости ветра в метеорной зоне. Наибольший интерес представляет разработка аппаратуры для сравнения и передачи информации.

Особую актуальность имеет РМС для Украины, не располагающей собственными СРНС и предприятиями по выпуску ПКЧ. Поэтому вопросы совершенствования РМС включены в космическую программу Украины и программу создания Государственной службы единого времени и эталонных частот.

Разработка новых поколений аппаратуры может не только повысить эффективность существующей МРМСС, но и расширить структуру системы за счет ведущих метрологических центров стран СНГ и Европы.

Рассматривая перспективы применения РМС для решения задачи синхронизации цифровой сети связи Украины, можно отметить следующие преимущества РМС перед СРНС [31]:

а) существенно более высокая оперативность РМС, о чем наглядно иллюстрирует рис. 3, на котором приведены семейство графиков хода шкал времени $\Delta T(t)$ для ряда значений относительной нестабильности частот генераторов $\Delta f/f_0 = \Delta T/\Delta t$ и графики зависимости погрешностей сравнения шкал времени от времени накопления результатов $\sigma(t)$ для системы GPS и двух метеорных комплексов (МЕТКА-6 и МЕТКА-11);

б) более предпочтительные экономические показатели РМС – ориентировочная стоимость комплекта аппаратуры МЕТКА-6 составляет 5000...10000 долларов США, в то время как стоимость высокоточных приемников GPS лежит в пределах 25000-50000 долларов США.

в) РМС является автономным методом, не зависящим от работоспособности и селективного доступа к зарубежным системам.

В качестве примера оперативности РМС можно привести результаты сеанса сравнения водородного генератора пункта НАКУ КА (Евпатория) с эталоном ГНПО "Метрология" (Харьков) продолжительностью около трех часов, в течение которых была выявлена неточность установки частоты генератора пункта НАКУ КА $\Delta f/f \sim 10^{-11}$.

Наиболее перспективным направлением уменьшения погрешностей РМС является применение сложных сигналов и фазовых принципов построения аппаратуры. Из алгоритмов сравнения наиболее перспективен ВМ в сочетании с обменом результатами измерений между пунктами по радиометеорному каналу связи.

В новых поколениях аппаратуры расширятся функции ЭВМ. Помимо обработки результатов измерений, ЭВМ позволит осуществлять диагностику и управление режимами работы аппаратуры, адаптацию к параметрам метеорного следа и помеховой обстановке, расширение функциональных возможностей аппаратуры.

Реальными являются следующие дополнительные функциональные возможности РМС: измерения разности частот и кратковременных нестабильностей эталонов частоты; измерения сдвигов шкал в пределах прямой видимости; сопряжение со связными спутниковыми системами для проведения сличений; передача информации; определение скорости ветра в метеорной зоне. Наибольший интерес представляет разработка аппаратуры для синхронизации и передачи информации.

Разработка новых поколений аппаратуры может не только повысить эффективность существующей МРМСС, но и расширит структуру системы за счет ведущих метрологических центров стран СНГ и Европы.

Рассматривая возможности применения РМС для синхронизации сети связи Украины, следует также учитывать, что первичный и вторичные эталоны времени и частоты Украины (Харьков, Киев, Ужгород) оснащены аппаратурой МЕТКА-6. Это может упростить создание подсистемы синхронизации сети связи, позволит для отдельных пунктов осуществлять непосредственную синхронизацию в пределах прямой видимости и, главное, обеспечит синхронизацию на уровне современных эталонов времени и частоты. Применение комплексов типа МЕТКА-6 для синхронизации сети связи Украины потребует доработки аппаратуры (введение формирователя шкалы времени и режима грубого сведения шкал времени) и создания соответствующего математического обеспечения.

Всего по работе опубликовано 2 монографии, более 100 статей, защищены 1 докторская и 6 кандидатских диссертаций, получено 3 патента и более 30 авторских свидетельств на изобретения. Отдельные достижения отмечены правительственными наградами (Кашеев Б. Л., Дудник Б. С., Семенов С. Ф.).

Результаты работы систематически представлялись конференциях (конференции по РРВ; "Метрология в радиоэлектронике"; Европейские форумы по времени и частоте; URSI в 1996г.; "Метеорные частицы в атмосфере Земли" в 1996г. и др.)

Разработанные образцы аппаратуры демонстрировались на ВДНХ (1983-85; 1987; 1988 гг.), специализированных выставках; удостоивались дипломами и медалями. Результаты работы используются в подготовке инженерных и научных кадров в ХТУРЭ. Поставлен учебный курс "Системы синхронизации времени и частоты". Подготовлено два учебных пособия и раздел учебника для военных вузов.

Помимо авторов статьи в становлении и развитии РМС активно и плодотворно участвовали со-

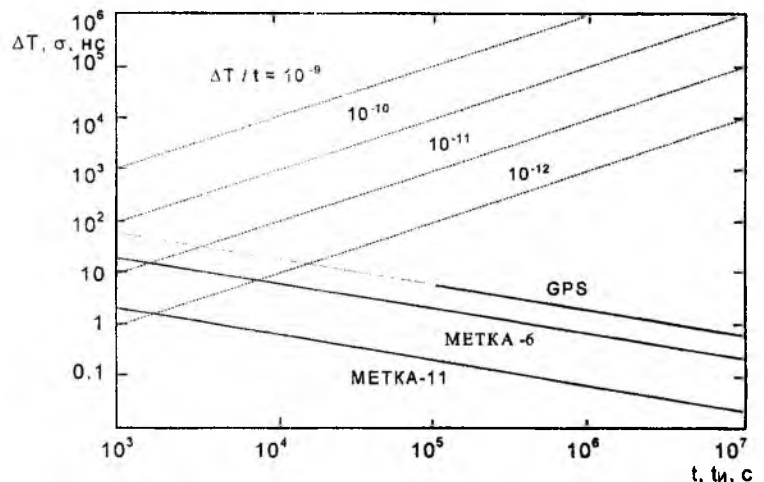


Рис. 3

трудники Казанского университета, работавшие в данном направлении под руководством проф. Сидорова В. В., представители организаций Госстандарта и АН России (Пушкин С. Б., Тельпуховский Н. А., Выгнов В. А.), Госстандарта Украины (Лейкин А.Я., Сопельников М. Д., Соловьев В. С., Клейман А. С., Дудич И. И., Ахмадов А. А.), НИИ России (сотрудники РИРВ – Ильин Г. М., Плузников С. Н., Геворкян А. Г., Болотов И. М., Кошелев В. К.) и НИИ Украины (сотрудники НИИРИ – Макаренко Б. И., Малков А. Б., Кулишенко В. Ф.).

Список литературы: 1. Мангелл А. Дж. Национальные эталоны времени и частоты // ТИИЭР. 1986. Т.74, № 1. 2. Болотов И. М., Геворкян А. Г. Развитие научнотехнических основ СЕВ. //Радионавигация и время. 1992. № 1. С. 50-52. 3. Величко О. М., Миронов М. Т., Сидоренко Г. С. та ін. Державна програма створення та розвитку Державної служби єдиного часу і еталонних частот //Український метрологічний журнал. 1996, Вип. 4. С. 13–16. С. 13–16. 4. Клейман. О. С., Оголюк В. П., Сидоренко Г. С. та ін. Державний первинний еталон одиниць часу і частоти. //Український метрологічний журнал. 1997. Вип. 3. С. 18–23. 5. Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А., Кундюков С. Г. Высокоточные радиометеорные системы сравнения эталонов времени и частоты // Радиоэлектроника и информатика. 1997. N 1. С.918. 6. Астапович И. С. Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физматиздат, 1958. 640 с. 7. Коваль Ю. А., Кащеев Б. Л., Горбач В. И., Бондарь Б. Г. Метеоры сегодня. Киев.: Техника, 1996. 196 с. 8. Lattorre V., Jonson G. Time synchronisation techniques// "IEE INT. Conv. Rec.". 1964. Part 6. P. 422428. 9. Дудник Б. С., Кащеев Б. Л., Лейкин А. Я. Использование метеорного распространения радиоволн для привязки часов службы времени и частоты // Измерительная техника. 1971. № 12. С.3842. 10. Сидоров В. В., Кардоник Г. С., Плеухов А. Н. Высокоточная синхронизация разнесенных радиотехнических систем. Казань: Изд-во КГУ, 1978. 11. Кащеев Б. Л., Бавыкина В. В., Коваль Ю. А. и др. Оценка кратковременной нестабильности времени задержки сигналов при метеорном распространении радиоволн // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.техн. сб. 2001. Вып. 120. С.25-32. 12. Кащеев Б. Л., Дудник Б. С., Коваль Ю. А. Семенов С. Ф. и др. Радиометеорные комплексы синхронизации эталонов времени и частоты с погрешностями менее 10 нс//Измерительная техника. 1992. №12. С. 31-32. 13. Коваль Ю. А., Кащеев Б. Л., Кундюков С. Г. Фазовая радиометеорная аппаратура сличения шкал времени // Измерительная техника, 1998. N 5. С.27-30. 14. Коваль Ю. А., Бавыкина В. В., Троцин О. Л. Анализ путей совершенствования алгоритмов измерения сдвига шкал в системах синхронизации времени и частот // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 8591. 15. А.С. 712807 СССР, МКИ G 04 C 11/02. Способ сравнения шкал времени/ Б. С. Дудник, Б. Л. Кащеев, В. П. Моисеев. Оpubл. 7.06.80 Бюл. №4. 16. А.С. 1167573 СССР, МКИ G 04 C 11/02. Способ сличения шкал времени и устройство для его осуществления/ Б. С. Дудник, В. П. Моисеев. Оpubл. 9.05.85 Бюл. №26. 17. А. С. 1644079 СССР, МКИ G 04 C 11/02. Способ сличения шкал времени и устройство для его осуществления/ В. В. Бавыкина, В. П. Моисеев. Оpubл. 23.04.91 Бюл. №15. 18. Бавыкина В. В., Коваль Ю. А. К вопросу о потенциальной точности фиксации временного положения сигналов при сличении шкал хранителей времени // Радиотехника. Харьков: Издво ХГУ, 1981. Вып. 57. С.63-69. 19. Бавыкина В. В., Коваль Ю. А. Анализ влияния боковых пиков сложных сигналов на погрешность сличения высокоточных шкал времени //Радиотехника. Харьков: Издво ХГУ, 1981. Вып. 59. С.5057. 20. Бавыкина В. В., Коваль Ю. А. О влиянии формы огибающей ЛЧМ сигналов на погрешность сличения шкал хранителей времени // Радиотехника. 1982. Вып. 61. С. 13-18. 21. Дудник Б. С., Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А., Бавыкина В. В. Применение дискретных составных частотных сигналов для определения временного положения импульсов// Радиотехника. Харьков: Изд-во ХГУ. 1986 Вып. 76. С. 19-25. 22. Кащеев Б. Л., Дудник Б. С., Коваль Ю. А., Бавыкина В. В. Потенциальная точность фиксации временного положения радиосигналов с учетом требований к уровню допустимых внеполосных излучений// Радиотехника. Харьков: Издво ХГУ, 1987. Вып. 82. С.27-34. 23. А.С. 1741096 СССР, МКИ G 04 C 11/02. Устройство для сравнения эталонов времени / Б. Л. Кащеев, Ю. А. Коваль, Б. С. Дудник и др. Оpubл. 15.06.92. Бюл. №22. 24. Дудник Б. С., Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А., Семенов С. Ф. и др. Новый комплекс аппаратуры для сличения эталонов времени и частоты по радиометеорному каналу // Измерительная техника. 1986. №4. С.1516. 25. А.С. 559214 СССР, МКИ G 04 C 11/02. Способ обработки сигналов для синхронизации шкал времени/ В. П. Моисеев. Оpubл. 22.07.77 Бюл. №19. 26. Патент Украины 20380 А, G 04 C 11/02. Способ обработки сигналов при сличении шкал времени и устройство для его реализации / Б. С. Дудник, Б. Л. Кащеев, Ю. А. Коваль и др. 27. Коваль Ю. А., Бавыкина В. В., Попович А. В. Исследование возможностей применения весовой обработки измерительной информации при радиометеорной синхронизации шкал эталонов времени // Радиотехника. Харьков: Издво ХГУ. 1991. Вып.94. С. 38-44. 28. Бавыкина В. В., Коваль Ю. А., Попович А. В., Пугач А. А. Робастные методы обработки результатов измерения сдвига шкал времени // Методы представления и обработки случайных сигналов и полей. Тез. докл. IV Междунар. науч.техн. конф. Харьков: 1993. С. 13. 29. Бавыкина В. В., Троцин О. Л. Численное исследование робастных процедур оценивания погрешностей метеорного сличения шкал времени // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.техн. сб. 1999. Вып. 109. С. 75-82. 30. Дудник Б. С., Коваль Ю. А., Пушкин С. Б. Критерии оценки точностных показателей радиометеорных комплексов для синхронизации шкал времени // Измерительная техника. 1986. №1. С.1618. 31. Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А., Кундюков С. Г. О возможности использования радиометеорного канала для синхронизации национальной сети связи Украины // Зв'язок. 1999. №5.С. 32-36.

*В.В.БАВЫКИНА, канд. техн. наук, А. С. КЛЕЙМАН, д-р техн. наук,
Ю.А. КОВАЛЬ, д-р техн. наук, В. С. СОЛОВЬЕВ, д-р техн. наук,
А.А. ТКАЧУК, канд. техн. наук, С.В. ТРАМБОВЕЦКИЙ*

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТИ СИНХРОНИЗАЦИИ МЕР ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ СПУТНИКОВОЙ РАДИОНАВИГАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ GPS

Синхронность или привязка шкал времени территориально разнесенных эталонов (или стандартов) времени и частоты — основа для реализации современных частотно-временных методов, позволяющих решать актуальные научно-технические и оборонные задачи, создавать системы координатно-временного обеспечения, метрологии времени и частоты, радиоастрономии, радиолокации и др. Так, в настоящее время для Украины актуальна задача синхронизации опорных генераторов в национальной цифровой системе связи [1].

Качество работы систем синхронизации мер времени и частоты прежде всего определяется высокой стабильностью эталонных генераторов и точностью их синхронизации. Относительная нестабильность современных квантовых генераторов составляет $10^{-13} \dots 10^{-15}$. Высокие темпы совершенствования генераторов, оцениваемые ориентировочно уменьшением нестабильности на один порядок в течение десяти лет, позволяет прогнозировать в перспективе нестабильности генераторов в пределах $10^{-16} \dots 10^{-18}$. Что касается средств и методов синхронизации генераторов, то они традиционно уступают по точности генераторам и поэтому в значительной мере определяют качество работы систем. Этим определяется актуальность работ, направленных на совершенствование методов синхронизации территориально распределенных опорных генераторов и хранителей времени.

В основе практически всех методов синхронизации лежит передача информации о шкалах времени. Сопоставительный анализ методов синхронизации [2-8] показывает, что в настоящее время наивысшую точность обеспечивают: перевозимые квантовые часы (ПКЧ); спутниковые радионавигационные системы (СРНС) GPS и ГЛОНАСС; связные ИСЗ; радиометеорный метод синхронизации (РМС). Каждый из высокоточных методов синхронизации (см. табл. 1) обладает определенными преимуществами и недостатками, которые необходимо учитывать при решении конкретной задачи.

Таблица 1

Метод	Погрешности синхронизации	Достоинства	Общие недостатки// Недостатки для Украины
ПКЧ	1...10 нс	Прямые измерения	Низкая оперативность; высокая стоимость //Отсутствие ПКЧ
ИСЗ связи	1...100 нс	Глобальная зона действия; оперативность	Излучение в пунктах // Зависимость от зарубежных систем
СРНС	1...50 нс	Глобальная зона действия	Селективный доступ (СД) для GPS; низкая оперативность // Зависимость от зарубежных систем
РМС	20...30 нс (в перспективе < 1 нс)	Оперативность. Независимость от зарубежных систем	Излучение в пунктах. Ограниченная дальность (до 2000 км)

Вопросам высокоточного частотно-временного обеспечения уделяется серьезное внимание во всех развитых странах мира [9, 10]. Особую актуальность имеет задача синхронизации времени и частоты для Украины, которая после распада СССР практически лишилась технических средств передачи эталонных сигналов времени и частоты по радиоканалам. Украина помимо этого не располагает собственными СРНС, связными ИСЗ и предприятиями по выпуску ПКЧ [11, 12]. Несмотря на решение ряда актуальных задач, включенных в Государственную программу создания и развития Государственной службы единого времени и эталонных частот Украины [13], потребители в Украине пока вынуждены пользоваться сигналами радиостанций и бортовых источников СРНС других стран (прежде всего США и России).

Анализ показывает, что наиболее приемлемы для решения задачи синхронизации мер времени и частоты в Украине два сопоставимых по точности метода – СРНС и РМС, которые взаимно дополняют друг друга. Достоинствами СРНС являются: глобальная зона действия, отсутствие излучения на пунктах, миниатюрность приёмной аппаратуры, а достоинствами РМС – автономность, оперативность, независимость от зарубежных систем. К недостаткам СРНС относятся: недостаточно высокая оперативность, зависимость от зарубежных систем, вероятность введения селективного доступа в системе GPS, а к недостаткам РМС – излучение в пунктах синхронизации и ограниченная дальность (до 2000 км). В связи с изложенным значительный интерес представляет освоение метода синхронизации времени и частоты с применением СРНС.

Использование сигналов СРНС GPS и ГЛОНАСС является одним из наиболее высокоточных способов определения координат и синхронизации мер частоты и времени в глобальном масштабе [8, 14]. В основе этих систем лежит высокоточная взаимная синхронизация шкал времени эталонов на борту ИСЗ и излучаемых ими сигналов (см. рис. 1).

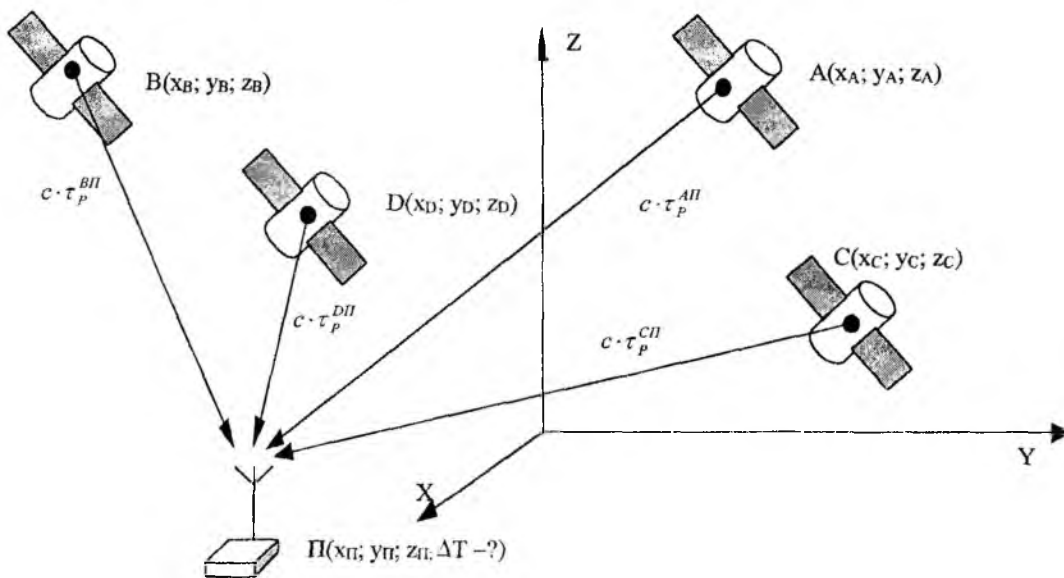


Рис. 1

Для определения трех координат и сдвига шкалы времени в пункте P необходимо принять сигналы минимум от четырех ИСЗ СРНС с известными координатами (на рис. 1 – A, B, C, D). В этом случае может быть составлена система уравнений:

$$\begin{aligned} \sqrt{(x_P - x_A)^2 + (y_P - y_A)^2 + (z_P - z_A)^2} &= c \cdot \tau_P^{AP} = c \cdot \Delta T + c \cdot \tau'_{AP}, \\ \sqrt{(x_P - x_B)^2 + (y_P - y_B)^2 + (z_P - z_B)^2} &= c \cdot \tau_P^{BP} = c \cdot \Delta T + c \cdot \tau'_{BP}, \\ \sqrt{(x_P - x_C)^2 + (y_P - y_C)^2 + (z_P - z_C)^2} &= c \cdot \tau_P^{CP} = c \cdot \Delta T + c \cdot \tau'_{CP}, \\ \sqrt{(x_P - x_D)^2 + (y_P - y_D)^2 + (z_P - z_D)^2} &= c \cdot \tau_P^{DP} = c \cdot \Delta T + c \cdot \tau'_{DP}, \end{aligned} \tag{1}$$

где c – скорость распространения радиоволн на трассе ИСЗ – пункт P ; $c \cdot \tau'_{AP}, c \cdot \tau'_{BP}, c \cdot \tau'_{CP}, c \cdot \tau'_{DP}$ – значения так называемых «псевдодальностей», рассчитываемых с помощью измеренных сдвигов между принятыми сигналами ИСЗ и шкалой времени пункта P – $\tau'_{AP}, \tau'_{BP}, \tau'_{CP}, \tau'_{DP}$.

Решение системы (1) позволяет определить координаты пункта (x_P, y_P, z_P) и сдвиг шкал

$$\Delta T = T^{ШВС} - T^П,$$

где $T^{ШВС}$ – шкала времени системы (ШВС); $T^П$ – шкала времени пункта П.

Известны четыре основных метода синхронизации по сигналам СРНС: непосредственная синхронизация, взаимная синхронизация, метод пролетных часов и метод радиоинтерферометрии на короткой базе [6]. Наибольшее распространение среди них получили два первых метода, принципы которых иллюстрируются на рис. 2 и 3.

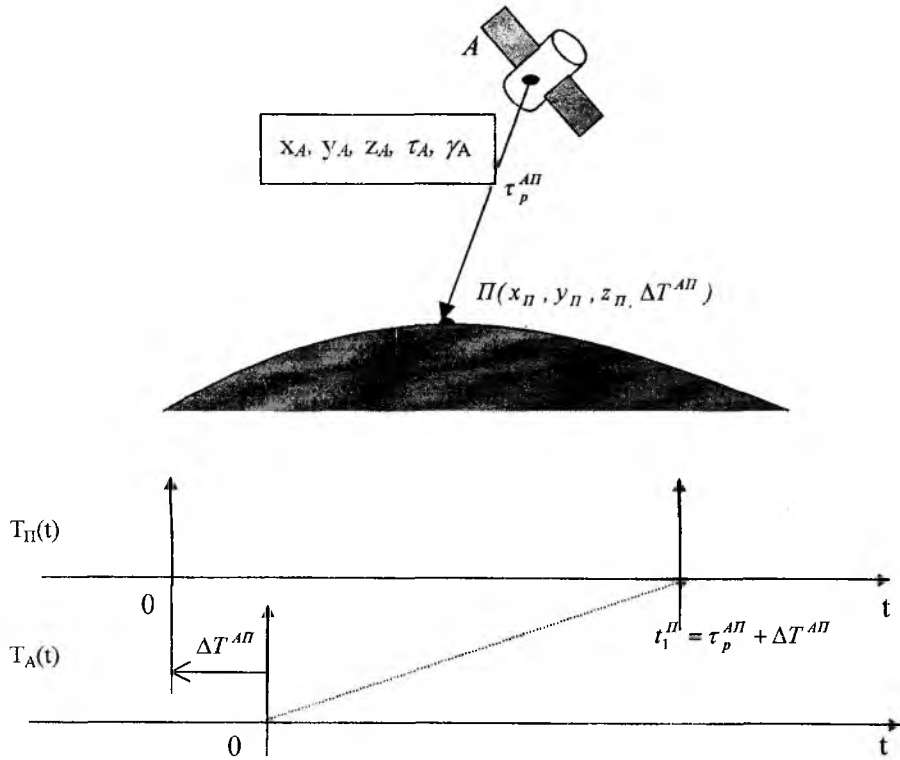


Рис. 2

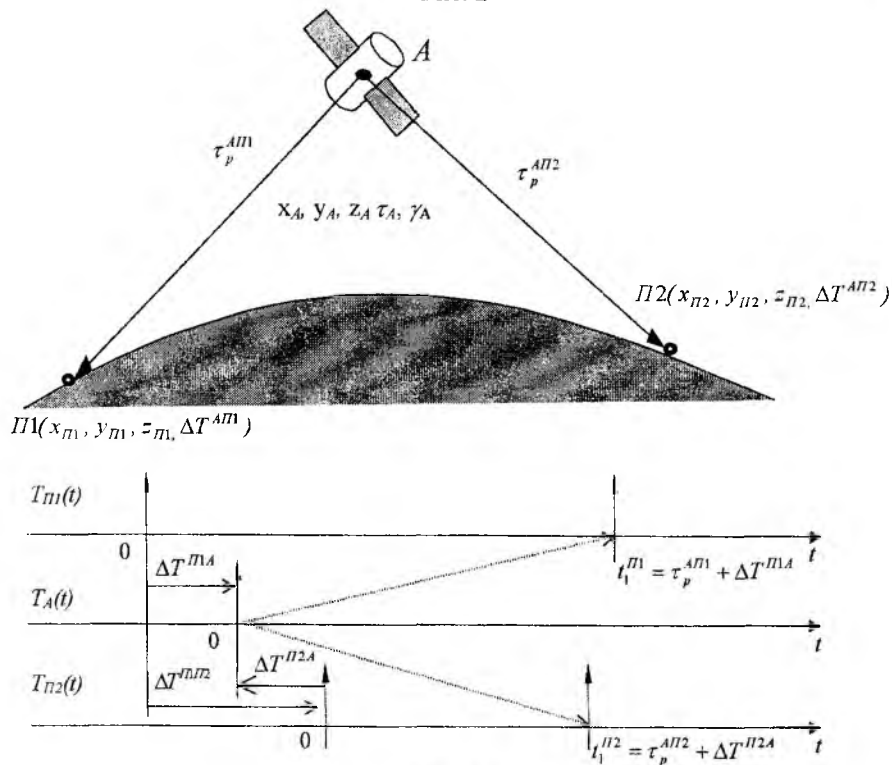


Рис. 3

Метод непосредственной синхронизации (см. рис. 2), называемый также односторонним, является наиболее простым. Он обеспечивает глобальную зону и не требует привлечения дополнительной информации, кроме передаваемой в составе навигационных сигналов. Расхождение часов пункта P относительно ШВС определяется в соответствии с выражением

$$\Delta T = \tau' - (\tau_P + \tau_{ион} + \tau_{троп} + \tau_{ап}) + \Delta T_{ИСЗ},$$

где τ' – измеренное значение «псевдодальности»; τ_P – рассчитанное время распространения сигнала; $\tau_{ион}, \tau_{троп}$ – поправки, учитывающие влияние ионосферы и тропосферы на распространение сигнала; $\tau_{ап}$ – задержка сигнала в приемнике; $\Delta T_{ИСЗ}$ – расхождение шкалы времени ИСЗ относительно ШВС.

Дальность от ИСЗ до потребителя рассчитывается на основе известных координат потребителя (x_P, y_P, z_P) и эфемерид ИСЗ (x_A, y_A, z_A), передаваемых в составе навигационного сигнала.

Расхождение шкалы времени ИСЗ относительно ШВС рассчитывается на основе передаваемых в составе навигационного сигнала частотно-временных поправок (ЧВП): частотной $-\tau_A$ и временной $-\gamma_A$. Передаются также поправки для перехода от ШВС к государственным шкалам времени. Для системы ГЛОНАСС такой шкалой является UTC(SU), а для системы GPS – UTC(USNO).

Метод взаимной синхронизации, называемый также дифференциальным, предполагает проведение одновременных измерений в пунктах $P1$ и $P2$ по сигналам одного из ИСЗ и последующий обмен результатами измерений (режим наблюдений «common-view»). В этом случае взаимное расхождение шкал времени пунктов определяется в соответствии с выражением

$$\Delta T^{P1-P2} = \Delta T^{P1A} - \Delta T^{P2A},$$

где $\Delta T^{P1A}, \Delta T^{P2A}$ – результаты определения сдвигов шкал пунктов относительно ШВС в соответствии с выражением (3).

За счет исключения ряда составляющих погрешностей, являющихся общими для сверяемых пунктов, точность взаимной синхронизации выше, чем при непосредственной синхронизации.

Основными источниками погрешностей определения координат и синхронизации объектов в СРНС GPS и ГЛОНАСС являются [6,14-20]: методические погрешности, обусловленные взаимным расположением в пространстве пункта и ИСЗ, сигналы которых используются для измерений. Эти погрешности оцениваются рядом безразмерных показателей – факторов (геометрический, вертикальный и др.); погрешности режима СД, который может быть введен в системе GPS решением правительства США. В этом режиме с целью закругления измерений специально формируют ошибочные данные об орбитах ИСЗ и изменяют показания их часов (погрешность составляет порядка 30 м); погрешности распространения радиоволн в ионосфере (за счёт дисперсии скорости распространения погрешности составляют 20-30 м днём и 3-6 м ночью) и тропосферные (за счёт рефракции радиоволн погрешность составляет 30 м); эфемеридные погрешности, обусловленные различием фактического и рассчитанного положений ИСЗ (оценки этого источника ошибок составляют 3 м или 10 нс); погрешность ухода шкалы времени ИСЗ, связанная с расхождением шкал времени разных ИСЗ; погрешность определения расстояния до спутника (вызвана конечным отношением С/Ш и составляет 2 м); релятивистские погрешности (приводят к относительному сдвигу частоты сигнала ИСЗ, принятого на Земле, приблизительно на $4,5 \cdot 10^{-10}$ и сдвигу шкалы времени примерно на 38 мкс в сутки); погрешности «многолучёвости» распространения радиоволн.

Для снижения и компенсации некоторых видов погрешностей разработаны эффективные способы. Так, погрешности ухода шкалы времени ИСЗ и релятивистские погрешности практически устраняются за счёт коррекции бортовых генераторов. Основным методом устранения погрешностей, связанных с режимом СД, является применение дифференциальных измерений. Для снижения погрешностей, вызванных распространением радиоволн в ионосфере, измерения производятся на двух частотах, а в составе сигнала GPS передаются соответствующие поправки. Погрешности за счёт рефракции радиоволн в нижних слоях атмосферы компенсируются расчетными поправками.

В работах, посвященных вопросам синхронизации мер времени и частоты по сигналам СРНС GPS и ГЛОНАСС [6, 18-20], в основном приводятся оценки только случайных погрешностей и отсутствуют данные о систематических погрешностях. Так, применение прецизионных приёмников систе-

мы GPS типа TTR-6A, которыми оснащены эталонные центры ряда стран, в том числе и Государственный эталон времени и частоты России (ВНИИФТРИ), обеспечивает случайную погрешность около 5 нс [5]. По данным работы [6] погрешность синхронизации шкал времени с применением системы ГЛОНАСС обеспечивается на уровне 10...20 нс (не хуже 20 нс за сутки в режиме непосредственной синхронизации и не хуже 10 нс в режиме взаимной синхронизации). Недостатками исследований, описанных в работе [6], является относительно большая дискретность измерений (10 нс) и использование только одного типа приёмников (АСН-16).

В Харьковском государственном научно-исследовательском институте метрологии (ХГНИИМ) сигналы СРНС ГЛОНАСС начали применяться для сличений эталонов времени и частоты, начиная с 1993 г. [21]. Для приема сигналов использовалась аппаратура А-724М-01 (аналог приемника АСН-16), измерения проводились дифференциальным методом по согласованному графику одновременно во всех эталонных центрах России, Украины и Белоруссии [22]. В 1997 г. была введена в эксплуатацию автоматизированная с помощью внешней ПЭВМ система приема сигналов СРНС ГЛОНАСС [23] на базе такого же приемника А-724М-01, но в которой использовался более точный измеритель интервалов времени (с разрешающей способностью 1 нс). Применение этой системы измерений и обработки данных, а также повышение метрологических характеристик самой СРНС ГЛОНАСС, позволило снизить случайную погрешность сравнения шкал времени эталонов с 30...50 нс до 10...20 нс (при усреднении данных измерений на суточных интервалах наблюдений).

В работе [21] было показано, что результаты сравнения шкал времени эталонов ХГНИИМ и ВНИИФТРИ одновременно радиометеорным методом и по сигналам ГЛОНАСС, различаются систематически на 160 нс (среднее значение разности результатов за год наблюдений). Поскольку РМС по сути является дуплексным методом и потому не требует определения времени распространения сигналов на трассе, а погрешности измерений используемых радиометеорных комплексов аппаратуры были тщательно исследованы с помощью имитаторов метеорных сигналов в одном и том же пункте, а также на реальных трассах с применением квантовых транспортируемых часов, указанное различие можно отнести преимущественно за счет неучтенной систематической погрешности метода и средств сравнения шкал времени по сигналам ГЛОНАСС.

Проведенные впоследствии метрологические исследования двух образцов приемника типа А-724М-01, расположенных в одном и том же пункте, показали, что несмотря на то, что в этих приемниках проводится измерение и учет задержки сигналов (калибровка) в каждом сеансе измерений, используется один и тот же внешний высокостабильный опорный генератор (водородный стандарт частоты и времени), результаты одновременных измерений двумя приемниками различаются в среднем на 60 нс при среднеквадратическом отклонении разности результатов измерений 10 нс.

С 1997 г. в ХГНИИМ для сравнения национальной шкалы координированного времени UTC(UA) с Международной шкалой координированного времени UTC начал применяться приемник сигналов GPS типа Trimble 4000SSi. Это прецизионный двухчастотный кодовый и фазовый приемник, предназначенный в основном для применения в геодезии. Потенциально он обладает более высокими метрологическими характеристиками по сравнению с одночастотными приемниками. Этот приемник имеет также выход сигналов времени с частотой 1 Гц, синхронизированных с Международной шкалой координированного времени UTC с предельным отклонением от нее не более 1 мкс. Приемник этого типа не позволяет реализовать режим наблюдений "common-view", когда относительная привязка шкал времени станций осуществляется путем одновременных наблюдений сигналов одного и того же заданного спутника, а использует режим наблюдений "all-in-view", когда обрабатываются сигналы от всех видимых в данный момент спутников. Проведенные исследования [24] показали, что при использовании одностороннего метода непосредственной синхронизации, случайная погрешность единичных измерений (СКО) с помощью приемника Trimble 4000SSi достигает 100 и более наносекунд при функционировании системы GPS в режиме селективного доступа (SA). После отмены Президентом США применения режима SA (с 1 мая 2000 г.) СКО единичных измерений уменьшилось до 15...20 нс [25]. Но и в том и другом режиме функционирования системы GPS увеличение длительности интервалов времени наблюдений и усреднение полученных при этом результатов измерений позволяет снизить значение СКО результатов измерений при сравнении шкал времени до 10 нс и менее (для суточных интервалов наблюдений). В результате одновременных исследований двух образцов приемника Trimble 4000SSi в одном и том же пункте наблюдений (в ХГНИИМ) было также установлено, что даже в случае, когда оба приемника находятся в одинаковых условиях и синхронизированы одним и тем же сигналом эталонной частоты, неисключенная систематическая аспа-

ратурная погрешность измерений составляет 50...100 нс, а по случайной составляющей погрешности единичных измерений отдельные экземпляры приемников различаются в два — три раза [24].

Результаты использования сигналов СРНС и ГЛОНАСС для регулярного сравнения национальной шкалы времени Украины с Международной шкалой координированного времени и с национальной шкалой времени Российской Федерации приведены в работе [26]. В работе [27] приведены результаты экспериментальных оценок составляющих погрешностей измерений при сравнении эталонных шкал времени различными методами и техническими средствами. В частности, показано, что неисключенная систематическая погрешность привязки шкал времени односторонним методом, даже при использовании такого приемника, как Trimble 4000SSi, может составлять 0,5 мкс. Наличие существенных неисключенных систематических погрешностей измерений при сравнении шкал времени было установлено и при предварительных исследованиях приемника сигналов СРНС ГЛОНАСС и GPS типа СН-3800 отечественного производства [28], что свидетельствует о необходимости проведения абсолютной или относительной калибровки приемников сигналов СРНС в случае их применения для высокоточного сравнения шкал времени.

В ХГНИИМ и в Научном метрологическом центре (военных эталонов) были проведены экспериментальные исследования одноплатных приемников сигналов GPS типа Svee Six-СМ3 с целью выяснения возможности использования таких приемников для контроля метрологических характеристик рубидиевых стандартов частоты и для сличений исходного эталона времени и частоты Министерства Обороны с государственным первичным эталоном единиц времени и частоты [29].

Из обзора современного состояния системы ГЛОНАСС [16] (из 24 ИСЗ системы в рабочем состоянии находятся только 8) и ограниченной номенклатуры выпускаемых приёмников, можно сделать вывод, что для потребителей в Украине наибольший интерес представляет система GPS. Это определило направление проведенных в настоящей работе исследований.

Из широкой номенклатуры приёмников GPS [20] для исследования были выбраны представители основных групп приёмников: представители класса так называемых одноплатных GPS-приемников — Trimble ACE II и Ashtech G8; геодезический прецизионный приёмник Trimble 4000SSi; специализированный временной приёмник Trimble Acutime 2000. Основные технические характеристики исследуемых приёмников представлены в табл. 2.

Таблица 2

Характеристики приёмников	G8	ACE II	4000SSi	Acutime 2000
Производитель	Ashtech	Trimble		
Рабочая частота	L1 (1575.42 МГц)			
Количество каналов	8	8	12	12
Погрешность определения координат (С/А код / DGPS), м	40 / 3	25 / 2	10 / 0,5	40 / 1,5
Параметры импульса «1» с: длительность импульса, мкс погрешность синхронизации, мкс	1000 GPS ± 1	10 UTC ± 0,5	10 UTC ± 0,05	10 - 500000 UTC ± 0,05

В основу исследований был положен известный метод «нулевой базы», основанный на размещении приёмников и источника опорного сигнала в одном пункте [6]. Данный метод измерений позволяет исключить случайные погрешности, связанные с распространением радиоволн и неточностью определения координат пунктов, а также оценить систематические погрешности, вызванные аппаратными задержками и расхождением алгоритмов обработки информации в различных типах приёмников.

Измерения проводились в ХГНИИМ, шкала государственного первичного эталона единиц времени и частоты Украины [30] использовалась как шкала опорного сигнала. Структурная схема стенда для проведения измерений представлена на рис. 4. Стенд позволяет измерять с дискретностью 1 нс интервалы времени между сигналами рабочей шкалы времени государственного эталона, которая является физической реализацией шкалы координированного времени UTC (UA), и сигналами времени с выхода соответствующих приёмников GPS. Благодаря наличию интерфейса канала общего пользования (КОП) и коммутатора, измерения полностью автоматизированы, а их результаты заносятся в память ПЭВМ.

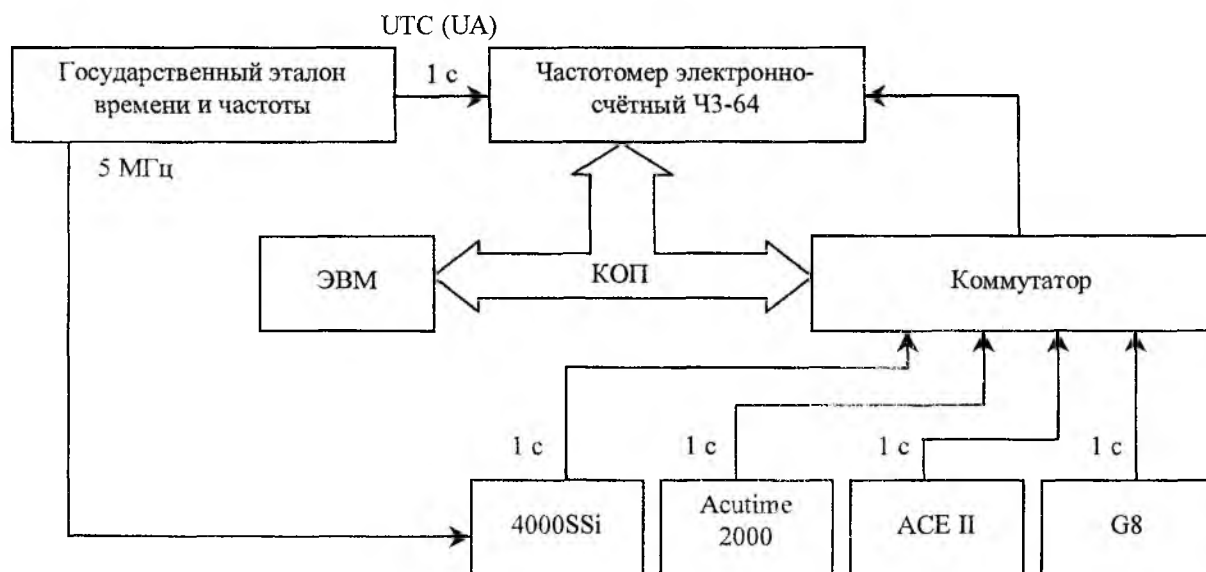


Рис. 4

Было произведено два цикла измерений. В первом цикле исследовались погрешности на сравнительно коротком интервале времени – по 1000 измерений для каждого из приёмников с интервалом в 3 с. Для результатов одиночных измерений первого цикла приняты такие обозначения: для приёмника G8 – $\Delta T1_i(G8)$; для приёмника ACE II – $\Delta T1_i(ACE II)$; для приёмника 4000SSi – $\Delta T1_i(4000SSi)$; для приёмника Acutime 2000 – $\Delta T1_i(Acutime 2000)$. Поскольку в приёмнике Trimble 4000SSi существует возможность подключения внешнего опорного сигнала 5 МГц, измерения для него проводились для двух режимов: без внешнего опорного сигнала – $\Delta T1(4000SSi/внутр)$; со внешним опорным сигналом от эталона – $\Delta T1(4000SSi/внеш)$.

Во втором цикле проводились круглосуточные измерения на протяжении недельного периода. Для каждого из приёмников по очереди с перерывом в 2 минуты производилось по 10 измерений разности соответствующих шкал времени и выполнялось усреднение результатов измерений. Таким образом за одни сутки накапливалось 240 усреднённых измерений для каждого из приёмников. Из-за технических причин во втором цикле измерений не принимал участие приёмник Acutime 2000. Для результатов одиночных измерений второго цикла приняты соответствующие обозначения: для приёмника G8 – $\Delta T2_i(G8)$; для приёмника ACE II – $\Delta T2_i(ACE II)$; для приёмника 4000SSi – $\Delta T2_i(4000SSi)$.

Обработка результатов измерений производилась при помощи математического пакета для статистических расчётов STATISTICA v. 5.5. На рис. 5–9 представлены временные графики зависимостей $\Delta T1_i$ для первых 100 отсчётов из 1000 и гистограммы распределения результатов измерений. В табл. 3 приведены результаты статистической обработки первого цикла измерений: оценки математического ожидания $\Delta T1$ и оценки среднеквадратического отклонения (СКО) σ_1 .

Таблица 3

Параметр	G8	ACE II	4000SSi/внутр	4000SSi/внеш	Acutime 2000
$\Delta T1$, нс	810,7	1406,9	790,6	794,5	531,7
σ_1 , нс	55,43	92,4	16,6	0,55	22,9

На рис. 10 представлены временные графики зависимостей $\Delta T2_i$ для второго цикла измерений, а на рис. 11 – соответствующие гистограммы распределений результатов. В табл. 4 приведены результаты статистической обработки второго цикла измерений: оценки математического ожидания $\Delta T2$ и оценки среднеквадратического отклонения (СКО) σ_2 , а также результат проверки гипотезы относительно гауссова закона распределения вероятностей результатов по критерию Колмагорова-Смирнова (оценка максимума модуля отклонения эмпирического закона от гипотетического – гауссова - $P_{норм}$).

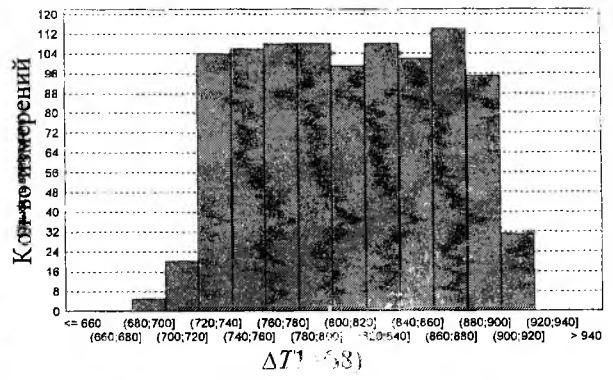
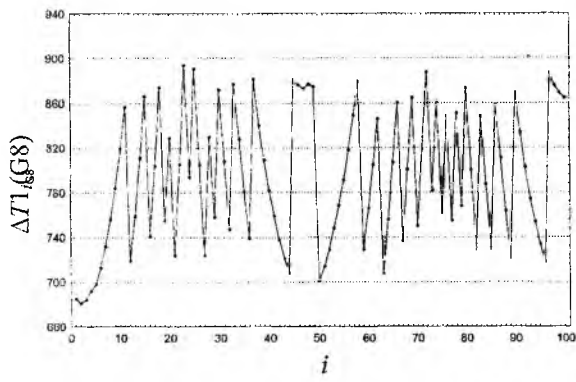


Рис. 5

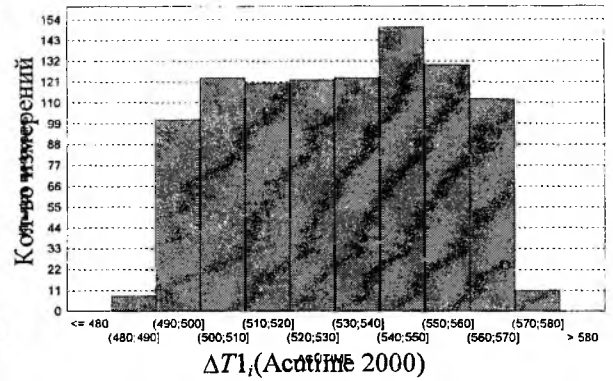
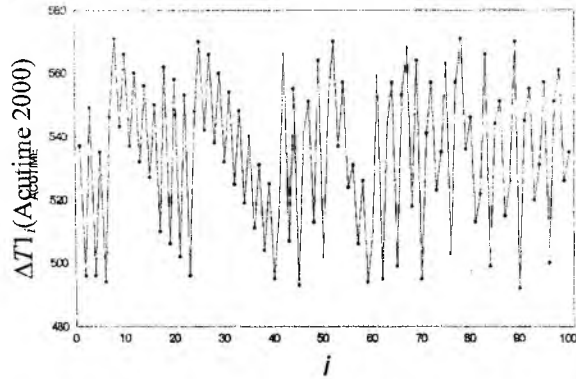


Рис. 6

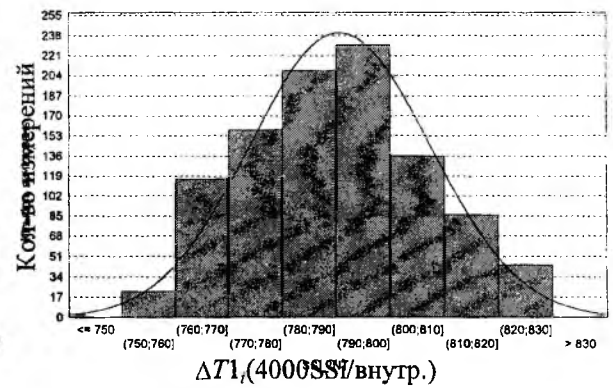
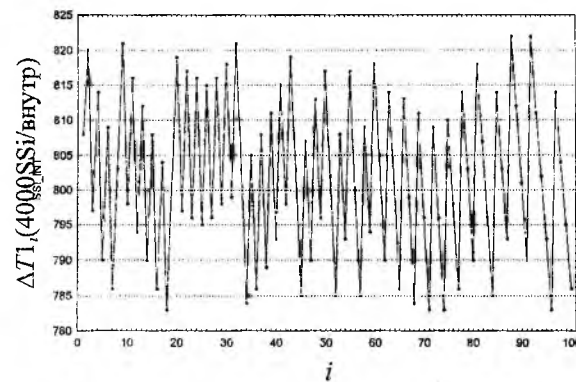


Рис. 7

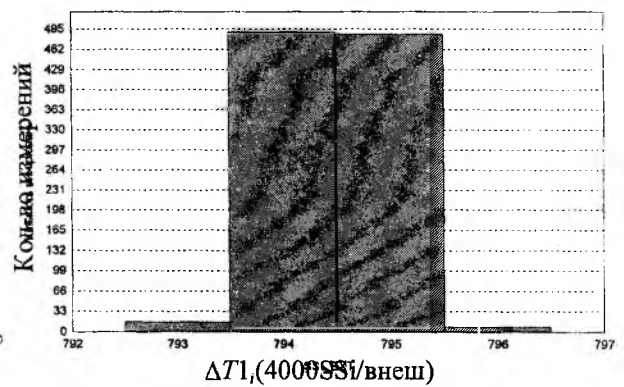
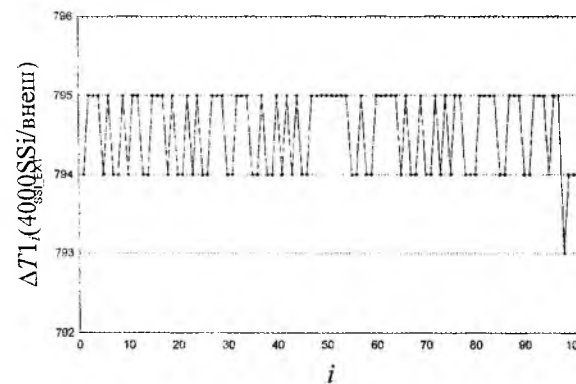


Рис. 8

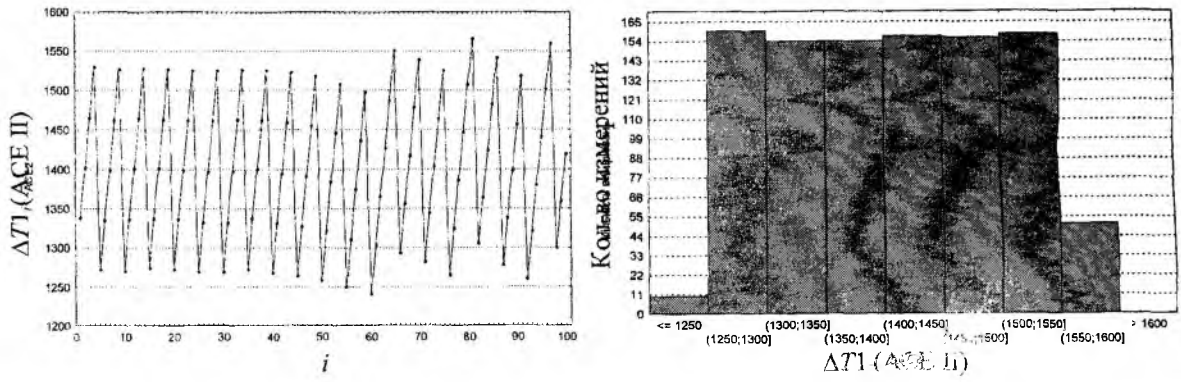


Рис. 9

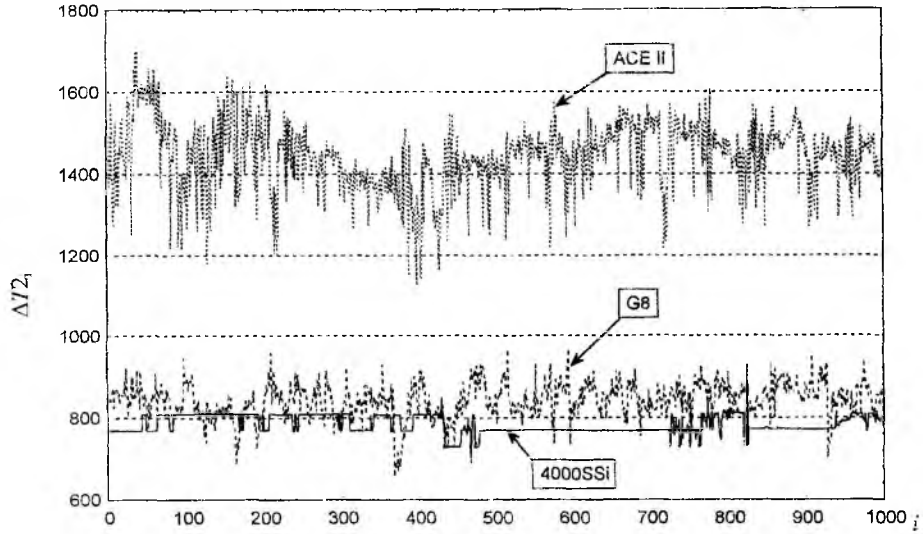


Рис. 10

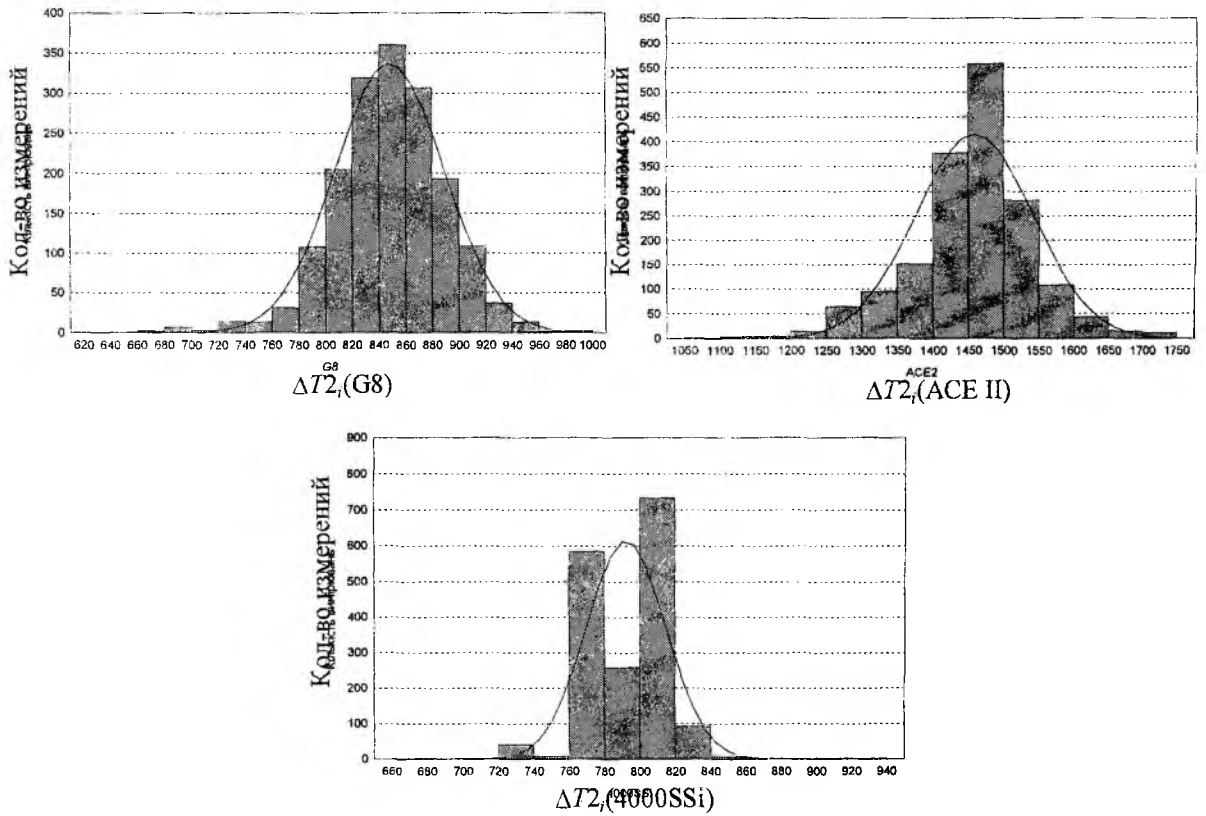


Рис. 11

Статистическая обработка результатов измерений второго цикла выполнялась как для каждого суточного сеанса измерений (первые 7 строк табл. 4), так и для полного недельного цикла (последняя строка табл. 4).

Таблица 4

Номер суток	ACE II			G8			4000SSi/внеш		
	$\Delta T2$, нс	σ_2 , нс	$P_{\text{норм}}, \%$	$\Delta T2$, нс	σ_2 , нс	$P_{\text{норм}}, \%$	$\Delta T2$, нс	σ_2 , нс	$P_{\text{норм}}, \%$
1	1466,4	104,4	> 20	835,5	40,9	> 20	795,5	19,1	< 1
2	1390,3	70,9	< 15	831,0	51,5	> 20	786,9	27,9	< 1
3	1453,3	69,2	< 5	849,3	37,1	> 20	768,8	0,65	< 1
4	1460,7	63,3	< 1	857,3	35,5	> 20	770,7	22,9	< 1
5	1459,0	69,2	< 1	856,3	39,3	> 20	765,2	14,3	< 1
6	1513,1	85,9	< 5	848,1	39,0	> 20	805,5	12,6	< 1
7	1469,3	61,8	< 1	854,9	32,7	> 20	798,2	17,0	> 20
1-7	1458,7	82,9	< 1	848,0	40,8	> 15	792,2	22,4	< 1

Измерения первого цикла показали, что на коротких интервалах времени основной вклад в погрешность измерений вносят частотные нестабильности внутренних кварцевых генераторов приёмников и различие их собственных частот. Об этом свидетельствуют и характер временных зависимостей ΔT_i , и близкие к равномерному закону распределения гистограммы, и, наконец, существенное снижение оценки СКО до 0,55 нс для приёмника Trimble 4000SSi при использовании вместо внутреннего генератора внешнего высокостабильного источника сигнала 5 МГц от эталона.

Во втором цикле измерений законы распределения гистограмм стали заметно отличаться от равномерных ввиду проявления дополнительных источников погрешностей. Когда законы распределения результатов измерения во втором цикле по критерию Колмагорова-Смирнова не соответствовали гауссовым, усреднение результатов по 10 измерениям в сеансе, выполняемое в этом цикле, не только привело к снижению оценки СКО таких единичных измерений, но и в большинстве случаев оценки СКО увеличились (см. табл. 3 и 4). Однако, накопление результатов на длительных интервалах измерений позволяет снизить случайные ошибки. К примеру, оценки СКО математических ожиданий результатов 7-ми суточных измерений $\Delta T2$ составляют: $\sigma_{2д}(\text{ACE II})=36,2$ нс; $\sigma_{2д}(\text{G8})=10,4$ нс; $\sigma_{2д}(\text{4000SSi/внеш})=13,8$ нс.

Полученные результаты показывают необходимость усовершенствования как алгоритмов обработки результатов измерений, так и алгоритмов обработки сигналов СРНС, в частности, улучшение математических моделей, описывающих параметры ионосферы, тропосферы, геоида и других элементов, которые взаимодействуют с системой и приводят к дополнительным погрешностям измерений.

Результаты сравнения вычисленных оценок математических ожиданий ΔT могут служить оценками систематических погрешностей измерений при сравнении шкал времени. Следует отметить существенное расхождение значений ΔT для различных типов приёмников. Наиболее высокая стабильность результатов измерений получена с помощью приёмника Trimble 4000SSi, немного уступает ему приёмник Trimble Acutime 2000. Существенно худшие параметры показали более дешёвые одноплатные GPS-приёмники Trimble ACE II и Ashtech G8.

Проведенные исследования еще раз показали актуальность калибровки GPS приёмников перед применением их для синхронизации мер времени и частоты. Для калибровки, кроме использованного метода «нулевой базы», можно использовать имитаторы сигналов СРНС [16] или альтернативные высокоточные методы измерения сдвига шкал времени, например, РМС [7].

Список литературы: 1. Система синхронизации первичной цифровой сети связи Украины. Основные положения. Министерство связи Украины. УНИИС, Киев. 1996. 2. Время и частота / Под ред. Дж. Джесперсена. М.: Мир, 1973. 214 с. 3. Актуальные проблемы метрологии в радиоэлектронике / Под ред. В. К. Коробова. М.: Изд-во стандартов, 1985. 295 с. 4. Дудник Б. С., Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А. и др. О точности различных методов сличения шкал координированного часу UTC(X) с UTC(SU) // Исследования в области измерений времени и частоты. Сб. науч. тр. ВНИИФТРИ. М.: 1982. С. 13–21. 5. Ткачук О. О. Сучасні методи та засоби звірення еталонів часу та частоти // Бюлет. УАА, К.: ВПЦ, "Наукова книга", 1996.- № 9, С. 41-42. 6. Гужва Ю. Г., Геворкян А. Г., Богданов П. П., Овчинников В. В. Синхронизация часов по сигналам "Глонасс" // Радионавигация и время. 1994. № 1. С. 11-14. 7. Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А., Кундюков С. Г. Высокоточные радиометеорологические системы сравнения эталонов времени и частоты // Радиоэлектроника и информатика. 1997. № 1. С. 9-18. 8. Шебанов А. А., Рабкин В. С., Гор-

бунов В.И. Синхронизация мер времени и частоты по сигналам спутниковых радионавигационных систем. М.: Издательство стандартов, 1992. 128 с. 9. Мангелл А. Дж. Национальные эталоны времени и частоты // ТИИЭР. - 1986. Т. 74. № 1. 10. Болотов И. М., Геворкян А. Г. Развитие научно-технических основ СЕВ // Радионавигация и время. 1992. № 1. С. 50-52. 11. Величко О. М., Макаренко Б. И., Камінський В. Ю. та ін. Державна служба єдиного часу і еталонних частотнеобхідний елемент розвитку наземної космічної інфраструктури України. // Космічна наука і технологія. 1997. Т. 3. № 1/2. С. 7-15. 12. Клейман А. С., Соловьєв В. С., Ткачук А. А. Эталонная база Украины в области измерений времени и частоты // Український метрологічний журнал. 1996. Вип. 4. С. 17-18. 13. Величко О. М., Миронов М. Т., Сидоренко Г. С. та ін. Державна програма створення та розвитку Державної служби єдиного часу і еталонних частот // Український метрологічний журнал. 1996. Вип. 4. С. 13-16. 14. Шебшаевич В.С. Сетевые спутниковые радионавигационные системы. - М.: "Радио и связь", 1993. 286 с. 15. Шкирятов В.В. Радионавигационные системы и устройства. М., "Радио и связь", 1984. 161 с. 16. Соловьєв Ю. А. Системы спутниковой навигации. М.: Эко-Трендз, 2000. 267 С. 17. Волков Н.М., Иванов Н.Е., Салищев В.А. и др. Глобальная спутниковая радионавигационная система ГЛОНАСС // ИПРЖР, Москва. 1999. С. 4-20. 18. Allan D.W. and Weiss M. Accurate time and frequency transfer during common-view of a GPS satellite // Proc. 34th Ann. Symp. on Frequency Control, May 1980, p.p.334-346. 19. Баялсников Б.Н., Богданов П.И., Геворкян А.Г., Гужва Ю.Г. Современное состояние и перспективы организации частотно-временного обеспечения системы ГЛОНАСС // Вопросы радиоэлектроники (серия ОВР), 1991. Вип.8. С.10-15. 20. Кошеляевский Н.В., Пушкин С.Б., Черенков Г.Т. Исследование погрешностей сличения эталонов ГСВЧ с помощью сигналов ГЛОНАСС // Вопросы радиоэлектроники (серия ОВР), 1991. Вип.8. С. 91. 21. Ткачук А. А. Сличения шкал времени эталонов радиометеороным методом и по сигналам РНС "ГЛОНАСС" // Материалы 5 Российской. симп. "Метрология времени и пространства", Менделеево, 11-13 окт. 1994. 22. Альшина А. П., Задрейка А. В., Кошеляевский Н. Б. и др. Передача размеров единиц и шкал времени от государственного эталона Российской Федерации // Труды Международ. науч.-практич. конф. "Метрология-97", Минск, 29 сент.-2 окт. 1997. 23. Ткачук А. А., Родионов В. Е., Сагайдак Г. И. Автоматизированная система приема сигналов СРНС ГЛОНАСС. // Труды II Международ. науч.-технич. конф. "Метрология-99", Харьков, 5-7 октября 1999 г. Т.1. С. 154-165. 24. Соловьєв В. С., Ткачук А. А., Сагайдак Г. И., Головня М. В. Применение геодезических приемников сигналов GPS типа Trimble 4000SSi для сравнения шкал времени // Труды II Международ. науч.-технич. конф. "Метрология-99", Харьков, 5-7 октября 1999 г. Т.1. С. 96-98. 25. Ткачук А. А., Сагайдак Г. И. Исследование эффекта отмены селективного доступа на точность сравнения шкал времени с использованием сигналов GPS // Труды III Международ. науч.-технич. конф. "Метрология в електроніці-2000", Харьков, 10-12 октября 2000 г. С. 5-8. 26. Сидоренко Г. С., Соловьєв В. С., Ткачук О. О. Використання сигналів супутникових радіонавігаційних систем для порівняння шкал часу // Космічна наука і технологія, 2001. Т. 7. № 9. С. 77-82. 27. Соловьєв В. С., Ткачук О. О., Клейман О. С. та ін. Оцінка похибок порівняння еталонних шкал часу за допомогою різних методів // Український метрологічний журнал. 1999. Вип. 3. С. 5-8. 28. Лукьяненко Н. В., Клейман А. С., Ткачук А. А. и др. Предварительные результаты метрологических исследований приемника сигналов GPS ГЛОНАСС типа СН-3800 // Труды II Международ. науч.-технич. конф. "Метрология-99", Харьков, 5-7 октября 1999 г. Т.1. С. 93-95. 29. Клейман А. С., Гиренко В. М., Левенберг А. И. и др. Использование приемника GPS типа Svec Six-СМЗ для контроля метрологических характеристик стандарта частоты // Труды II Международ. науч.-технич. конф. "Метрология-99", Харьков, 5-7 октября 1999 г. Т.1. С. 111-114. 30. Клейман. О. С., Оголюк В. П., Сидоренко Г. С. та ін. Державний первинний еталон одиниць часу і частоти. // Український метрологічний журнал. 1997. Вип. 3. С. 18-23.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 18.10.2001

АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ И ТЕНДЕНЦИЙ РАЗВИТИЯ СИСТЕМ РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Станции радиоакустического зондирования (расдары), позволяющие определять температуру и скорость ветра, являются информативным и перспективным средством исследования атмосферы.

В первых системах радиоакустического зондирования (РАЗ) использовались импульсные радио и акустические сигналы и строились они по моностатической схеме, в которой фазовые центры всех антенн совмещены в одной точке. Длина радиоволны первой системы ЕМАС [1], созданной в 1961 г., составляла $\lambda_e = 3$ см, длина акустической волны – $\lambda_s = 1,5$ см, а максимальная дальность действия – 30 м. Полученная дальность разочаровала исследователей и следовательно разработка появилась только в 1972 г. Установка называлась RASS и имела следующие параметры [1]: $\lambda_e = 8,15$ м; $\lambda_s = 4,075$ м. С помощью этой установки удалось получить отраженный сигнал с высоты 1,5 км, но минимальная высота зондирования составляла 600 м, а пространственная разрешающая способность – 200 м.

В большинстве последующих установок РАЗ применялись импульсное акустическое излучение и непрерывное монохроматическое радиоизлучение, использовались отдельные, разнесенные на некоторое расстояние, приемная и передающая радиоантенны. Передающая акустическая антенна, как правило, располагается посередине между радиоантеннами. Такая схема расположения антенн в совокупности с указанной комбинацией зондирующих радио и акустического сигналов (схема построения системы) получила название «основной».

К середине 80-х годов, когда сформировались принцип построения и структура доплеровской радиоакустической системы, в мире насчитывалось около 10 работающих установок РАЗ, большинство из которых были построены по основной схеме [1].

Отличия известных установок состояли, в основном, в используемых диапазонах длин волн, мощностях излучения и числах длин волн в акустическом импульсе. Заметим, что число длин волн в акустическом импульсе (длительность акустической посылки) легко может быть изменено и не является в этом смысле существенной характеристикой.

Все имевшиеся к тому времени системы (кроме ЕМАС и РАЗ-10) были стационарными. В качестве передающих и приемных радиоантенн чаще всего использовались параболические зеркальные антенны, в качестве акустических излучателей – решетки динамиков.

Некоторые структурные особенности имеет установка РАЗ-10, разработанная в Харьковском институте радиоэлектроники (ныне ХНУРЭ) [2]. Здесь радио и акустическая антенны размещаются так же, как и обычно в основной схеме, только на вращающейся платформе, а акустическая антенна, кроме того, может перемещаться в направлении, перпендикулярном линии, соединяющей центры радиоантенн. Сделано это с целью компенсации в небольших пределах ветрового сноса звукового пакета. Работоспособность установки при смещенной акустической антенне обеспечивается путем вращения платформы до появления в приемнике отраженного радиосигнала. Затем акустическую антенну смещают на большую величину и добиваются получения отраженного сигнала из следующей точки профиля. Это позволяет несколько увеличить дальность действия установки и производить грубую оценку скорости и направления горизонтального ветра в исследуемом слое атмосферы.

Разработанные в последние годы радиоакустические системы (РАС) [3,4,5] не имеют принципиальных отличий, только в силу возросшей производительности компьютеров в них реализуются дополнительные возможности по обработке и отображению результатов. Например, постоянно работающая установка РАЗ канадского университета McGill содержит архивную базу данных (сбор которых осуществляется, начиная с мая 1997 г.) для статистического анализа, а полученные с использованием расдара текущие температурные профили, как и полученные ранее данные, доступны в Интернет по адресу: www.mcgill.ca.

Если ранее (в 70-е – 80-е годы) большинство использовавшихся содаров и расдаров разрабатывались группами экспериментаторов и изготавливались в единичных экземплярах, то позднее (наряду с единичными, уникальными разработками) был начат также мелкосерийный выпуск подобных станций (вначале содаров, а затем расдаров).

Разработчиками акустических и радиоакустических систем зондирования, предназначенных для промышленного производства, являются, как правило, те же научные коллективы, которые изготавливают экспериментальные установки «для себя».

Заметим, что для большинства коммерческих акустических систем существуют (предлагаются) также комплекты аппаратуры расширения до РАС, т. е. с использованием данных комплектов на основе акустических локаторов могут быть построены системы РАЗ.

Радиоканал РАС реализуется по схеме «истиной когерентности», когда выходной сигнал радиопередатчика и все гетеродинирующие напряжения приемника формируются от одного высокостабильного задающего генератора путем умножения его частоты в необходимое число раз. Такая схема построения позволяет при использовании задающего генератора, обладающего достаточной кратковременной стабильностью частоты, получать необходимую точность оценок скорости звука в атмосфере. Измеритель доплеровской частоты может быть реализован в аналоговом или цифровом виде. ЭВМ выполняет функции синхронизации, управления и адаптации, а также обработки результатов измерений.

Особенность систем РАЗ состоит в необходимости выполнения условия Брэгга, которая диктуется как энергетическими, так и информационными соображениями. При использовании простых акустического и электромагнитного зондирующих сигналов изменение с высотой температуры и радиальной скорости ветра приводит к нарушению соотношения Брэгга. Достаточно сильный отраженный сигнал существует только в некотором диапазоне высот, причем, чем больше длительность акустического импульса (число длин волн N в импульсе), тем меньше этот диапазон [1].

Настройка на условие Брэгга для каждой из точек профиля («площадок») вручную путем изменения частоты излучаемого звукового сигнала занимает достаточно много времени, которое в зависимости от количества «площадок» может составлять 0,5 – 3 часа [1].

Используемый алгоритм измерений значительно ограничивает оперативность получения профилей метеопараметров – качество, являющееся одним из основных достоинств метода. Кроме того, такое время соизмеримо со временем квазистационарности процессов в атмосфере, в течение которого можно производить осреднение.

В связи с изложенным с самого начала развития метода РАЗ стали делаться попытки получения профилей «по одной посылке», с подстройкой частоты акустического излучения в среднем по трассе [1], однако достаточный для регистрации уровень сигнала даже при благоприятных метеоусловиях удается получить только из нескольких соседних точек профиля. Нарушение при этом условия Брэгга в крайних точках, в которых удается зарегистрировать сигнал, приводит к появлению ошибок в определении температуры порядка $0,5 - 1^{\circ}\text{C}$ [1]. Указанная ошибка не превышает случайных ошибок радиозондов, но оказывается коррелированной с градиентом скорости звука, причем, градиент всегда занижается по абсолютной величине. И хотя общее время измерения температурного профиля по такой методике значительно уменьшается, однако появляется неслучайная ошибка, которая не может быть уменьшена осреднением и коррекцией результатов измерений.

Кардинальным решением вопроса о повышении оперативности радиоакустического зондирования и точности измерения метеопараметров является подстройка частоты электромагнитного излучения под условие Брэгга по мере продвижения простого акустического импульса в атмосфере. Разработке таких методов посвящены публикации [1,5] и другие.

Поскольку обеспечить выполнение условия Брэгга во всем диапазоне изменения акустических длин волн с помощью подстройки частоты радиосигнала не представляется возможным, то медленные (в том числе сезонные и суточные) изменения метеопараметров целесообразно компенсировать подстройкой частоты звукового генератора. Такая периодическая подстройка частоты звука может быть выполнена по прямым измерениям температуры и скорости ветра у поверхности земли и может осуществляться автоматически либо оператором. Компенсацию быстрых изменений длины акустической волны (в течение времени распространения акустического пакета) необходимо производить изменением частоты радиоизлучения. Так, чтобы обеспечить выполнение условия Брэгга при изменении температуры атмосферы с высотой на 10°C , необходимо иметь возможность перестройки частоты радиосигнала в пределах 1,5 % с точностью порядка 0,05 % и скоростью порядка 0,1 % за 0,1 с [1].

Однако сведения об успешной реализации подобных процедур на практике отсутствуют, что объясняется технической сложностью задачи с одной стороны, и несовершенством алгоритмов управления частотами зондирующих сигналов – с другой.

В системах РАЗ могут применяться дискретные приемные радиоантенны, в том числе значительных размеров. Для эффективного использования апертуры решетки передающие электромагнитная и акустическая антенны могут в этом случае перемещаться при изменении метеоусловий, занимая положение с наветренной стороны, либо используется некоторое количество передающих антенн, которые переключаются [6].

Разработаны соответствующие алгоритмы обработки сигналов для такой схемы [6], позволяющие, в частности, оценивать координаты центра пятна рассеянных колебаний, перемещающегося в процессе измерений по апертуре решетки.

Отметим, что все вопросы системного, технического характера, возникающие при разработке радиоакустических систем, решались до сих пор инженерным, экспериментальным путем. После прихода к «основной» схеме построения РАС усилия разработчиков были направлены на совершенствование различных элементов структуры. Рассматривались возможности использования различных видов радиоантенн, акустических излучателей, радиоприемников, устройств выделения сигнала доплеровской частоты, схем и алгоритмов спектрального анализа.

Достаточно удачная комбинация зондирующих сигналов, получившая широкое распространение на практике, импульсный акустический сигнал с синусоидальным заполнением и непрерывный монохроматический радиосигнал, также предложена инженерами. Ряд публикаций научного характера [7,8,9], посвященных исследованию свойств некоторых типов зондирующих сигналов, появились позднее. Полученные в них результаты подтвердили правильность инженерной интуиции, подкававшей использование указанной комбинации сигналов, и несколько расширили представления о свойствах и возможностях других видов зондирующих колебаний.

В упоминавшихся работах использовался достаточно сложный математический аппарат, затрудняющий восприятие излагаемого материала инженерами, занимающимися аппаратурой, и делающий проблематичным его развитие и рассмотрение других видов сигналов. Именно этими обстоятельствами объясняются ошибки и заблуждения, встречающиеся в упоминавшейся литературе, несмотря на высокую квалификацию авторов. О некоторых имевших место заблуждениях говорится также в [1].

Аппаратурные задачи имеют небольшой удельный вес среди публикаций, посвященных вопросам зондирования атмосферы с использованием звуковых волн, и вес этот постоянно уменьшается [1,5]. Если до 1983 г. более, чем в 50 % докладов на симпозиумах ISARS, рассматривались методические и аппаратурные вопросы, то на последующих симпозиумах таких докладов было менее 10-15 % (основное внимание в них уделяется профилерам и комбинированным системам). Остальные сообщения посвящены различным геофизическим вопросам.

В докладах ведущих ученых неоднократно высказывалось мнение, что разработка вопросов построения акустических и радиоакустических систем зондирования атмосферы практически завершена и происходит поворот к практическому их использованию [5].

Таким образом, в области разработки систем радиоакустического зондирования атмосферы сложилась ситуация, когда основными методами проектирования являются инженерная интуиция, основанная на опыте аналогичных и подобных решений в других областях, и эксперимент. Работы по созданию теории радиоакустических систем по существу не производились, задачи синтеза и оптимизации систем, устройств, сигналов не ставились.

Имеющееся положение обусловлено, видимо, тем, что ведущие позиции и научный авторитет в данном направлении (в вопросах зондирования атмосферы) принадлежит физикам-метеорологам и особенно радиофизикам, занимающимся вопросами распространения и рассеяния волн в атмосфере, среди которых такие известные имена как Обухов А. М., Татарский В. И., Каллистратова М. А., Кон А. И., Peters G. и др. Подавляющее большинство известных установок радиоакустического зондирования созданы под идейным руководством специалистов данного направления. Вопросы, связанные с проектированием аппаратуры, при этом решались в основном путем заимствования известных решений из радиолокации с учетом имеющихся особенностей радиоакустического зондирования.

Доминирующая точка зрения на РАС заложена еще основателями метода, которые предложили его сразу как практический и сформировали соответствующее к нему отношение. Первые неудачи, приведшие к «замораживанию» метода на десять лет, и последующие сложности в его освоении заставили более тщательно анализировать радиофизическую сторону метода: распространение акустической и электромагнитной волн в атмосфере и взаимодействие их между собой.

Однако отношение к аппаратуре осталось прежним на многие годы, «потребительским». Считается, что РАС – инструмент для измерений, область, на которую практически полностью переносятся представления классической радиолокации, «железо», которым должны заниматься инженеры. Как объект для исследования РАС не рассматривались.

Таким образом, можно сказать, что теория систем РАЗ существует настолько, насколько справедливы известные радиолокационные воззрения по отношению к этим системам.

Используемый подход в значительной степени предопределил достигнутые к настоящему времени успехи в развитии метода и систем РАЗ, однако он же и замедлил последующее развитие на-

правления, поскольку далеко не все вопросы системного, технического характера в данной области можно эффективно решить таким путем в силу специфики РАЗ. Либо применяемые решения могут оказаться очень далекими от оптимальных.

Специфические особенности систем радиоакустического зондирования атмосферы обусловлены прежде всего особенностями использования в качестве радиолокационной цели такого необычного объекта как акустический волновой пакет. Данная цель является «частично прозрачным» для радиоволн частотно-зависимым объектом, имеющим когерентный характер распределения неоднородностей показателя преломления ϑ в продольном и поперечном направлениях, зависимости ϑ от продольной и поперечной координат могут быть адаптивным образом изменены при излучении. Объект также сравнительно легко поддается воздействию атмосферных процессов и под их влиянием существенно изменяет свое местоположение, параметры движения и внутреннюю структуру.

Особенности объекта накладывают достаточно жесткие ограничения на структуру и параметры излучаемой радиоволны, с одной стороны, и порождают специфические свойства рассеянного радиосигнала, с другой: сигнал содержит когерентную и некогерентную составляющие; фокусируется определенным образом в пятно на поверхности земли и т. д.

При таком рассмотрении становятся очевидными требования, формируемые используемым рассеивающим объектом к радиопередающей и радиоприемным частям системы и подчеркиваются существующие системообразующие связи, что выделяет РАС в специфический класс локационных систем.

Естественно, что для создания эффективных радиоакустических систем необходима глубокая теоретическая разработка соответствующих вопросов аппаратного характера с использованием адекватных подходов, поскольку многие вопросы данного направления не содержатся в теории радиолокационных систем.

Теоретическое изучение и исследование свойств радиоакустических систем, а также синтез и разработка технических решений должны носить комплексный системный характер, учитывающий взаимное влияние различных подсистем, и выполняться с использованием соответствующих подходов и адекватного математического аппарата, применяющихся в теории систем, теории стохастического оптимального управления, теории сигналов и др.

В литературе сформировалось четкое мнение [10], что разработка современных эффективных радиосистем, решающих сложные информационно-измерительные задачи и работающих в условиях разнообразной помеховой обстановки, возможна лишь на базе современных методов оптимизации. Причем, системы определенного, пусть достаточно узкого класса, имеющие характерные особенности, должны иметь собственную, адаптированную к имеющейся специфике теорию, «обслуживающую» данное направление.

Значительные успехи достигнуты в последнее время в достаточно близкой к системам РАЗ области – разработке радиолокационных ветровых профилеров (РВП). Ветровой профилер по существу представляет собой электромагнитный канал радиоакустической системы, спроектированный и построенный таким образом, чтобы принимать очень слабые сигналы, полученные от распределенных в пространстве турбулентных неоднородностей. Естественно, что являясь сложным стационарным (и дорогостоящим) сооружением РВП способен принимать также и радиосигнал, рассеянный на когерентной акустической волновой посылке (АВП). Однако, чтобы реализовать заложенные в нем богатые, прежде всего энергетические возможности при работе с АВП, необходимо в процессе проектирования (доработки) учитывать появляющиеся системообразующие связи.

Поскольку РВП представляют собой РЛС с высоким энергетическим потенциалом, предназначенные для работы по объемно-распределенным целям с очень малым значением ЭПР, то при использовании в них в качестве рассеивающего объекта когерентной пространственной структуры – АВП, образуется некоторый «избыток» потенциала, позволяющий применить сложный акустический сигнал. Частота радиоизлучения в этом случае может быть выбрана постоянной (а не изменяющейся для обеспечения условия Брэгга) [11]. Наиболее часто в РВП используют самое очевидное техническое решение – ЛЧМ звуковой сигнал. Акустические сигналы с широким спектром применяются в настоящее время также и в ряде установок РАЗ с «обычным», более низким энергетическим потенциалом радиоканала.

Например, изготовленные корпорацией «RADIAN» профилеры, комбинированные с системами РАЗ, RWP50-RASS и RWP915-RASS работают соответственно на частотах 50 МГц и 915 МГц. RWP50-RASS позволяет определять профили ветра на высотах от 2 до 12 км и температурные профили в диапазоне 2 – 4 км, а RWP915-RASS – эти же метеопараметры соответственно в диапазонах 1

– 5 км и 1 –1,5 км. При измерениях значения скорости ветра осредняются в течение 50 минут, а профили температуры – в течение 10 минут.

Радиоантенна комбинированной системы, работающей на частоте 50 МГц, состоит из большого числа антенных элементов, расположенных на высоте 1,5 м над поверхностью земли и распределенных по площади 70×70 м. Три акустических источника расположены в углах квадратной электромагнитной антенны. Таким образом, схема построения систем РАЗ, комбинированных с профилерами, является разновидностью основной схемы, в которой передающая и приемная радиоантенны объединены в одну – приемно-передающую антенну, а излучаемый электромагнитный сигнал является импульсным [12].

Значительные информационные возможности обеспечивает использование сетей РВП, что подтверждается результатами работы Демонстрационной сети профилеров – NOAA Profiler Network (NPN) [12]. NPN включает 32 РВП (8 станций представляют собой комбинированные системы профилер-РАЗ), работающих в диапазоне 400 МГц и развернутых на территории 17 штатов США. Сеть, созданная с исследовательскими и коммерческими целями, имеет большое число потребителей информации: отделения Национальной службы погоды; 135 университетов; частный сектор экономики. Полученные данные доступны также в Интернет по адресу: www.dd.fsl.noaa.gov.

Таким образом, из приведенного анализа следует, что для создания эффективных радиоакустических систем необходимо глубокое теоретическое исследование соответствующих вопросов аппаратного характера с использованием адекватных подходов и математического аппарата, применяемых в теории систем, теории сигналов и т. д.

Вначале целесообразно рассмотреть проблемные вопросы, связанные с разработкой методов анализа используемых целей, построением основ теории и применения зондирующих акустических и электромагнитных сигналов. Результаты такого исследования необходимы для последующего выбора видов зондирующих колебаний, синтеза и анализа алгоритмов и устройств обработки сигналов, разработки алгоритмов интерпретации данных.

Список литературы: 1. *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 200 с. 2. *Бабкин С.И., Куценко В.И., Пахомов Ю.А.* и др. Система радиоакустического зондирования атмосферы сантиметрового диапазона волн // 5 Всесоюз. симпоз. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы: Тез. докл., ч. 3. Томск: ТФСО АН СССР, 1978. С. 143-146. 3. *P. Trivero, A. Mazarati, P. Marcacci, G. Bonino* Improvements of a Decimetric RASS // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 196-199. 4. *Y. Akai, T. Kanzaki* The Application of a Mobile RASS to Observation of an Urban Heat Island // Proc. of ISARS'98. Vienna, Austria, 1998. P. 200-203. 5. *Vogt S.* Advances in RASS since 1990 and practical application of RASS to air pollution and the ABL studies // Proc. of ISARS'96. Moscow, 1996. P. G.37-G.50. 6. *Карташов В.М.* Особенности обработки радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом // Радиотехника, Харьков. 1998. №105. С. 75-79. 7. *Кон А.И., Налбандян О.Г.* Радиоакустическое зондирование атмосферы непрерывным звуковым излучением // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1978. Т. 14, №8. С. 824-836. 8. *Гурвич А.С., Кон А.И., Налбандян О.Г.* и др. Методы радиоакустического зондирования атмосферы. Препр. ИФА АН СССР. М. 1976. 43 с. 9. *Азизян Г.В.* О частотном спектре рассеянного сигнала в системах радиоакустического зондирования атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17, №8. С. 883-886. 10. *Петров А.В., Яковлев А.А.* Анализ и синтез радиотехнических комплексов. М.: Радио и связь, 1984. 246 с. 11. *Wind profiler assessment report.* NOAA, Silver Spring, Maryland. 1994. 141 p. 12. *R.B. Chadwick and M.H. Ackley* The NOAA Profiler Network: Experiences and Plans // Extended abstracts of PWS-97. COST 76. Engelberg, Germany, 1997. P.51-59.

Харьковский национальный университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 24.09.2001

ИНВАРИАНТНЫЙ ПОДХОД К СОСТАВЛЕНИЮ УРАВНЕНИЙ АКУСТИКИ НЕОДНОРОДНОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЫ

В работах [1,2] рассматривался инвариантный подход к составлению уравнений гидродинамики и, после их линеаризации, к составлению уравнений акустики. Собственно, общности подхода требовало только уравнение состояния. Применение инвариантного подхода для получения второго уравнения необходимо было лишь для того, чтобы показать универсальность данного метода и доказать правомочность его использования [2].

Необходимость разработки инвариантного подхода была вызвана тем, что составление уравнений акустики на основании существенно различающихся как по физическому содержанию, так и по форме математической записи исходных законов, требовало значительных усилий в части их согласования между собой. Это особенно касалось согласования систем координат. Задачи движения сплошной среды решаются либо в неподвижной системе, координатные оси которой располагают обычно в соответствии с границами потока, либо в системе, которая движется вместе с выбранной частицей среды. Кроме того, используемые для получения уравнений акустики исходные величины не позволяли выстроить компактной последовательности преобразований и требовали привлечения дополнительных физических посылок, которые разными авторами вводились по-разному, причем, не всегда адекватно условиям решаемой задачи. Это неоднократно являлось причиной разночтений при толковании физического смысла промежуточных результатов, а при попытках их использования другими авторами в конечном итоге приводило к ошибкам.

Особую сложность разработка универсального подхода представляет на этапе описания внутреннего состояния среды, ее внутренней энергии. По отношению к механическому движению параметры, зависящие от внутренней энергии, определяют упругость или сжимаемость среды. А они, в свою очередь, особенно важны при описании движения газов и являются определяющими при анализе распространения акустических волн.

В литературе известно много подходов к учету внутренней энергии движущейся неоднородной сплошной среды. Их обилие, как представлено, например в [3], само по себе создает трудности для понимания даже на уровне учебных пособий, но, кроме того, доказывает, что пока не найден достаточно удобный и универсальный подход.

Внутренняя энергия эквивалентна температуре среды, поэтому многим исследователям показалось заманчивым использовать величины, непосредственно определяющие тепловые и температурные характеристики. Наиболее развитые подходы использовали энтропию и энтальпию – тепловую функцию. Например, в предположении неизменности этой величины в невязкой, нетеплопроводной среде в [4] представлен вывод третьего уравнения, однако при этом ничего не говорится о системе координат. При выводе использован подход, аналогичный подходу для вывода второго уравнения. В качестве одного из подходов в [3] представлено использование закона сохранения кинетической энергии для получения второго уравнения, но для движущегося индивидуального объема среды. Это, по сути, приводит к разночтению уже между первым и вторым уравнениями, или к использованию эйлеровской (движущейся) системы координат, которая неудобна для решения подавляющего большинства краевых задач. Использование энтропии в качестве консервативной субстанции в уравнении состояния [5], привело к тому, что уже в начале выкладок третье уравнение фактически оказалось записанным для эйлеровой системы.

Известен подход, основанный на применении закона сохранения для полной энергии в выделенном объеме. Его неоднократно пытались использовать [3]. В нем объединяются кинетическая и потенциальная энергии. Наверное, это самый трудный путь, требующий самых громоздких выкладок. В случае его использования возникает необходимость последующего разделения переменных, характеризующих отдельно кинетическую и потенциальную энергии, и исключения тех, которые связаны с кинетической, для чего используется второе уравнение. Но именно такой путь использован в [6], где, вероятно, получены наиболее точные результаты. Однако они не нашли широкого применения. Вероятнее всего потому, что основывались на слишком громоздких выкладках.

Инвариантный подход выделяет группу скалярных величин, к которым можно единообразно применить закон сохранения и далее провести идентичные математические преобразования, по крайней мере, на начальных стадиях. Не повторяя здесь уже представленные в [1,2] выкладки, запишем систему акустических уравнений, которая получена с использованием инвариантного подхода:

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \nabla(\rho_s \bar{v} + \rho \bar{v}_s) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} + \rho_s \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \rho(\bar{v} \nabla) \bar{v}_s + \rho(\bar{v}_s \nabla) \bar{v} + \rho_s(\bar{v} \nabla) \bar{v} + \nabla p_s = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + (\bar{v} \nabla \rho_s) + (\bar{v}_s \nabla \rho) - \frac{\rho}{\gamma p} \left[\frac{\partial p_s}{\partial t} + (\bar{v} \nabla p_s) + (\bar{v}_s \nabla p) \right] - \frac{\rho}{\gamma p} \left(\frac{\rho_s}{\rho} - \frac{p_s}{p} \right) \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (\bar{v} \nabla p) \right] = 0, \quad (3)$$

где ρ , p и \bar{v} – плотность, давление и скорость движения среды соответственно.

Индексом s обозначены параметры, относящиеся к акустическому течению, без индекса – к основному.

Здесь собраны все слагаемые за исключением тех, которые определяются вязкостью. При определении акустических полей она оказывает столь малое влияние, что учитывается лишь в ряде специфических задач, например, распространения звука в длинных и тонких трубах. В остальных случаях ею можно пренебречь. Решение этой системы необходимо проводить с учетом приближений, допустимых в каждой конкретной задаче.

В качестве примера рассмотрим условия распространения звука в турбулентной температурно-неоднородной атмосфере. Для этого случая флуктуации температуры – ΔT , давления – Δp , плотности – $\Delta \rho$ малы по сравнению со средними значениями этих величин (T_0 , p_0 , ρ_0). Скорость основного потока \bar{v} и ее флуктуации $\Delta \bar{v}$ значительно меньше скорости распространения звуковых волн c , а между собой они могут быть в любом соотношении. Характерный размер флуктуаций основного потока l , значительно больше длины звуковых волн λ_s , а характерный период флуктуаций T_f значительно меньше периода звуковых колебаний T_s . В этом случае можно использовать дополнительные условия. Если температурно-неоднородный газ неподвижен и отсутствуют внешние силовые поля, то давление в нем неизменно. Для атмосферы это условие применимо, так как гравитационным полем при решении задач распространения звуковых волн можно пренебречь. Тогда, используя уравнение состояния, получим:

$$\rho = \frac{\mu p}{RT}, \quad (4)$$

где R – универсальная газовая постоянная, которая равна $8.31 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{град} \cdot \text{кмоль}}$; μ – масса киломоля; T – абсолютная температура.

Тогда флуктуации давления, определяемые флуктуациями температуры, связаны с ними следующим соотношением

$$\frac{\Delta \rho_T}{\rho_0} = \frac{\Delta T}{T_0}. \quad (5)$$

Флуктуации плотности основного потока определяются также дивергенцией его скорости. Обычно при решении задач рассеяния основной поток считают бездивергентным, например [5]. Отчасти к этому вынуждены прибегать потому, что учесть влияние дивергенции основного потока весьма сложно. Но ее вклад в отраженный сигнал может быть значительным. Дивергенция потока приводит к флуктуациям плотности и давления. Взаимосвязь между этими величинами можно получить, считая, что теплопередача в среде мала. Тогда связь между флуктуациями плотности и давления, обусловленными турбулентностью, определяется адиабатой:

$$\frac{\Delta p_f}{p} = \gamma \frac{\Delta \rho_f}{\rho}. \quad (6)$$

В общем случае уравнения гидродинамики позволяют установить связь между всеми величинами, описывающими турбулентный поток, но определение этой связи весьма сложная задача и не яв-

ляется предметом данной статьи. Здесь оценим только характер связи между пульсациями ветра и пульсациями давления. На основании уравнения непрерывности можно записать:

$$\frac{\Delta p_f}{c\lambda_f} \approx \rho \frac{\Delta v_f}{l}, \quad (7)$$

где λ_f – длина волны звуковых волн, генерируемых турбулентностью.

Как известно [4]:

$$\lambda_f \equiv \frac{c}{\Delta v_f} l. \quad (8)$$

Тогда

$$\Delta p_f \approx z \frac{\Delta v_f^2}{c}, \quad (9)$$

где z – волновое сопротивление среды.

Так как связь между Δp_f и $\Delta \bar{v}_f$ нелинейная, то соотношение их вкладов в суммарный коэффициент отражения может изменяться в зависимости от конкретных условий. Поэтому пренебрегать флуктуациями любого из этих параметров без дополнительного анализа нельзя.

Проведем преобразования системы уравнений (1), (2), (3), сохраняя слагаемые, которые вносят наибольший вклад.

Вычитая из уравнения (1) уравнение (3), получим систему:

$$\frac{\rho}{\gamma p} \left[\frac{\partial p_s}{\partial t} + (\bar{v} \nabla p_s) + (\bar{v}_s \nabla p) \right] + \rho_s \nabla \bar{v} + \rho \nabla \bar{v}_s + \frac{\rho}{\gamma p} \left(\frac{\rho_s}{\rho} - \frac{p_s}{p} \right) \left[\frac{\partial p}{\partial t} + (\bar{v} \nabla p) \right] = 0, \quad (10)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} + \rho_s \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \rho (\bar{v} \nabla) \bar{v}_s + \rho (\bar{v}_s \nabla) \bar{v} + \rho_s (\bar{v} \nabla) \bar{v} + \nabla p_s = 0. \quad (11)$$

Основной порядок слагаемых в уравнении (10), который соответствует $\frac{p_s}{c\lambda_a}$, имеют первое слагаемое в квадратных скобках и третье слагаемое. Второе слагаемое в квадратных скобках имеет первый порядок малости, остальные слагаемые этого уравнения – более высокий. В уравнении (11) основной порядок слагаемых соответствует $\frac{p_s}{\lambda_a}$. Его имеют первое и последнее слагаемое. Третье слагаемое имеет второй порядок малости, остальные – более высокий. Тогда система упрощается до

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{1}{c^2} (\bar{v} \nabla p_s) + \rho \nabla \bar{v}_s = 0, \quad (12)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} + \rho (\bar{v} \nabla) \bar{v}_s + \nabla p_s = 0. \quad (13)$$

Рассмотрим для этих условий задачу рассеяния волн на неоднородностях атмосферы. Волновое уравнение более удобно составить для звукового давления. Для этого уравнение (12) дифференцируется по времени, а к уравнению (13) применяется операция дивергенции. После вычитания результата имеем:

$$\nabla^2 p_s + \nabla \rho ((\bar{v} \nabla) \bar{v}_s) + \rho \nabla ((\bar{v} \nabla) \bar{v}_s) + \nabla \rho \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{1}{c^2} (\bar{v} \nabla p_s) \right) - \frac{\partial \rho}{\partial t} \nabla \bar{v}_s = 0. \quad (14)$$

Здесь третье слагаемое представляет собой произведение плотности на дивергенцию вектора $(\bar{v} \nabla) \bar{v}_s$. Используя для записи этого слагаемого дифференциальную и сопряженную диады, разложим его на два:

$$\rho \nabla((\bar{v} \nabla) \bar{v}_s) = \rho \left[(\nabla \bar{v}) \cdot (\nabla \bar{v}_s)^* + (\bar{v} \nabla) \nabla \bar{v}_s \right]. \quad (15)$$

Здесь первое слагаемое в квадратных скобках представляет собой скалярное произведение двух тензоров. Первый является градиентом вектора \bar{v} ($\text{Grad } \bar{v}$), второй – производной вектора \bar{v}_s по вектор-радиусу ($d\bar{v}_s/d\bar{r}$). Во втором слагаемом дивергенцию \bar{v}_s можно представить, используя уравнение (12)

$$\rho(\bar{v} \nabla) \nabla \bar{v}_s = -\rho(\bar{v} \nabla) \left[\frac{1}{\gamma p} \left(\frac{\partial p_s}{\partial t} + (\bar{v} \nabla p_s) \right) \right], \quad (16)$$

или

$$\rho(\bar{v} \nabla) \nabla \bar{v}_s = -\frac{\rho}{\gamma p} (\bar{v} \nabla) \left[\frac{\partial p_s}{\partial t} + (\bar{v} \nabla p_s) \right] - \rho \left[\frac{\partial p_s}{\partial t} + (\bar{v} \nabla p_s) \right] (\bar{v} \nabla) \frac{1}{\gamma p}. \quad (17)$$

После подстановки (16) и (17) уравнение (14) принимает вид:

$$\begin{aligned} \nabla^2 p_s - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) \right)^2 p_s + \nabla \rho (\bar{v} \nabla) \bar{v}_s + \rho \text{Grad } \bar{v} \cdot (\nabla \bar{v}_s) - \rho \left[\frac{\partial p_s}{\partial t} + (\bar{v} \nabla p_s) \right] (\bar{v} \nabla) \frac{1}{\gamma p} + \nabla \rho \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} - \\ - \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{c^2} \frac{\partial p_s}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{c^2} \bar{v} \nabla p_s - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} \nabla p_s - \frac{1}{c^2} \left(\bar{v} \nabla \frac{\partial p_s}{\partial t} \right) - \frac{\partial \rho}{\partial t} \nabla \bar{v}_s - \frac{1}{c^2} \bar{v} (\bar{v} \nabla) \nabla p_s = 0. \quad (18) \end{aligned}$$

Опуская слагаемые второго порядка малости, получим:

$$\begin{aligned} \nabla^2 p_s - \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) \right) p_s = \\ = -\nabla \rho \frac{\partial \bar{v}_s}{\partial t} - \rho \left(\text{Grad } \bar{v} \frac{d\bar{v}_s}{d\bar{r}} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{c^2} \frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} \nabla p_s + \frac{\partial \rho}{\partial t} \nabla \bar{v}_s + \frac{1}{c^2} \bar{v} (\bar{v} \nabla) \nabla p_s. \quad (19) \end{aligned}$$

С учетом температурных и турбулентных неоднородностей распределение плотности можно представить как

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{\Delta p}{\gamma p_0} - \frac{\Delta T}{T_0} \right). \quad (20)$$

Распределение локальной скорости звука будет иметь вид

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_0^2} \left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\Delta p}{p_0} - \frac{\Delta T}{T_0} \right). \quad (21)$$

Конкретизируем задачу рассмотрением отражения акустических волн. Решение этой задачи с достаточной степенью точности проводится в приближении однократного рассеяния [5]. Переменные представляются в виде сумм основной и рассеянной волн:

$$p_s = p_{s0} + p_{s1}, \quad \bar{v}_s = \bar{v}_{s0} + \bar{v}_{s1}.$$

Левая часть (19) после подстановки p_{s0} , p_{s1} и (21) приобретает вид:

$$\nabla^2 p_{s0} + \nabla^2 p_{s1} - \frac{1}{c_0^2} \left(1 - \frac{\Delta T}{T_0} + \frac{1 - \gamma}{\gamma} \frac{\Delta p}{p_0} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + ((\bar{v}_0 + \Delta \bar{v}) \nabla) \right)^2 (p_{s0} + p_{s1}) = \Delta_2, \quad (22)$$

где Δ_2 – правая часть (19), содержащая слагаемые малой величины.

Необходимо отметить, что в приближении однократного рассеяния, слагаемые первого порядка малости уравнения (19) приобретают более высокий порядок.

Поле основной волны может быть с достаточной степенью точности представлено в виде решения для однородной атмосферы, которая имеет постоянную скорость движения:

$$\nabla^2 p_{s0} - \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}_0 \nabla) \right)^2 p_{s0} = 0. \quad (23)$$

Остальные слагаемые из (22) составят уравнение для рассеянного поля:

$$\begin{aligned} \nabla^2 p_{s1} - \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}_0 \nabla) \right)^2 p_{s1} = & -\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\Delta T}{T_0} - \frac{1-\gamma}{\gamma} \frac{\Delta p}{p_0} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} + ((\vec{v}_0 + \Delta \vec{v}) \nabla) \right)^2 p_{s0} + \\ & + \frac{2}{c_0^2} \left(\Delta \vec{v} \nabla \frac{\partial p_{s0}}{\partial t} \right) + \frac{2}{c_0^2} \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \nabla p_{s0} \right) + \Delta_2 \end{aligned} \quad (24)$$

Первые два слагаемых в правой части определяют порядок величины рассеянного поля. В первом слагаемом учитывается рассеяние на температурных и турбулентных пульсациях. Также учитывается доплеровский сдвиг частоты отраженного сигнала, обусловленный пульсациями основного потока в точке рассеяния. Во втором слагаемом дополнительно учитывается рассеяние на ветровых пульсациях. Два последних слагаемых в правой части имеют более высокий порядок малости, чем первые два. Однако их следует сохранить, так как при акустическом зондировании атмосферного пограничного слоя практически при любых его состояниях наблюдается достаточно сильный отраженный сигнал. Особенно сильный уровень отражения отмечается при интенсивном турбулентном перемешивании. Поэтому нужно сохранить и слагаемые второго порядка малости, в том числе и те, которые составляют добавку Δ_2 . В приближении однократного рассеяния добавка имеет вид

$$\Delta_2 = -\nabla \rho \frac{\partial \vec{v}_{s0}}{\partial t} - \rho \left(\text{Grad } \vec{v} \frac{d\vec{v}_{s0}}{d\vec{r}} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{c^2} \frac{\partial p_{s0}}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \nabla p_{s0} \right) + \frac{\partial \rho}{\partial t} \nabla \vec{v}_{s0} + \frac{1}{c^2} \vec{v} (\vec{v} \nabla) \nabla p_{s0}. \quad (25)$$

Выразить \vec{v}_{s0} в (24) и (25) через p_{s0} можно на основании (12) и (13). При этом, в зависимости от точности решения задачи, можно пренебречь вторыми слагаемыми, учитывающими доплеровский сдвиг частоты, зависящий от локального движения потока в точке рассеяния.

Список литературы: 1. Панченко А.Ю. Уравнение состояния в системе уравнений акустики для неоднородной движущейся среды // Радиотехника. 1997. Вып. 103. С. 169–174. 2. Панченко А.Ю. К оценке интенсивности вторичных источников поля при акустическом зондировании турбулентных движущихся сред // Радиотехника. 2001. Вып. 119. С. 226–228. 3. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с. 4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. М.: Наука. Т.6: Гидродинамика. 1986. 736 с. 5. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с. 6. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 208 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 02.10.2001.

ПОГРЕШНОСТИ ЦИФРОВОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ МЕТЕОСИГНАЛА, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В работе [1] теоретически установлена зависимость дисперсии оценки доплеровского смещения частоты метеосигнала от отношения сигнал/шум, длительности когерентной пачки обрабатываемых сигналов и их корреляционных свойств (ширины спектра низкочастотных флуктуаций). Реальные точностные характеристики зависят и от других факторов, которые обуславливают появление дополнительных составляющих суммарной погрешности.

Здесь рассматривается составляющая суммарной ошибки, обуславливаемая дискретностью съема информации, и пути ее уменьшения за счет увеличения количества фильтров, использования метода параболической интерполяции. Основная особенность настоящего исследования по сравнению с работой [2], где рассматривается вопрос оценки частоты одного или нескольких синусоидальных колебаний, связана с оценкой регулярного доплеровского смещения частоты случайного метеосигнала. В работе метеосигнал моделировался векторным процессом авторегрессии первого порядка с ненулевым доплеровским смещением, квадратурные дискретные составляющие которого представляются в виде:

$$X_n = \begin{vmatrix} X_{c_n} \\ X_{s_n} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} X_{c_{n-1}} \Phi_1 \cos \alpha - X_{s_{n-1}} \Phi_1 \sin \alpha + a_{c_n} \\ X_{c_{n-1}} \Phi_1 \sin \alpha + X_{s_{n-1}} \Phi_1 \cos \alpha + a_{s_n} \end{vmatrix}.$$

Рассмотрим погрешности из-за дискретности съема. Оценку частоты сигнала можно найти с помощью многоканального измерителя, содержащего набор взаимно расстроенных согласованных с сигналом фильтров (рис. 1). Такую оценку в литературе [3] называют оценкой максимального правдоподобия.

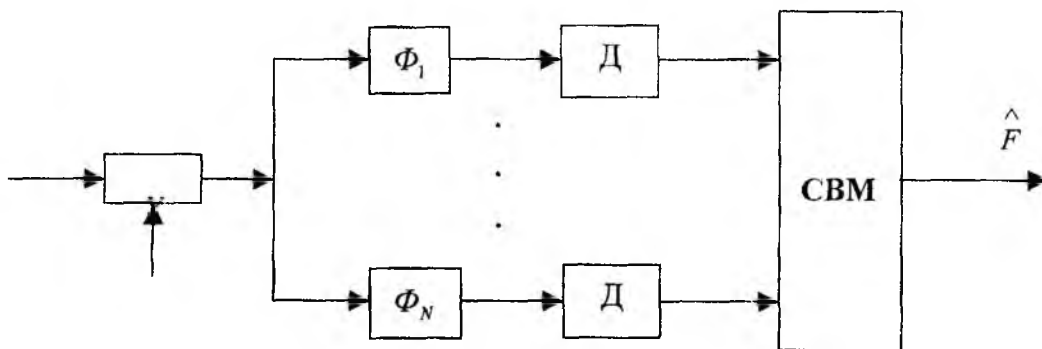


Рис. 1

За оценку частоты \hat{F} принимается частота настройки того фильтра, в котором выходной сигнал максимален. В настроенном фильтре осуществляется когерентное накопление. Рассмотрим случай накопления пачки из N когерентных радиоимпульсов. Если зондирующий сигнал представить в виде $S_3(t) = \sum_{n=0}^{N-1} E_n S_a(t - nT) \cos(\omega_0 t + \beta_n)$, то отраженный сигнал от точечного объекта может быть представлен следующим образом:

$$S_{omp}(t) = \sum_{n=0}^{N-1} E_n S_a(t - \tau_n - nT) \cos((\omega_0 + \Omega_D)t + \beta),$$

где $n = 0, 1, \dots, (N-1)$ – номера импульсов, N – число импульсов в пачке, E_n – амплитуда n -го импульса, T – период повторения, $\Omega_D = 2\pi F_D$ – доплеровское смещение частоты, $\alpha = \Omega_D T$ – регулярное изменение фазы за период повторения, β_n, β – начальные фазы последовательностей зондирующих и отраженных когерентных импульсов, $S_a(t)$ – закон амплитудной модуляции сигнала, τ – время задержки прихода сигнала.

Используя комплексное представление сигнала, комплексную амплитуду n -го импульса представим в виде: $S_A(n) = E_n e^{-j\beta} e^{jna}$. При написании выражения для $S_A(n)$ учитывалось, что $\Omega_0 \tau_n \ll \frac{\pi}{2}$. На комплексной плоскости пачку накапливаемых импульсов можно изобразить набором векторов, развернутых друг относительно друга на угол α (рис. 2).

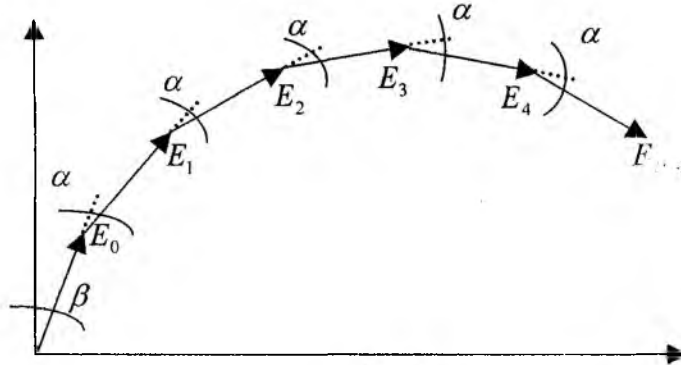


Рис. 2.

Для осуществления когерентного накопления пачки комплексных отсчетов необходимо каждый из векторов повернуть на соответствующий угол $n\alpha$, чтобы привести все векторы к начальной фазе β , после чего их арифметически просуммировать. Оператор поворота вектора по фазе в n -м периоде повторения в ℓ -м канале можно представить в виде $\Pi_\ell(n) = e^{-jn\varphi_\ell}$, где $\varphi_\ell = \frac{2\pi}{N} \ell$ — компенсирующий междупериодный фазовый сдвиг сигнала в ℓ -м канале ($\ell = 0, 1, \dots, N-1$). Тогда результат накопления N импульсов после компенсации междупериодных фазовых сдвигов в ℓ -м канале можно представить следующим образом:

$$|S_\Sigma| = \left| \sum_{n=0}^{N-1} E_n e^{jna} e^{j\beta} e^{-jn\varphi_\ell} \right| = \left| \sum_{n=0}^{N-1} E_n e^{jn(\alpha - \varphi_\ell)} \right|. \quad (1)$$

Нетрудно видеть, что модуль накопленного сигнала достигает максимального значения в том канале, для которого $\alpha = \varphi_\ell$. Тогда $|S_\Sigma| = \sum_{n=0}^{N-1} E_n$. В частном случае, при $E_n = E_0 = const$ — $|S_\Sigma| = NE_0$. Если же $\varphi_\ell \neq \alpha$, то модуль суммы комплексных амплитуд сигналов в ℓ -м канале для случая $E_n = E_0 = const$

$$|S_\Sigma| = E_0 \left| \sum_{n=0}^{N-1} e^{jn(\alpha - \varphi_\ell)} \right| = E_0 \left| \frac{1 - e^{jN(\alpha - \varphi_\ell)}}{1 - e^{j(\alpha - \varphi_\ell)}} \right| = E_0 \left| \frac{\sin \frac{N}{2} (\alpha - \varphi_\ell)}{\sin \frac{\alpha - \varphi_\ell}{2}} \right|. \quad (2)$$

Зависимости амплитуд сигналов $S_\Sigma(\ell)$ в первых трех фильтрах при накоплении восьми импульсов от доплеровского набегу фазы сигнала за период повторения $\alpha = \Omega_0 T = 2\pi F_0 T$ при использовании $L = N = 8$ фильтров, перекрывающих диапазон частот от 0 до $F_0 = \frac{1}{T}$, изображены на рисунке 3 сплошной линией — для $\ell = 0$, пунктирной для $\ell = 1$, штрих-пунктирной — для $\ell = 2$.

Для случая $N = 8$ уровень первого бокового лепестка ниже главного на 13дБ , а второго на $16,5\text{дБ}$.

Как видно из рисунка 3, максимум АЧХ i -го фильтра совпадает с нулями АЧХ j -х фильтров. Поэтому такие фильтры называют ортогональными. Очевидно, что сигнал на нулевой частоте

накапливается нулевым фильтром и не вызывает появления сигналов на выходах других фильтров. Однако, если $\Omega_0 \neq 0$, то сигналы с разными амплитудами одновременно появятся во всех фильтрах. Метеосигналы, не являющиеся дельта-коррелированными, характеризуются из-за разброса скоростей отражателей некоторой шириной спектра низкочастотных флуктуаций ΔF_ϕ . По этой причине метеосигнал вследствие наличия боковых лепестков в АЧХ вызывает появление выходных эффектов во всех фильтрах. Очевидно, чем больше уровень боковых лепестков, тем вероятность неправильной оценки частоты больше.

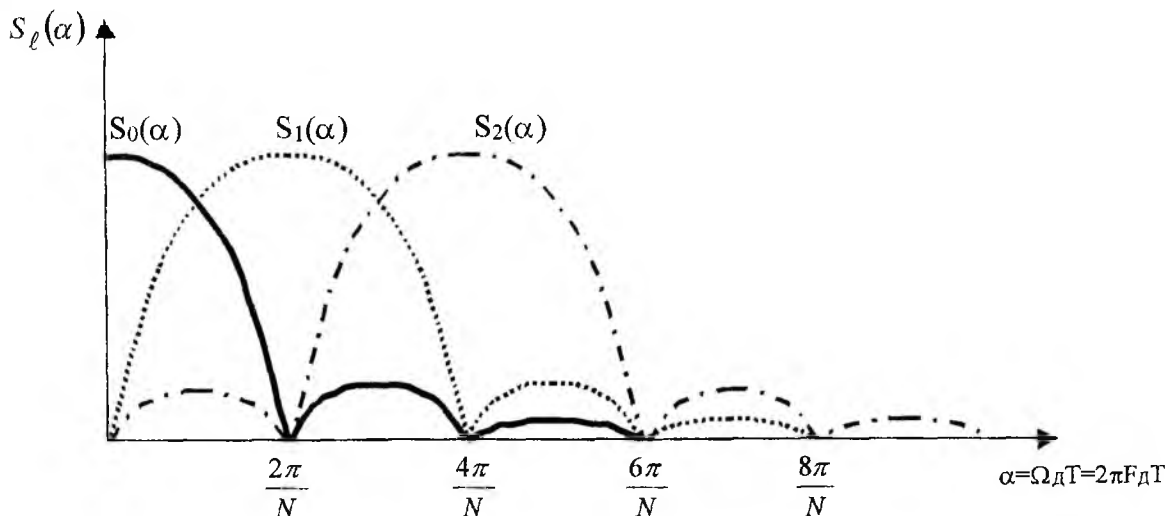


Рис. 3

Покажем, что операции, которые совершаются над принятым сигналом набором фильтров, аналогичны операциям при осуществлении дискретного преобразования Фурье. Записав

$$\varphi_l = \ell \frac{2\pi}{N} = \ell \frac{2\pi}{T} \frac{T}{N} = \ell 2\pi F_n \frac{T}{N} = \ell \frac{\Omega_n}{N} T = \Omega_\ell T, \text{ соотношение (1) можно представить в виде}$$

$$|S_\Sigma| = \left| \sum_{n=0}^{N-1} E_n e^{j\beta} e^{j\alpha n} e^{-j\Omega_\ell T} \right| = \left| \sum_{n=0}^{N-1} s_A(n) e^{-j\Omega_\ell T} \right| = |S(\Omega_\ell)|. \text{ Из полученного выражения видно, что выражение под знаком модуля представляет собой дискретное преобразование Фурье. Таким образом, накопленное } \ell - \text{м фильтром значение } S_\ell \text{ совпадает со значением амплитуды } \ell - \text{й составляющей спектра. Многофильтровое устройство накопление пачки импульсов осуществляет операцию ДПФ. При цифровой обработке ДПФ осуществляется над квадратурными составляющими комплексной огибающей } s_c(t) \text{ и } s_s(t), \text{ которые получают с помощью фазовых детекторов.}$$

Далее под цифровым измерителем частоты будем понимать систему, вычисляющую дискретное преобразование Фурье и осуществляющую выбор частоты, амплитуда сигнала на которой максимальна. Обычно дискретно-временной ряд Фурье, полученный по периодической последовательности из N отсчетов, содержит N амплитуд частотных составляющих

$$X\left[k \frac{1}{NT}\right] = X\left[k \frac{F_n}{N}\right] = X[k] = T \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-j \frac{2\pi}{NT} knT} = T \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-j \frac{2\pi}{N} kn}, \text{ где } k = 0, 1, \dots, N-1.$$

Как отмечалось выше, суммарная погрешность измерения доплеровского смещения частоты метеосигнала зависит от отношения $\frac{P_{сиг}}{P_{ш}} = q^2$, от количества импульсов N в пачке обрабатываемых сигналов, от периода повторения T зондирующих импульсов, от корреляционных свойств метеосигнала (коэффициента междупериодной корреляции $r(T)$), от нестабильностей параметров зондирующих сигналов и характеристик трактов обработки (частоты опорных напряжений, используемых при

дискретизации метеосигнала методом комплексной огибающей, амплитудных и фазочастотных характеристик трактов обработки), от величины методических ошибок, обусловленных выбранным методом измерения (ошибки дискретности, ошибки из-за округления данных при вычислениях).

При использовании цифровых измерителей частоты в некоторых случаях доминирующей составляющей может оказаться ошибка дискретности. Считая распределение измеряемой величины X

в интервале дискретизации Δ равномерным, — $W(X) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & \text{при } 0 < X < \Delta \\ 0 & \text{при } X < 0, X > \Delta \end{cases}$, дисперсия ошибки

дискретности

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (X - \bar{X})^2 W(X) dX = \int_0^{\Delta} (X - \frac{\Delta}{2})^2 \frac{1}{\Delta} dX = \frac{\Delta^2}{12},$$

где $\bar{X} = \int_{-\infty}^{\infty} XW(X) dX = \int_0^{\Delta} \frac{1}{\Delta} dX = \frac{\Delta}{2}$. Интервал дискретности $\Delta = \frac{F_n}{N_\phi}$, где F_n — частота повторения,

а N_ϕ — число частот (фильтров), для которых при ДПФ вычисляются амплитуды. Обычно при ДПФ число спектральных составляющих равно количеству отсчетов сигнала N . В нашем случае N — число импульсов в пачке.

При исследовании ошибок дискретности методом математического моделирования параметры метеосигнала и помех выбирались такими, при которых другими составляющими суммарной ошибки можно было пренебречь по сравнению с ошибкой дискретности.

Ошибку дискретности можно уменьшить, увеличивая число зондирующих импульсов в пачке N . Однако значение N ограничено требованиями к периоду обзора пространства $T_{обз}$, которое для МРЛС не должно превосходить 7-10 минут [4]. Нетрудно показать, что для РЛС с типовыми параметрами количество обрабатываемых импульсов в пачке должно составлять всего 10-20.

Так, если в МРЛС кругового обзора используется спиральный обзор по углу места в секторе $\varepsilon_{сек} = 80^\circ$ и ширина диаграммы направленности в угломестной плоскости $\varepsilon_{0,5} = 4^\circ$, то полное

число витков $\xi = \frac{\varepsilon_{сек}}{\varepsilon_{0,5}} = 20$, а время поворота антенны в азимутальной плоскости составляет

$T_{об} = \frac{T_{обз}}{\xi} = \frac{10 \text{ мин}}{20} = 0,5 \text{ мин} = 30 \text{ с}$. Тогда при частоте повторения $F_n = 1000 \text{ Гц}$ и ширине диа-

граммы направленности в азимутальной плоскости $\beta_{0,5} = 1^\circ$, число импульсов, получаемых за время

оборота $T_{об}$, равно $N_{об} = \frac{\beta_{0,5}}{360} F_n T_{об} \approx 80$. Если учесть, что доплеровское смещение частоты метео-

сигнала может превосходить частоту повторения, и в этом случае для ликвидации неоднозначности измерений F_0 необходимо использовать пачки импульсов с различными частотами повторений F_n , то допустимое число импульсов N в пачке обрабатываемых сигналов будет в 3-4 раза меньше рассчитанного выше, то есть $N = 20 - 30$.

Если исходный ряд отсчетов $x(n)$ пачки из N отсчетов дополнить $(P-1)N$ нулями [2], то дискретный частотный ряд Фурье будет изменен:

$X\left[k \frac{F}{PN}\right] = X[k] = T \sum_{n=0}^{PN-1} x(n) e^{-j \frac{2\pi}{PN} kn} = T \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-j \frac{2\pi}{PN} kn}$. В этом случае будет получено PN значе-

ний амплитуд на частотах $k \frac{1}{PNT} = k \frac{F_n}{PN}$. Зависимости СКО σ_F от частоты Доплера F_0 при до-

полнении исходных выборок нулями показаны на рис. 4 и 5 пунктирными линиями. Из них видно, что при $P = 2$ ($N_\phi = 2N$) ошибки дискретности уменьшаются вдвое. Видно, что для выбранных исходных данных зависимости ошибок от текущих значений измерений частоты носят линейный ха-

рактер. Максимальная ошибка имеет место, когда измеряемая частота находится посередине между частотами настройки соседних каналов, т.е. при $F_{\delta} = \frac{\Delta}{2}(2k+1)$, и составляет величину $\frac{\Delta}{2}$. Так, при

$F_n = 1000 \text{ Гц}$, количестве импульсов в пачке $N = 8(16) - \sigma_{F_{\max}} = \frac{\Delta}{2} = 62(31) \text{ Гц}$. Среднеквадратическая ошибка дискретности $\sigma_{\delta} = \frac{\Delta}{\sqrt{12}} = \frac{F_n}{N_{\phi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{12}} = 36(18) \text{ Гц}$. Примерно такие же значения СКО

получены и методом математического моделирования. Учитывая, что допустимая суммарная СКО измерения частоты метеосигнала составляет всего $\sigma_{F_{\delta}} = \frac{2\sigma_{v_r}}{\lambda} = \frac{2 \cdot 1}{0,1} = 20 \text{ Гц}$, приемлемая ошибка дискретности может составлять лишь единицы герц.

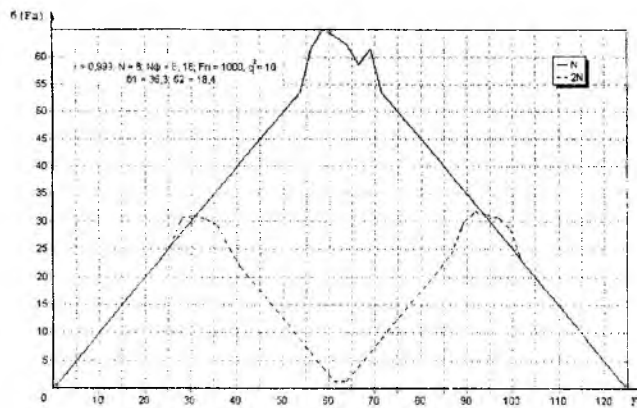


Рис. 4

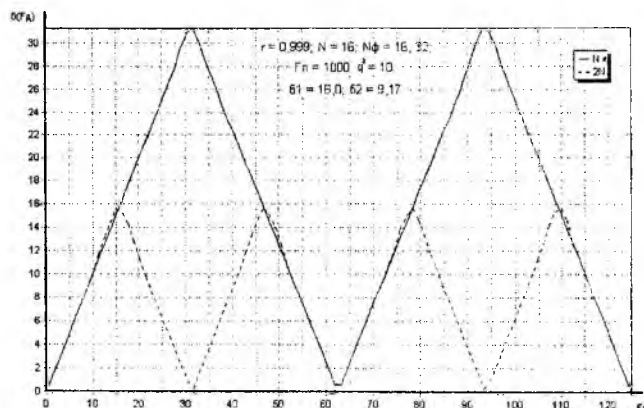


Рис. 5

При моделировании для каждого значения $F_{\delta i}$ производилось $M = 1000$ опытов, по результатам которых вычислялась дисперсия $\sigma_{F_{\delta i}}^2 = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \left(\hat{F}_{\delta ij} - F_{\delta i} \right)^2$, где $\hat{F}_{\delta ij}$ — оценка при j — м испытании. Усредненная дисперсия ошибок оценки частоты σ_F находилась путем вычисления

$\sigma_F^2 = \frac{1}{N_{\phi}} \sum_{i=1}^{N_{\phi}} \sigma_{F_{\delta i}}^2$. Значения σ_F составляют при $N_{\phi} = 8, 16, 32$ соответственно $36 \text{ Гц}, 18 \text{ Гц}, 9 \text{ Гц}$.

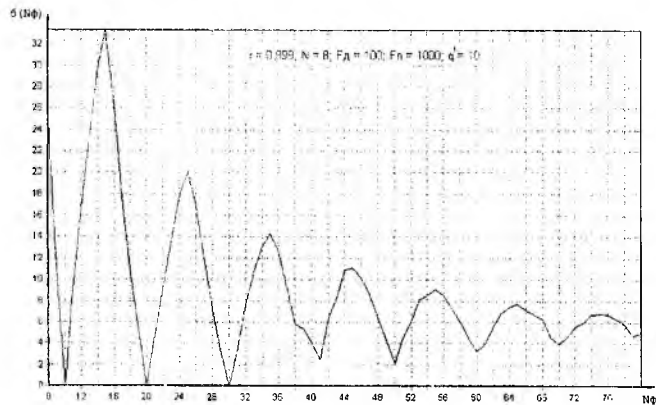


Рис. 6

Зависимость СКО σ_F от числа частотных каналов N_{ϕ} показана на рис. 6, из которой видно, что с увеличением количества фильтров ошибки дискретности уменьшаются. Причем, такой выигрыш имеет место, пока расстройка между частотными каналами

$\Delta = \frac{F_n}{N_{\phi}}$ не меньше $\frac{1}{5} \Delta F$, т.е. при

$\frac{\Delta}{\Delta F} = \frac{F_n}{N_{\phi}} \cdot \frac{1}{F_n} = \frac{N}{N_{\phi}} > \frac{1}{5}$, где ΔF — ширина

одного гребня спектра пачки из N когерентных радиоимпульсов. При меньших значениях Δ , из-за действия шумов, флуктуаций метеосигнала, амплитуды сигналов в соседних частотных каналах могут оказаться большими, чем в точно настроенном канале.

Другой способ уменьшения ошибок дискретности состоит в переходе от оценок максимального правдоподобия \hat{F}_{Omn} к интерполяционным оценкам \hat{F}_{Oin} , в качестве которых принимается величина $\hat{F}_{Oin} = \hat{F}_{Omn} + \delta$, где δ – поправка к оценке максимального правдоподобия \hat{F}_{Omn} , которую можно найти методом интерполяции значений сигналов в соседних частотных каналах.

Как известно, амплитудный спектр пачки когерентных радиоимпульсов описывается соотношением $S(f) = E_0 \tau_u \frac{\sin \pi(f - f_0) \tau_u}{\pi(f - f_0) \tau_u} \cdot \frac{\sin \pi(f - f_0) NT}{\sin \pi(f - f_0) T}$, а при наличии доплеровского смещения $S(f) = E_0 \tau_u \frac{\sin \pi(f - f_0 - F_\delta) \tau_u}{\pi(f - f_0 - F_\delta) \tau_u} \cdot \frac{\sin \pi(f - f_0 - F_\delta) NT}{\sin \pi(f - f_0 - F_\delta) T}$. Такой спектр гребенчатый с шириной одного гребня на уровне $0,7 \Delta F \cong \frac{1}{NT} = \frac{F_n}{N}$, где F_n – частота повторения импульсов. Разность частот максимумов гребней равна F_n . При корреляционно-фильтровой обработке выделяют один гребень. Поскольку $\frac{F_n}{\Delta F} = N$, то при заранее неизвестной частоте F_δ требуется применить набор N взаимно расстроенных согласованных с обрабатываемым сигналом фильтров.

На рисунке 3 изображены зависимости от частоты Доплера амплитуд сигналов на выходах ℓ фильтров ($\ell = 0, 1, 2$), настроенных на частоты $0, \frac{F_n}{N}, 2 \frac{F_n}{N}$,

$$S_\ell(F_\delta) = E_0 \frac{\sin \left[\pi \left(F_\delta - \ell \frac{F_n}{N} \right) NT \right]}{\sin \left[\pi \left(F_\delta - \ell \frac{F_n}{N} \right) T \right]}.$$

Как указывалось выше, значения $S_\ell(F_\delta)$ можно получить с помощью ДПФ. Так как заранее интенсивность принимаемых сигналов не известна, то по известному значению $S_\ell(F_\delta)$ лишь в одном фильтре с наибольшим значением амплитуды вычислить F_δ невозможно. Определить F_δ можно, если известны амплитуды сигналов в двух фильтрах: $\ell - m$ и $\ell + 1$ или $\ell - 1$. Для этого нужно решить трансцендентное уравнение

$$\frac{S_{\ell+1}(F_\delta)}{S_\ell(F_\delta)} = \frac{\sin \left[\pi \left(F_\delta - (\ell + 1) \frac{F_n}{N} \right) NT \right] \sin \left[\pi \left(F_\delta - \ell \frac{F_n}{N} \right) T \right]}{\sin \left[\pi \left(F_\delta - (\ell + 1) \frac{F_n}{N} \right) T \right] \sin \left[\pi \left(F_\delta - \ell \frac{F_n}{N} \right) NT \right]}.$$

С целью упрощения расчетов функцию $S_\ell(F_\delta)$, описывающую один гребень спектра сигнала, заменяют близкой к ней аппроксимирующей функцией. Из рисунка 3 видно, что в окрестности вершины гребня сигнал в настроенном фильтре может быть описан такими подходящими функциями, как $\cos x, \cos^2 x, \frac{\sin x}{x}, e^{-kx^2}$, а также параболой $y_0 - kx^2$. При исследованиях использовалась параболическая интерполяция, когда аппроксимирующая функция описывается в виде $S(F) = y_0 - kF^2$ ($k > 0$). Использование такой функции наиболее простое. Из выражения для $S(F)$ видно, что уравнение содержит три неизвестных (y_0, k, F). Поэтому для нахождения F необходимо знать значения амплитуд в трех соседних фильтрах, амплитудный спектр которых описывается параболой, смещенными по оси частот на величину $\Delta = \frac{F_n}{N_\phi}$.

Поскольку, как это видно из рис. 3, при $N_\phi = N$ для произвольного значения F_δ отсчеты $S_\ell(F_\delta)$, соответствующие главным гребням, одновременно будут лишь в двух фильтрах, то для осуществления параболической интерполяции число каналов N_ϕ должно быть не менее $2N$. Будем считать, что при ДПФ рассчитывается $2N$ амплитуд для частот $\ell \frac{F_n}{2N} = \ell \Delta$ ($\ell = 0, 1, \dots, 2N-1$), где $\Delta = \frac{F_n}{2N}$ – расстройка между соседними фильтрами. Пусть $F_{\delta i} = \ell \frac{F_n}{2N} + \gamma_i$, где γ_i есть отклонение $F_{\delta i}$ от частоты ℓ -го фильтра. Тогда

$$|S(\ell)| = \frac{\sin \pi \left(F_{\delta i} - \ell \frac{F_n}{2N} \right) NT}{\sin \pi \left(F_{\delta i} - \ell \frac{F_n}{2N} \right) T} = \frac{\sin \pi \gamma NT}{\sin \pi \gamma T};$$

$$|S(\ell+1)| = \frac{\sin \pi (\Delta - \gamma) NT}{\sin \pi (\Delta - \gamma) T};$$

$$|S(\ell-1)| = \frac{\sin \pi (\Delta + \gamma) NT}{\sin \pi (\Delta + \gamma) T}.$$

Такие значения получим при ДПФ, когда помехи отсутствуют. Предположим, что такие значения $S_\ell, S_{\ell+1}, S_{\ell-1}$ имеют место, когда гребни спектров описываются параболой

$$\begin{cases} S_\ell = y_0 - k\delta^2; \\ S_{\ell+1} = y_0 - k(\Delta - \delta)^2; \\ S_{\ell-1} = y_0 - k(\Delta + \delta)^2. \end{cases}$$

Найдем соотношение для расчета поправки δ , зная $S_\ell, S_{\ell+1}, S_{\ell-1}$. Для этого произведем некоторые преобразования:

$$\begin{cases} S_\ell - S_{\ell-1} = k\Delta(2\delta + \Delta), \\ S_{\ell+1} - S_{\ell-1} = 4k\delta\Delta, \end{cases}$$

откуда $\delta = \frac{\Delta}{2} \frac{S_{\ell+1} - S_{\ell-1}}{2S_\ell - S_{\ell+1} - S_{\ell-1}}$.

За искомую оценку $F_{\delta_{\text{инт}}}$ принимаем величину $F_{\delta_{\text{инт}}} = \ell \frac{F_n}{2N} + \delta$ (далее ее будем называть оцен-

кой параболической интерполяции). Эта оценка отличается от истинного значения $F_{\delta_{\text{ист}}} = \ell \frac{F_n}{2N} + \gamma$.

Для выяснения обоснованности параболической интерполяции установим близость параболической поправки δ к истинному значению γ , для чего построим зависимость $\delta - \gamma = f(\gamma)$. Из рисунка 7 видно, что при использовании параболической аппроксимации гребня спектра параболическая поправка отличается от истинной в худшем случае, когда $\gamma \approx \frac{\Delta}{4} = \frac{F_n}{4N_\phi}$, (при $N = 8, N_\phi = 16$), всего

на величину $\delta_{\text{max}} \approx \frac{\Delta}{40} = \frac{F_n}{40N_\phi} \cong 1,5\Gamma\text{ц}$.

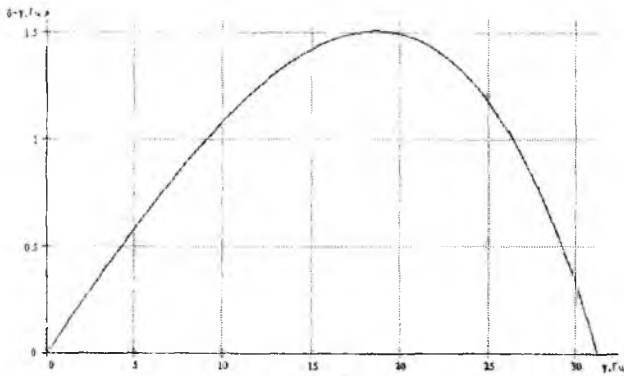


Рис. 7

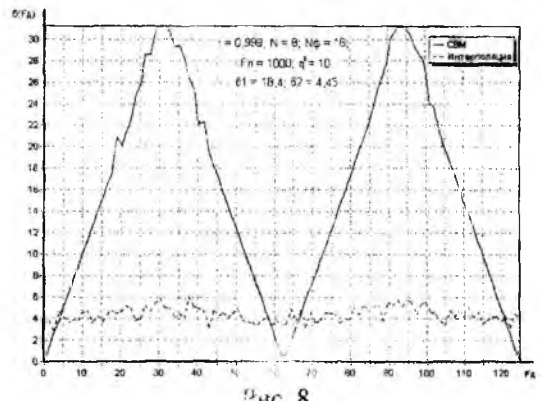


Рис. 8

Зависимость ошибок ОПИ от F_0 показана на рисунке 8 пунктирными линиями.

На этом же рисунке зависимость ошибок ОМП показана сплошной линией. При больших отношениях *сигнал/шум* и $r(T_n)$ ошибки ОМП изменяются по линейному закону и достигают для неблагоприятных частот $F_0 = \frac{\Delta}{2}(2k+1)$ больших значений, равных $\frac{\Delta}{2}$. В то же время ошибки ОПИ слабо зависят от значений измеряемой частоты. Максимальная ошибка ОПИ достаточно мала по сравнению с величиной $\frac{\Delta}{2}$. Для выбранных значений параметров – СКО σ_2 ОПИ меньше СКО σ_1 ОПИ примерно в четыре раза.

Результаты исследований зависимостей σ_F от коэффициента междупериодной корреляции метеосигнала $r(T)$ показывают, что в некоторых случаях флуктуации метеосигнала могут существенно ухудшить точность измерения F_0 . Чем меньше $r(T)$, тем больше ширина спектра низкочастотных флуктуаций метеосигнала и тем точность измерений ниже. При экспоненциальной функции корреляции $r(\tau) = e^{-\beta|\tau|}$ энергетический спектр $G(\omega) = \frac{2\beta}{\beta^2 + \omega^2}$, $G(0) = \frac{2}{\beta}$, $G_n(\omega) = \frac{G(\omega)}{G(0)} = \frac{\beta^2}{\beta^2 + \omega^2}$,

$\beta = \pi\Delta F_\phi$, $\Delta F_\phi = -\frac{\ln r(T)}{\pi T}$. Так, при $T = 1\text{мс}$, $r(T) = 0,9(0,999)$ – $\Delta F_\phi = 30(0,3)\text{Гц}$. Очевидно, влияние низкочастотных флуктуаций метеосигнала на погрешности измерения частоты тем сильнее, чем ΔF_ϕ ближе по величине к ширине одного гребня спектра пачки когерентных сигналов

$\Delta F = \frac{F_n}{N}$. Это видно из графиков $\sigma_F = \sigma[r(T)]$, рассчитанных для исходных данных: $F_n = 1000\text{Гц}$,

$F_0 = 40\text{Гц}$, $N_\phi = N(2N)$ для трех значений N , представленных на рисунках 9 ($N = 32$, $\Delta F \approx 30\text{Гц}$), 10 ($N = 16$, $\Delta F \approx 62\text{Гц}$) и 11 ($N = 8$, $\Delta F = 125\text{Гц}$). На интервале $0,5 < r(T) < 0,98$ (рис. 9) σ_F уменьшается от 70 до 14 Гц. Характер зависимости почти линейный. Когда же $N = 8$, зависимость от коэффициента междупериодной корреляции более слабая. Как видно из полученных графиков, достигнуть измерений F_0 с требуемой точностью возможно лишь при $r(T) > 0,98$.

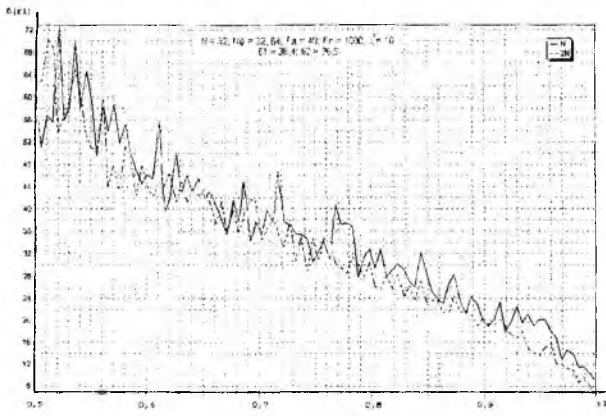


Рис. 9

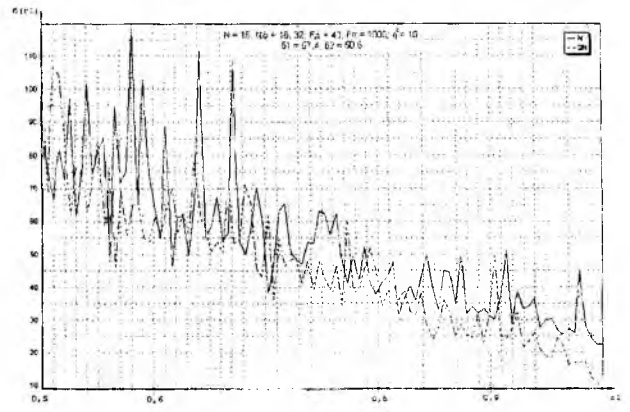


Рис. 10

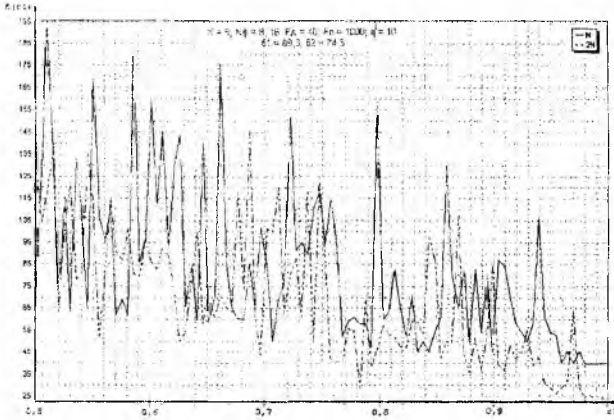


Рис. 11

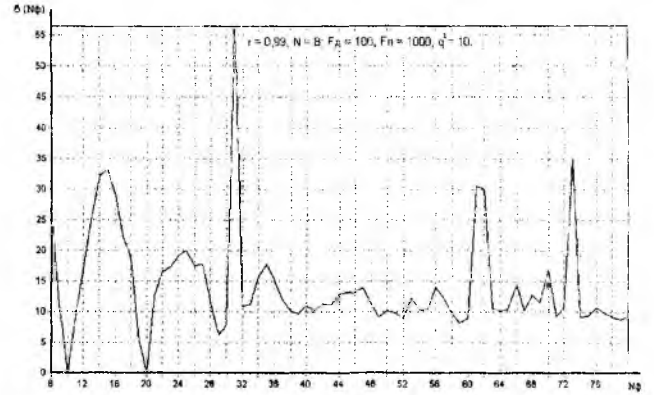


Рис. 12

Из опыта эксплуатации обзорных когерентно-импульсных РЛС ПВО, судя по достигнутым коэффициентам подавления пассивных помех от гидрометеоров, даже при частоте повторения $F_n = 360 \text{ Гц} < 1000 \text{ Гц}$ коэффициент корреляции $r(T) > 0,99$.

Количественную оценку выигрыша в точности измерения частоты за счет увеличения отношения сигнал/шум можно сделать, сопоставляя зависимости $\sigma_F = \sigma(N_\phi)$, полученные при $N = 8$ $r(T) = 0,99$, $F_d = 100 \text{ Гц}$, $F_n = 1000 \text{ Гц}$ для двух значений параметра обнаружения $q^2 = 10$ (рис 12) и $q^2 = 3$ (рис. 13). Оказалось, что $\frac{\sigma_F(q^2 = 3)}{\sigma_F(q^2 = 10)} \approx 1,5$, что близко к теоретическому результату

$$\sigma_F \sim \frac{1}{q}$$

Из зависимостей $\sigma_F = \sigma[q]$, полученных для $r(T) = 0,9$, $N_\phi = N$, $F_d = 10 \text{ Гц}$, $F_n = 1000 \text{ Гц}$ $N = 8$ (рис. 14) и $N = 16$ (рис. 15) видно, что из-за большой величины $\Delta F = \frac{F_n}{N} = 125(62) \text{ Гц}$ $\Delta F_\phi \approx 30 \text{ Гц}$ СКО σ_F велика ($\sigma_F = 50 \dots 40 \text{ Гц}$ и $\sigma_F = 60 \dots 30 \text{ Гц}$) и увеличение q^2 свыше 3...4 слабо влияет на σ_F . Это означает, что при $q^2 > 3$ флуктуационные ошибки, обусловленные шумами, меньше ошибок дискретности и ошибок, вызванных флуктуациями метеосигналов.

Известно, что для обзорных РЛС систем УВД и ПВО с типовыми параметрами, близкими к аналогичным параметрам ДМРЛС, $q^2 = \frac{P_c}{P_{ш}} > 100$. Поэтому можно сделать вывод, что основное влияние на суммарные ошибки измерения частоты Доплера оказывают ошибки дискретности и ошибки из-за флуктуаций сигнала.

Таким образом, достигнуть требуемую точность измерения скорости ветра можно, правильно выбирая число импульсов в пачке, а также уменьшая ошибки дискретности путем коррекции оценок максимального правдоподобия интерполяционными поправками.

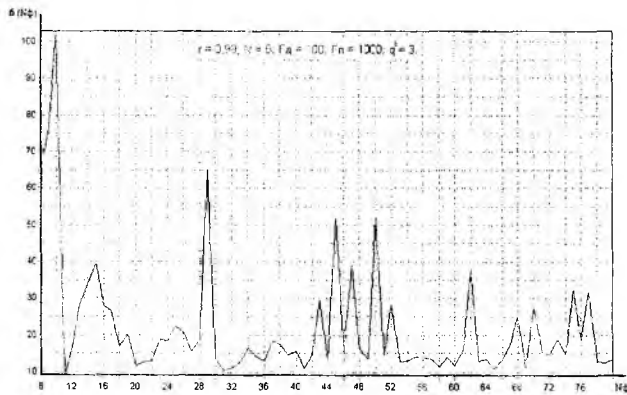


Рис. 13

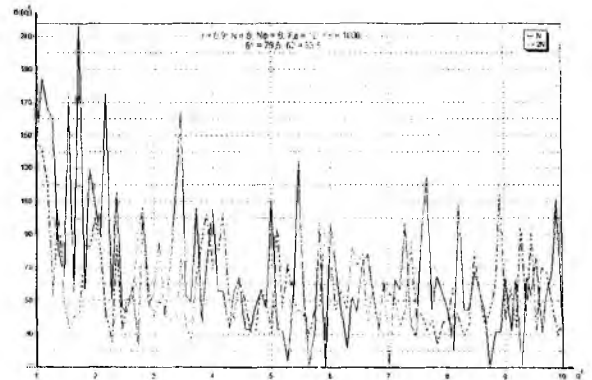


Рис. 14

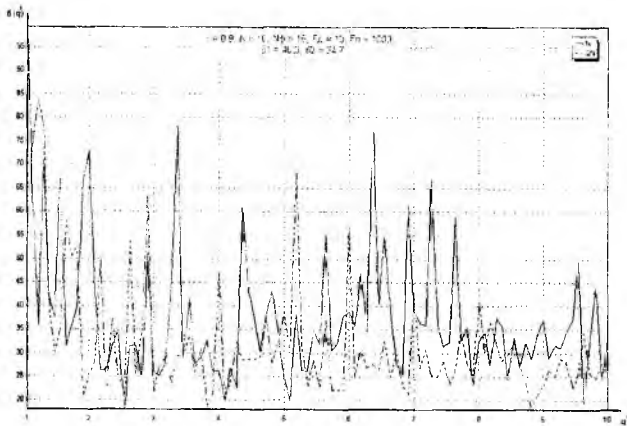


Рис. 15

Список литературы: 1. Кравченко Н.И., Ленчук Д.В. Предельная точность измерения доплеровского смещения частоты метеосигнала при использовании пачки когерентных сигналов. К.: Известия ВУЗов. Сер. радиоэлектроника. Т. 44, № 7. 2001. 2. Марпл.-мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 584 с. 3. Сосулин Ю.Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации. – М.: Радио и связь, 1992. 304с. 4. Зарубежная радиоэлектроника: Ежемесячный технический и науч.-техн. журнал. 1993. № 4.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.10.2001

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ В ПРЕЦИЗИОННЫХ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ТЕХНИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Быстрое развитие производства и появление новых технологий требует использования новых или усовершенствованных средств технической диагностики. Одним из таких средств являются радиотехнические системы (РТС). Однако требования к точности измерений и стабильности работы РТС часто превышают те возможности, которыми будут обладать приборы, созданные на основе разработанных ранее методов. Одной из причин, существующих практически всегда внутри различных производственных помещений и вблизи от них, является сильное влияние на результаты измерений посторонних отражателей или поверхностей. Эти отражатели и поверхности являются источниками дополнительного рассеяния радиоволн и образуют дополнительные каналы распространения. Как следствие появляются интенсивные помеховые сигналы, превышение которых над полезными сигналами в РТС диагностики во многих случаях выше, чем в традиционных системах. Ошибки измерения, возникающие за счет помеховых источников, могут намного превышать суммарную ошибку, обусловленную всеми остальными механизмами. Следует заметить, что случайные помеховые отражения особенно заметно влияют на характеристики прецизионных измерительных систем. Ослабление влияния помеховых отражений и многолучевого распространения традиционно достигается с помощью методов пространственно-временной фильтрации.

Условия работы РТС диагностики существенно отличаются от условий работы радиолокационных систем, в интересах развития которых первоначально разрабатывалась пространственно-временная фильтрация. Эти отличия существенно влияют на характеристики РТС, в которых применяется такая фильтрация, позволяют реализовать измерительные системы с повышенными возможностями пространственной селекции сигналов. Предложенный в [1] ретрансляционный метод предназначен для прецизионных измерений именно в таких условиях. Проведенные исследования позволили разработать математическую модель РТС, в которых используется данный метод, оценить возможности подавления помеховых отражений, экспериментально подтвердить полученные зависимости. Были установлены характеристики запаздывания, направления прихода радиоволны и их производные [2,3]. Предложены также методы создания измерительных систем разного назначения [4]. Однако направлениям исследований, которые следуют из применения пространственно-временной фильтрации в измерительных радиотехнических системах диагностики, уделено мало внимания. Направление этих исследований вытекает из интегральных результатов работ, посвященных ретрансляционному методу реализации пространственно-временной фильтрации.

Основная задача дополнительной пространственной фильтрации ретрансляционным методом решается за счет усиления функции направленности радиолокационного датчика с помощью дополнительной антенны. В систему вводится дополнительное устройство – ретранслятор, который обладает пространственной избирательностью, как и радиолокационный датчик. Как следует из соотношения, предложенного в [5] для РЛС, пространственная избирательность сигнала, принятого датчиком, определяется функцией направленности антенн:

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{G_{tmax} \cdot G_{rmax} \lambda^2 \cdot \sigma}{(4\pi)^3 \cdot R^4} \cdot |f_t(\alpha_t, \varepsilon_t) \cdot f_r(\alpha_r, \varepsilon_r)|^2 \quad (1)$$

где P_t, P_r – излучаемая мощность и мощность принятого сигнала; $G_{max} = 4\pi \int_0^{4\pi} |f(\alpha, \varepsilon)|^2 d\Omega$ – максимальная величина коэффициента направленного действия (КНД) антенны; $f(\alpha, \varepsilon) = E(\alpha, \varepsilon)/E(\varepsilon = 0)$ – функция направленности (индекс t или r в соотношении (1) определяет, к какому устройству относится антенна); E – напряженность электрического поля; ε – угол места, отсчитываемый от направления максимального излучения; α – азимут; Ω – телесный угол; λ – длина волны; R – расстояние между РЛС и объектом; $\sigma = 4\pi \cdot R^2 \cdot \vec{S}_r / \vec{S}_t$ – эффективная площадь рассеяния объекта; \vec{S}_t – вектор Умова-Пойнтинга волны, падающей на объект; \vec{S}_r – вектор Умова – Пойнтинга волны, принимаемой РЛС.

Влияние функций направленности двух устройств на результирующий сигнал можно объединить за счет последовательного прохождения сигнала через эти устройства. При этом произойдет перемножение их функций направленности. На рис. 1 представлено пространственное расположение РЛС и ретранслятора, которые образуют измерительную ретрансляционную систему (ИРС), показаны РЛС с излучающей $A_T^{(pl)}(x_T, y_T, z_T)$ и приемной $A_R^{(pl)}(x_R, y_R, z_R)$ антеннами; максимумы диаграмм направленности этих антенн ориентированы на контролируемый объект $T(x_T, y_T, z_T)$. Ретранслятор также имеет две антенны,

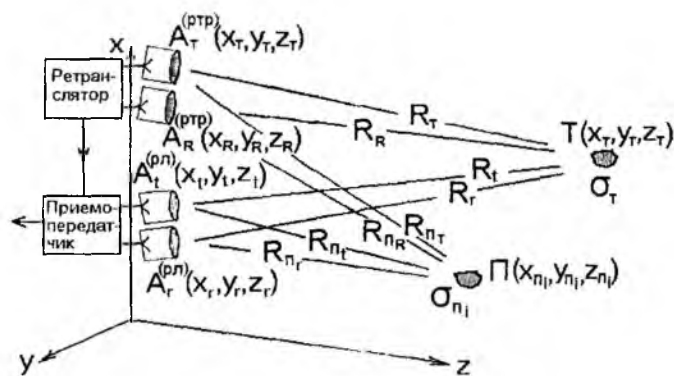


Рис. 1

одна из которых, $A_R^{(ptr)}(x_R, y_R, z_R)$, работает

на прием, другая, $A_T^{(ptr)}(x_T, y_T, z_T)$ – на излучение. На рис. 1 показан также i -тый посторонний (помеховый) отражатель $\Pi(x_{п1}, y_{п1}, z_{п1})$, имеющий эффективную площадь рассеяния $\sigma_{п1}$. К посторонним отражателям будем относить все объекты, направление на которые выходит за границы основного лепестка функции направленности. Как уже отмечалось, системы технической диагностики используются на небольших расстояниях, поэтому даже небольшие отличия в координатах установки и в ориентации антенн могут вызвать существенное, соизмеримое с шириной лепестка диаграммы направленности антенны смещение в пространстве функций направленности радиолокационного датчика и ретранслятора.

Пространственный фильтр может быть реализован за счет последовательного прохождения сигнала по пути приемопередатчик – объект – ретранслятор – объект – приемопередатчик. В этом случае произойдет двойное воздействие антенн, которое, как видно из соотношения (1) и схемы ИРС, будет пропорционально произведению коэффициентов направленного действия (КНД) антенн приемопередатчика и ретранслятора. Чтобы выделить сигнал, который пройдет по такому пути, в [1] предложено произвести изменение одного из параметров радиоволны, принятой ретранслятором и излучаемой в обратном направлении, а в приемнике применить фильтрацию, при которой используется преобразованный параметр. В качестве изменяемого параметра принята частота, так как при этом могут быть использованы хорошо отработанные способы и средства частотной фильтрации, выделения боковых компонент спектра и преобразования частот. Кроме того, могут быть использованы результаты многих исследований, проведенных в интересах развития РЛС и посвященных отражательной способности различных объектов и поверхностей. Анализ этих результатов, выполненный в [4], позволил сделать вывод о величине частотного сдвига в ретрансляционной системе. Эта величина в большинстве случаев может быть выбрана равной величине доплеровского сдвига сигнала, отраженного объектом, радиальная составляющая скорости которого находится вблизи скорости звука в атмосфере.

Соотношения, которые позволяют определить способы извлечения полезной информации в ИРС, разработаны пока только для самого простого случая. При разработке модели ИРС предполагалось (см. работы [1, 2, 3, 4]) использование совмещенной приемной и передающей антенн РЛС, совмещенных антенн ретранслятора, непрерывного сигнала с гармонической частотной модуляцией (ЧМ) и работа при этих условиях по точечному и плоскому отражателю. Для случая четырех отдельных антенн, показанных на рис. 1, при идеальной реализации частотного сдвига в ретрансляторе, при гомодинном методе приема, соотношение для боковых компонент спектра преобразованного сигнала имеет вид:

Соотношения, которые позволяют определить способы извлечения полезной информации в ИРС, разработаны пока только для самого простого случая. При разработке модели ИРС предполагалось (см. работы [1, 2, 3, 4]) использование совмещенной приемной и передающей антенн РЛС, совмещенных антенн ретранслятора, непрерывного сигнала с гармонической частотной модуляцией (ЧМ) и работа при этих условиях по точечному и плоскому отражателю. Для случая четырех отдельных антенн, показанных на рис. 1, при идеальной реализации частотного сдвига в ретрансляторе, при гомодинном методе приема, соотношение для боковых компонент спектра преобразованного сигнала имеет вид:

$$\dot{e}_{np_6}(t) = [f_t(\alpha_t, \varepsilon_t) f_R(\alpha_R, \varepsilon_R) f_T(\alpha_T, \varepsilon_T) f_r(\alpha_r, \varepsilon_r)] \cdot \sqrt{G_{t \max} G_{R \max} G_{T \max} G_{r \max} \frac{\sigma}{R_s^4}} \times \\ \times k \cdot U_6 \cdot \exp\left\{j \cdot (\omega \cdot (2 \cdot R_s/c) + 2\varphi_0 + \Omega_{sh}(t - R_s/c) + \varphi_{sh})\right\} \times \\ \times \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \left\{ J_n(z) \cdot \exp\left[-j \cdot n \cdot (\Omega_m t - \Omega_m \cdot R_s/c + \varphi_m)\right] \right\}, \quad (2)$$

где $z = 2m \cdot \sin(\Omega_m \cdot R_s/c)$; $R_s = |\vec{R}_t| + |\vec{R}_R| + |\vec{R}_T| + |\vec{R}_r|$; $f_t(\alpha_t, \varepsilon_t)$, $f_R(\alpha_R, \varepsilon_R)$, $f_T(\alpha_T, \varepsilon_T)$, $f_r(\alpha_r, \varepsilon_r)$ – функции направленности соответствующих антенн; $\alpha_t, \alpha_R, \alpha_T, \alpha_r$; $\varepsilon_t, \varepsilon_R, \varepsilon_T, \varepsilon_r$ – направления по азимуту и углу места на исследуемый объект со стороны антенн; $G_{t \max}$, $G_{R \max}$, $G_{T \max}$, $G_{r \max}$ – максимальные значения КНД излучающей антенны РЛС, приемной и излучающей антенн ретранслятора и приемной антенны РЛС; U_6 – амплитуда колебания, частота которого сдвинута в ретрансляторе; Ω_m, φ_m и $\Omega_{sh}, \varphi_{sh}$ – частоты и начальные фазы модуляции и колебания сдвига; φ_0 – изменение фазы сигнала при отражении; c – скорость распространения радиоволны; $J_n(z)$ – функция Бесселя первого рода n -ного порядка; k – коэффициент пропорциональности; n – номер гармоники частотной модуляции; $|\vec{R}_t|$, $|\vec{R}_R|$, $|\vec{R}_T|$, $|\vec{R}_r|$ – расстояния от соответствующих антенн до объекта (см. рис.1). Как видно из полученного соотношения (2), амплитуда радиоволны, возвратившейся в приемопередатчик, пропорциональна произведению коэффициентов направленного действия четырех антенн, в то время как в обычном радиолокаторе она пропорциональна произведению КНД двух антенн.

При использовании способов выделения информации из фазы несущей волны, примененных в [1], выходное колебание $e_{6\text{вых}}(t)$ имеет вид:

$$e_{6\text{вых}}(t) = [f_t(\alpha_t, \varepsilon_t) f_R(\alpha_R, \varepsilon_R) f_T(\alpha_T, \varepsilon_T) f_r(\alpha_r, \varepsilon_r)] \cdot \sqrt{G_{t \max} G_{R \max} G_{T \max} G_{r \max} \frac{\sigma}{R_s^4}} \times \\ \times k_1 \cdot U_6 \cdot J_n(z) \cdot \cos\left(\frac{n \Omega_m R_s}{c} - \varphi_{np}\right) \cdot \cos\left[\Omega_{sh} t + \varphi_{sh} - \frac{\Omega_{sh} R_s}{c} + 2\left(\frac{\omega R_s}{c} + \varphi_0\right) + \frac{n\pi}{2}\right], \quad (3)$$

где $\varphi_{np} = 0$ при n четном, $\varphi_{np} = \pi/2$ при n нечетном; k_1 – коэффициент передачи. Заметим, что в соотношениях (2) и (3) в отличие от формул, полученных в работе [1], амплитуды содержат четыре множителя, каждый из которых определяется направленными свойствами антенн, координатами их установки и ориентацией. Кроме того, усложнилась зависимость для суммарного пути $R_s = f(\vec{R}_t, \vec{R}_R, \vec{R}_T, \vec{R}_r)$, по которому распространяется радиоволна. Два дистанционно зависимых множителя $J_n(z)$ и $\cos(n \Omega_m R_s/c - \varphi_{np})$ остались практически неизменными. Следует отметить, что при высоких требованиях к точности определения запаздывания радиоволны может потребоваться учет более высоких компонентов разложения зависимости суммарного расстояния R_s от координат антенн и контролируемого объекта.

В реальных ретрансляторах при сдвиге частоты появляются полезная составляющая спектра и паразитный остаток второй боковой полосы. Предположим, как и в [1], что причиной появления паразитных компонент спектра является неидентичность амплитудных характеристик каналов ретранслятора. В этом случае полезные компоненты можно представить как результат воздействия суммы отражений двух разных каналов ретранслятора, а паразитные остатки – как их разность. После преобразования в первом смесителе опорного канала компоненты сигнала $\dot{e}_{(\omega - \Omega_{sh})}^{(np)}$ и $\dot{e}_{(\omega + \Omega_{sh})}^{(np)}$, сме-

щенные на частоту сдвига Ω_{sh} относительно спектральных компонент излучаемого сигнала, будут иметь вид:

$$\dot{e}_{(\omega-\Omega_{sh})}^{(np)} = [f_t(\alpha_t, \varepsilon_t) f_r(\alpha_r, \varepsilon_r) f_T(\alpha_T, \varepsilon_T) f_r(\alpha_r, \varepsilon_r)] \cdot \sqrt{G_{t\max} G_{r\max} G_{T\max} G_{r\max} \frac{\sigma}{R_s^4}} \times (4a)$$

$$\times k_2 \cdot (U_1 + U_2) \cdot \exp[j(\Omega_{sh}t + \varphi_{sh} + \Phi_\omega - \Phi_{sh})] \cdot \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} J_n(z) \exp[-jn(\Omega_m t + \varphi_m - \Phi_m/2)],$$

$$\dot{e}_{(\omega+\Omega_{sh})}^{(np)} = [f_t(\alpha_t, \varepsilon_t) f_r(\alpha_r, \varepsilon_r) f_T(\alpha_T, \varepsilon_T) f_r(\alpha_r, \varepsilon_r)] \cdot \sqrt{G_{t\max} G_{r\max} G_{T\max} G_{r\max} \frac{\sigma}{R_s^4}} \times (4b)$$

$$\times k_2 \cdot (U_1 - U_2) \cdot \exp[j(\Omega_{sh}t + \varphi_{sh} - \Phi_\omega - \Phi_{sh})] \cdot \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} J_n(z) \exp[jn(\Omega_m t + \varphi_m - \Phi_m/2)],$$

где $\Phi_\omega = (\omega R_s/c) - 2\varphi_0$; $\Phi_m = \Omega_m \cdot R_s/c$; $\Phi_{sh} = \Omega_{sh} \cdot (|\bar{R}_T| + |\bar{R}_r|)/c$; k_2 - коэффициент передачи; U_1, U_2 - амплитуды сигналов, отраженных рефлекторами ретранслятора. Соотношение для ряда, который образован спектральными компонентами на частотах излучаемого колебания, опущено, так как их частоты совпадают с частотами отражений от посторонних предметов и должны подавляться.

Как видно из соотношений (4a) и (4b), после выделения информации из фазы несущей волны с помощью способа, примененного в [1], будет происходить интерференция полезных и паразитных компонент спектра. Это приводит к появлению погрешности определения фазового набега $\Phi_{\Sigma\omega}$, пропорционального несущей частоте и расстоянию до контролируемого объекта.

С помощью соотношений (4a) и (4b) можно определить характеристики составляющих спектра, смещенных относительно гармоник модуляции, применяя способы выделения информации о запаздывании, предложенные в [1]. Компонента фазового набега $\Phi_{\Sigma\omega}$, пропорционального несущей частоте и расстоянию до контролируемого объекта, под воздействием интерференции паразитных и полезных компонент спектра будет искажена. На интервале $-\lambda/4 \leq \Delta R_s \leq \lambda/4$ зависи-

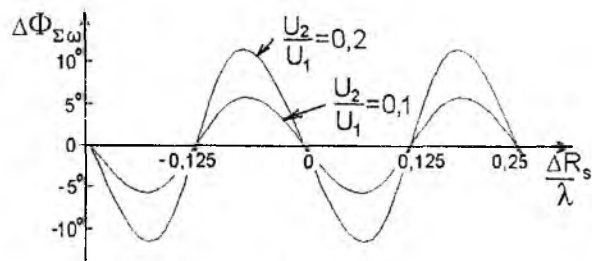


Рис. 2

мость $\Phi_{\Sigma\omega} = f(\Delta R_s)$ оказывается линейной только в случае, когда $U_2 = 0$; в реальных устройствах при $U_2 > 0$ появляется отклонение от линейного закона $\Delta\Phi_{\Sigma\omega} = f(\Delta R_s/\lambda)$, которое представлено на рис. 2.

Формула для выходного колебания, из которого извлекается фазовая компонента $\Phi_{\Sigma\omega}$, аналогична той, которая получена в [2, 4]. Однако амплитуда выходного колебания для рассматриваемого случая пропорциональна произведению функций направленности четырех разнесенных в пространстве и имеющих собственную ориентацию антенн.

Отклонение от линейной зависимости $\Delta\Phi_{\Sigma\omega} = f(\Delta R_s/\lambda)$, как можно видеть из рис. 2, даже при небольших уровнях паразитных компонент спектра ретранслированного сигнала достигает величин, которые необходимо учитывать при выполнении прецизионных измерений. Зависимость $\Delta\Phi_{\Sigma\omega} = f(\Delta R_s/\lambda)$ по форме близка к гармонической при уровнях $U_2/U_1 < 0,5$.

С помощью ретрансляционной измерительной системы может определяться направление прихода радиоволны. В работах [2, 4, 6] исследовался разностно-фазовый способ пеленгования, при котором используется две расположенные в разных точках пространства антенны. Направление прихода радиоволны определяется по разности фаз колебаний, принятых этими антеннами. Зависимость фазы от направления прихода радиоволны определяется в случае идеального преобразования в ретрансляторе из соотношений, аналогичных (3), при расхождении амплитудных характеристик ретранслятора

– с помощью соотношений, аналогичных (4а) и (4б), и получаемых из них формул для фазовых компонент $\Phi_{\Sigma\omega}$, которые извлекаются из выходных сигналов. В случае, когда присутствуют паразитные компоненты спектра, возникающего при преобразованиях сигнала в ретрансляторе, пеленгационная характеристика определяется с ошибкой, зависимость которой от направления прихода волны подобна зависимости, приведенной на рис. 2. Величина отклонения от линейной зависимости зависит также от отношения U_2/U_1 . Как показано в работе [6], период этой ошибки может быть разным, в центре пеленгационной характеристики ошибка отсутствует.

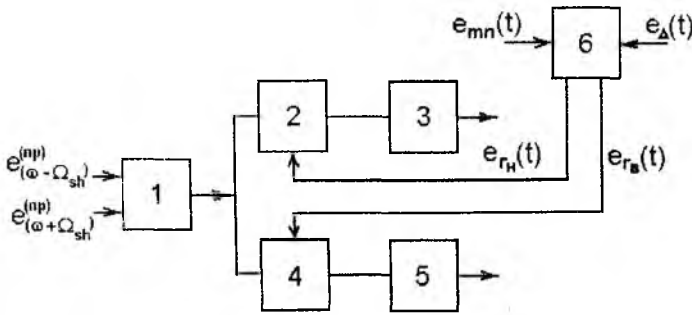


Рис. 3

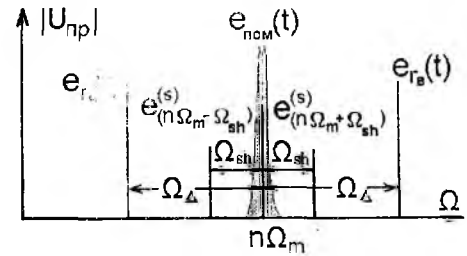


Рис 4

Набег фазы Φ_m на модулирующей частоте (см. соотношения (4а), (4б)) имеет большой пространственный интервал однозначного измерения. Величину Φ_m можно выделить из разности суммарных фаз двух компонент спектра принятого сигнала [7]. Способ выделения был предложен для радиолокационных устройств [8]; он поясняется схемой, представленной на рис. 3. На входе схемы стоит полосовой усилитель 1, в котором выделяются колебания в окрестности выбранной гармоники модуляции. На выходе полосового усилителя присутствуют помеховые $e_{ном}$ и информативные колебания $\dot{e}_{(n\Omega_m - \Omega_{sh})}^{(s)}$ и $\dot{e}_{(n\Omega_m + \Omega_{sh})}^{(s)}$. Последние вызваны суммарным воздействием компонент $\dot{e}_{(\omega - \Omega_{sh})}^{(np)}$ и $\dot{e}_{(\omega + \Omega_{sh})}^{(np)}$ (см. соотношения (4а) и (4б)). Для преобразования информативных компонент используются вспомогательные генераторы $e_{z,n}(t)$ и $e_{z,b}(t)$; их частоты расположены на частотной оси зеркально относительно выбранной гармоники модуляции на удалении Ω_{Δ} (см. рис.4). На первые входы преобразователей 2 и 4 двух параллельных каналов поступают колебания, выделенные полосовым фильтром 1. На второй вход преобразователя 1 поступает колебание $e_{z,n}(t)$, на второй вход преобразователя 3 – $e_{z,b}(t)$. Схема на рис.3 содержит два одинаковых полосовых усилителя 3 и 5, которые селективируют колебания на частоте $(\Omega_{\Delta} - \Omega_{sh})$. Как показано в работе [6], разность фаз выделяемых колебаний при использовании четных гармоник модуляции определяется соотношением

$$\Phi_m = 2n\Omega_m(R_S/c), \quad (5)$$

где n – номер гармоники модуляции.

Фаза Φ_m имеет относительно большой интервал однозначного измерения дальности. При предлагаемом методе исключается величина ϕ_0 – фаза коэффициента отражения от объекта (см. рис.1), изменение которой вызывает погрешность измерения дальности.

Анализ влияния паразитных компонент спектра, возникающего при преобразованиях в ретрансляторе, показывает, что погрешности обладают свойством асимметрии [4]. Использование этого свойства позволяет достаточно просто компенсировать погрешности. Одним из простых способов компенсации является введение дополнительных фазовых сдвигов в каналы измерительной системы. Это позволяет снизить в десятки раз отклонения от линейного закона для таких зависимостей как пеленгационная характеристика и запаздывание радиосигнала от дальности.

Таким образом, способ выделения модуляционной компоненты фазы [8], который был предложен с целью обеспечения идентичности требований к фазочастотным характеристикам каналов, оказался не только пригодным для ретрансляционного метода, но и позволил скомпенсировать те фазовые компоненты, которые появляются в результате интерференции полезных и паразитных составляющих спектра сигнала, возникающего при преобразованиях в ретрансляторе.

Оценки функции направленности ретрансляционной системы выполнялись разными способами [1, 4]. Способы оценки и направления синтеза этой функции, которые применялись при расчетно-аналитических методах, основаны на следующей аналогии. При последовательном прохождении радиоволны через устройства ретрансляционной измерительной системы происходит перемножение сигнала и функции направленности соответствующей антенны. Аналогично действуют включенные последовательно полосовые частотные фильтры, через которые проходит радиосигнал. Как видно из рис. 1, изменяя форму диаграммы направленности, ориентацию антенн, пространственное расположение, можно существенно изменить функцию направленности по сравнению с исходными зависимостями, которые выступают в роли сомножителей. Отсюда следует, что использование узконаправленных антенн предпочтительнее. В технической диагностике это направление реализации требует применения миллиметрового диапазона волн. Поскольку расчетные оценки сильно зависят от исходных условий, от таких малоизученных характеристик, как прямое прохождение сигнала между антеннами и трактами разных устройств, остановимся на результатах экспериментальной проверки функции направленности ИРС [9].

В экспериментальной системе функции излучающей и приемной антенн РЛС выполняла одна антенна, другая – аналогичные функции в ретрансляторе. Использовалась волна 4,41 мм. Диаграммы направленности антенн были одинаковыми, их ширина по уровню 3 дБ в обеих плоскостях была около 4° , выигрыш антенны превышал 32 дБ. Внешний вид экспериментального макета показан на рис. 5. Как видно из рисунка, рупорно-линзовые антенны приемопередатчика и ретранслятора были установлены рядом. Прямое прохождение сигнала из одной антенны в другую составляло около – 63 дБ. Весь макет устанавливался на поворотном устройстве и мог быть ориентирован по угловым координатам с точностью лучше, чем $0,5^\circ$.

В качестве объекта использовались уголко-вые отражатели. Результаты измерения амплитуды принятого сигнала как функции дальности представлены на рис. 6 и обозначены звездочками.

Величины, рассчитанные по соотношению (2), отображены кривой 1. Экспериментальные и расчетные значения сигнала отличались, как правило, не более, чем на 3 дБ.

Расчет уровня сигнала в РЛС с непрерывным излучением и ЧМ при работе на второй гармонике частоты модуляции показан на рис. 6 кривой 2.

Как видно из приведенных данных крутизна экспериментальной зависимости хорошо соответствовала соотношению (2) и сильно отличалась от крутизны зависимости для радиолокационного случая.

На рис. 7 приведена зависимость амплитуды сигнала от ориентации ретрансляционного измерителя. Сплошной кривой обозначены значения, которые получены возведением в четвертую степень КНД одной антенны ретранслятора. Экспериментальные значения были сняты с интервалом $0,5^\circ$. В области основного лепестка экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом, в области боковых лепестков различия становятся сравнительно большими. Это различие может объясняться тем, что в области боковых лепестков уровень сигнала приближался к уровню шума и даже терялся в

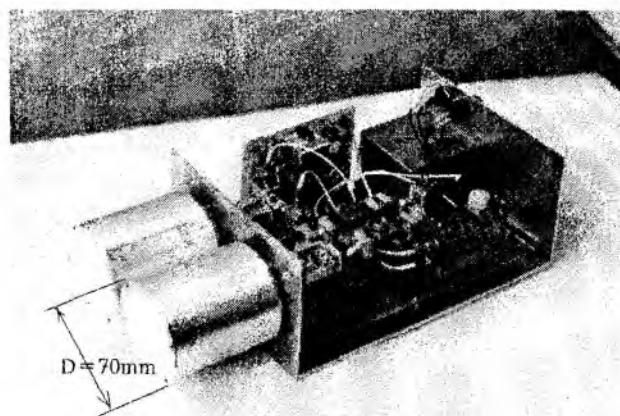


Рис. 5

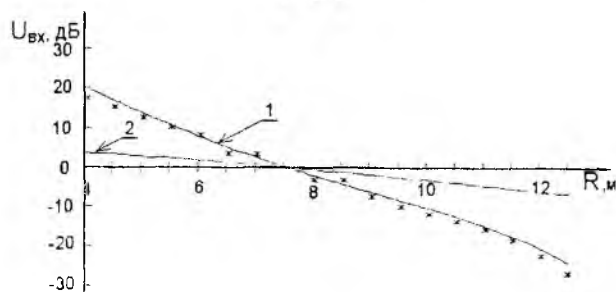


Рис. 6

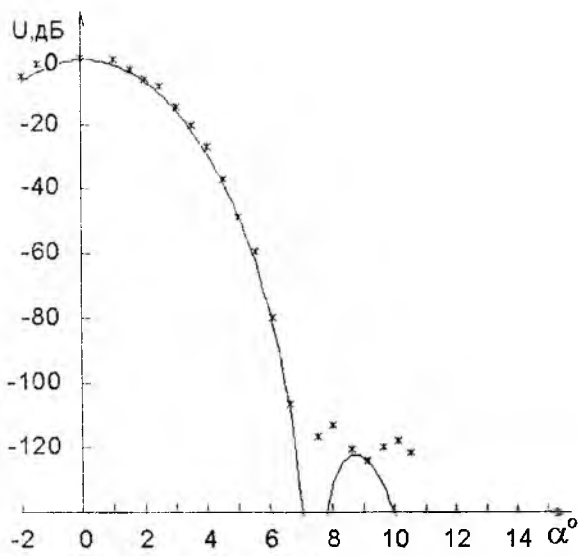


Рис. 7

нитной) проницаемости от параметров среды распространения. В экспериментах таким измерителем служил макет, представленный на рис. 5. В качестве информационного параметра этого измерителя использовалась фазовая компонента Φ_{ω} , которая равна фазовому набегу несущей радиоволны на всем пути распространения. Такой выбор сделан в связи с высокой крутизной зависимости $\Phi_{\omega} = f(r)$, которая при использовании ИРС диапазона волн 4 мм составляет около $d(\Phi_{\omega})/dr \approx 3 \text{ мкм/град}$.

Полученные экспериментально зависимости $\Phi_{\omega} = f(\Delta r)$ содержали регулярное линейное изменение и добавку $\delta \Phi_{\omega} = f(\Delta r)$, состоящую из погрешности, вносимой паразитными компонентами спектра и случайными отклонениями. Первая часть добавки $\Delta \Phi_{\Sigma \omega} = f(\Delta R_s/\lambda)$, обусловленная интерференцией паразитных и полезных спектральных составляющих, была близка к расчетной величине и имела вид, представленный на рис. 2. Среднеквадратическое значение второй части – случайной составляющей добавки $\delta \Phi_{\omega} = f(\Delta r)$, оценивалось величиной около половины градуса. Эта величина соответствует изменению расстояния около 1,5 мкм и характеризует точность измерения расстояния данным методом.

Экспериментальная оценка точности измерения вибраций с помощью прецизионного измерителя электрической длины пути показала, что среднеквадратическая величина флуктуаций в этих опытах была меньше 0,4 мкм. Снижение ошибки в этих опытах объясняется не только сужением полосы пропускания, но и исключением постоянной составляющей измеряемого запаздывания.

Измерение толщины ретрансляционным методом реализуется с помощью двух прецизионных измерителей. Полученная экспериментально точность измерения составляла около 15 мкм.

Характеристики сигнала, отраженного плоскостью и принятого прецизионным измерителем, были получены аналитически [3]. Эти соотношения устанавливают зависимость компоненты фазы Φ_{ω} от размера, ориентации и расстояния измеритель – отражатель при неполном подавлении второй боковой компоненты спектра, возникающего при ретрансляции. В отличие от случаев работы ИРС с точечным объектом, плоскость представлена как совокупность элементарных отражателей. Такая картина имеет место при контроле плоских поверхностей или при измерении толщины проката. Совместное воздействие распределенных по плоскости отражающих элементов учитывается фазовой добавкой, которая определяется интегрированием и зависит от многих аргументов. Как следует из полученных соотношений, даже при малом изменении ориентации плоского отражателя, имеющего малые размеры, происходит заметное изменение фазового набега несущей волны, которое воспринимается как изменение дальности. При размерах отражающей пластины в единицы длин волн и угловых поворотах в единицы градусов фаза принимаемого сигнала изменяется на единицы градусов. Изменение уровня подавления второй боковой полосы, возникающей при формировании частотного сдвига в ретрансляторе, приводит также к изменению фазы выходного сигнала. Однако полученные соотношения позволяют определить допуски на угловые отклонения, которые лежат в диапазоне ре-

шумах. Следует отметить, что измеренные значения пространственной избирательности до величин около 120 дБ превышали соответствующую величину для радиолокационного случая на 55...60 дБ.

Экспериментальные и теоретические исследования некоторых возможностей создания измерительных ретрансляционных систем, оценки достижимых на практике точностей измерения подтвердили выводы о возможности реализации прецизионного контроля в условиях, которые существуют в производственных помещениях. Отметим некоторые результаты этих исследований, на основе которых представлен отчет [9].

Прецизионный измеритель электрической длины пути распространения радиоволны может использоваться, например, при измерении вибраций, толщины проката или для обнаружения примесей, которые отличаются по диэлектрической (или маг-

лизуемых величин в случае, когда требуемая точность измерения лежит в области одного, двух десятков микрометров.

В работах [4, 9] выполнен анализ применения ИРС для прецизионного измерения длины движущихся протяженных изделий. Дополнительно к ИРС в измерительной системе используются датчики момента начала и конца измерения. В качестве информационного параметра используются биения выходного сигнала, связанные с доплеровским сдвигом частоты. Поскольку эта величина связана с фазовым набегом Φ_{ω} , точность радиотехнической части измерителя намного выше величин, которые определяются другими компонентами системы.

Использование модуляционной компоненты фазы принятого сигнала позволяет измерять большое относительное запаздывание радиосигнала и распространить область применения ИРС на измерение уровня жидкостей. Ретрансляционный уровнемер может быть реализован как многошкальный измеритель. Его среднеквадратическая ошибка оценивается величиной около 0,1% интервала однозначного измерения [3, 9].

Основным результатом проведенных исследований и разработок является новый, ретрансляционный метод работы радиотехнических систем, предназначенных для прецизионных измерений параметров технологических процессов и работающих в таких условиях, когда основной вклад в ошибки измерения вносят интенсивные помеховые отражения от посторонних предметов и многолучевое распространение радиоволн. Новые прецизионные измерительные РТС отличаются от традиционных систем дополнительным преобразованием сигнала в ретрансляторе и дополнительной селекцией в приемнике с использованием измененного параметра, двукратным распространением волн в исследуемой среде и двукратным отражением от контролируемого объекта. Двойное прохождение радиоволны по трассе по влиянию на фазу отраженного сигнала эквивалентно укорочению длины несущей волны и приводит к повышению точности измерения малых изменений расстояния до наблюдаемого объекта.

Разработана математическая модель ретрансляционной РТС, в которой используется непрерывное излучение с гармонической частотной модуляцией и фазокомпенсационный способ сдвига частоты. Получены соотношения, определяющие принятый сигнал, разработаны способы выделения информационных параметров сигнала: фазового набега Φ_{ω} , пропорционального несущей частоте, и фазового набега Φ_m , пропорционального модулирующей частоте. Получены соотношения для определения направления прихода радиоволны и его производной.

Теоретически и экспериментально показано, что функция направленности измерительной ретрансляционной системы определяется произведением функций направленности четырех антенн, которые могут иметь разные координаты, разную ориентацию и, в результате, низкий уровень боковых лепестков за пределами основного лепестка диаграммы направленности. Экспериментально показано, что при использовании миллиметрового диапазона волн уровень боковых лепестков системы на 55...60дБ ниже соответствующего уровня РЛС, что позволяет приблизиться к реализации потенциальных точностей РТС диагностики.

Получены соотношения для систем с отдельными приемо-передающими антеннами РЛС и ретранслятора. Анализ показал перспективность применения таких систем с целью повышения пространственной избирательности за счет изменения характеристик направленности, поляризации и координат установки отдельных антенн.

Разработанный для ретрансляционного метода способ обработки сигнала позволяет при измерении набега составляющей фазы, которая пропорциональна частоте модулирующего колебания, исключить фазу коэффициента отражения от объекта.

Определены погрешности, вносимые за счет недостаточного подавления боковой спектральной составляющей в модуляционную компоненту фазы. Показано, что при предложенном способе выделения модуляционной компоненты фазы эти погрешности компенсируются. Кроме того облегчается обеспечение идентичности фазочастотных характеристик каналов измерителя.

Показано, что погрешности измерения фазового набега Φ_{ω} , пропорционального несущей частоте, возникают вследствие неполного подавления одной боковой компоненты спектра и могут быть существенно снижены за счет использования асимметрии отклонений от линейного закона изменения фазовых набегов. Снижение ошибок, вызванных данным механизмом, помимо использования традиционных способов достигается с помощью специально введенных, управляемых фазовращателей более, чем на порядок.

Разработаны рекомендации по схемам построения ретрансляционных систем диагностики различного назначения: измерителей вибраций, концентрации примесей, толщины и длины изделий проката, уровнемеров. Аналитически получены характеристики сигнала для систем, контролирующих расстояние до плоскости, которая представлена как совокупность элементарных отражателей. Получены соотношения, которые устанавливают изменение фазового набега несущей волны от ориентации и размеров отражающего участка.

Экспериментальная оценка характеристик ретрансляционной РТС в лабораторных условиях показала, что погрешности измерения вибраций составляли десятые доли микрона, погрешности измерения толщины около 15 мкм. Оценки, выполненные на основе экспериментально полученных значений флуктуаций фазы выходного сигнала, показали, что погрешность измерения величины коэффициента преломления составит десятые доли n – единицы, равной 10^{-6} коэффициента преломления стандартной тропосферы. Уровнемер, созданный с использованием ретрансляционного метода, может быть реализован как многошкальный измеритель. Его погрешность оценивается величиной около 0,1% интервала однозначного измерения.

Таким образом, проведенные исследования и разработки позволили предложить новый, ретрансляционный метод реализации пространственно-временной фильтрации в радиотехнических системах, предназначенных для прецизионных измерений параметров технологических процессов и работающих в таких условиях, когда основной вклад в ошибки измерения вносят интенсивные помеховые отражения от посторонних предметов и многолучевое распространение радиоволн.

Список литературы: 1. *Величко А.Ф., Величко Д.А.* Ретрансляционный метод измерения и подавления помеховых отражений при непрерывном излучении с частотной модуляцией. К.: Известия высших учебных заведений «Радиоэлектроника». 1998. Т. 41, №11. С. 3-12. 2. *Величко А.Ф., Величко Д.А.* Характеристики отраженного сигнала при ретрансляционном методе и ограниченном подавлении боковых компонент спектра. К.: Известия высших учебных заведений «Радиоэлектроника». 2000. Том 43. № 3. С.11-20. 3. *Величко Д.А.* Характеристики сигнала, отраженного плоскостью, при ретрансляционном методе измерения.– К.: Известия высших учебных заведений «Радиоэлектроника». 2000. Том 43, № 11, С.29–37. 4. *Величко Д.А.* Ретрансляционный метод работы прецизионных радиотехнических систем технической диагностики: Дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук: 05.12.17. Харьков. Харьк. нац. ун. радиоэлектроники. 2001. 128с. 5. Распространение ультракоротких радиоволн / Пер. с англ. под ред. *Б.А. Шиллерова*. М.: Сов. радио, 1954. 710 с. 6. *Velichko A.F., Velichko D.A.* Accuracy of the Tracking Performance Measurement in the Case of moving Targets Electronic Simulator Using. // International Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves" – URSI-Conf. Proceedings. Vol.IV. June 7-10, 1994. Kharkov, Institute of Radiophysics and Electronics of National Academy of Science of Ukraine. P. 765-768. 7. *Величко Д.А.* Выделение модуляционной компоненты фазы сигнала в ретрансляционных измерителях // Материалы 10-й Междунар. Крымской микроволновой конф. «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии» (CriMiCo'2000). 11-15 сентября 2000г, Крым, Украина. С. 527-528. 8. *Величко Д.А.* Способ повышения идентификации каналов дальномера в РЛС с непрерывным излучением и ЧМ. // Сборник научных трудов IV Междунар. молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке». секция «Радиотехника», ХТУРЭ 2000. С. 18-19. 9. Precise Radar Measurement at Millimeter Waves Nearby Outside Reflectors and Boundary Surface: Final Report. // Project No150 STCU. IRE NASU. Kharkov. 1999. 42 p.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 18.10.2001

АППАРАТНО-ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС “ОРТ” ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ И ЛОКАЛИЗАЦИИ ЗАКЛАДНЫХ УСТРОЙСТВ

В государственной программе информационной безопасности Украины уделяется большое внимание вопросам разработки комплексных систем защиты информации. В таких системах важное место занимают методы технической защиты информации (ТЗИ) (до 30-35 процентов от общего объема мероприятий по защите информации), предотвращающие утечку информации по техническим каналам [1]. Наиболее информативным является радиоэлектронный канал, образуемый, в частности, за счет использования радиоакустических закладных устройств (ЗУ).

Работу современного специалиста в области ТЗИ невозможно сейчас представить без использования радиомониторинга, являющегося эффективным методом для обнаружения закладных устройств (ЗУ), внедряемых в контролируемое помещение. Ядром любой профессиональной системы радиоконтроля является сканирующий радиоприемник, обладающий высокой чувствительностью, частотной избирательностью, широким диапазоном частот и собственной памятью. Но применение их в качестве автономных устройств для осуществления радиомониторинга с целью выявления ЗУ требует весьма высокой квалификации оператора, а в некоторых случаях практически невозможно. Повышение эффективности процедуры поиска ЗУ достигается применением специализированных комплексов радиоконтроля. По принципу построения все приборы данного класса можно условно разделить на две основные группы:

- комплексы, специально разработанные и конструктивно выполненные в виде единого устройства;
- комплексы, созданные на базе серийных сканирующего приемника и персонального компьютера.

Одним из наиболее известных приборов первой группы является комплекс OSC-5000 (OSCORNPI spectral correlator), который совмещает в себе функции широкодиапазонного панорамного приемника, анализатора спектра и коррелятора сигналов. Однако стоимость подобного комплекса очень высока (более 10 тыс. дол.), что делает его недоступным для широкого применения. Находят применение и другие специализированные комплексы, такие как СРМ-700, ST-031, АРК-Д1 и др. [2-4]

Комплексы второй группы представляют собой аппаратно-программные системы на базе стандартного компьютера с установленным на нем специальным программным обеспечением и недорогого сканирующего приемника, которые иногда могут оснащаться дополнительной аппаратурой. Преимущества такого подхода очевидны: современный персональный компьютер стоит относительно недорого и располагает возможностями для реализации «интеллектуальных» процедур обнаружения любой сложности. Стоимость этих комплексов при незначительной потере качества на порядок ниже стоимости комплексов первой группы. На настоящий момент известно большое число различных программ управления сканирующими приемниками, таких как Sedif-Pro, Filin, «СканАР», «Кротмини», Arcop, Radio-Search, DigiScan-2000. [2-5]. Кроме функций управления, а также накопления и обработки данных о радиообстановке, специализированное программное обеспечение решает задачи идентификации принятых сигналов с сигналами закладных устройств. При этом существенно повышается оперативность и надежность поиска ЗУ.

В Харьковском национальном университете радиоэлектроники разработан аппаратно-программный комплекс “ОРТ” (АПК) на базе сканирующего приемника IC-PCR-100, предназначенный для выявления, идентификации и локализации радиоакустических закладных устройств, которые передают информацию об акустической обстановке в помещении по радиоканалу в реальном масштабе времени. В состав АПК входят: IBM PC/AT – совместимый компьютер, управляющая программа, предназначенная для работы под управлением операционной системы Windows 95/98, сканирующий приемник IC-PCR-100 (один из лучших в своем классе по соотношению цена/качество) и трехканальный акустический дальномер. АПК может выявлять ЗУ, использующие для передачи по радиоканалу амплитудную, узкополосную частотную или широкополосную частотную модуляцию в частотном диапазоне от 0,01 МГц до 1300 МГц.

Управление режимами работы сканирующего приёмника, съём, обработка, хранение и представление данных осуществляются программой DAYANA. Внешний вид интерфейса главного окна программы представлен на рис. 1, где цифрами обозначены: 1 – главное меню программы; 2 – кнопка запуска процесса сканирования; 3 – поле установки и отображения основных параметров сканирова-

ния; 4 – окно для отображения снятых спектрограмм; 5 – указатель частотного диапазона; 6 – поле установки режимов сканирования; 7 – элементы управления приемником; 8 – таблица базы данных зарегистрированных сигналов; 9 – окно отображения осциллограмм, спектров и взаимокорреляционной функции двух записанных сигналов; 10 – индикатор S-метра; 11 – поле с кнопками управления идентификационным тестом.

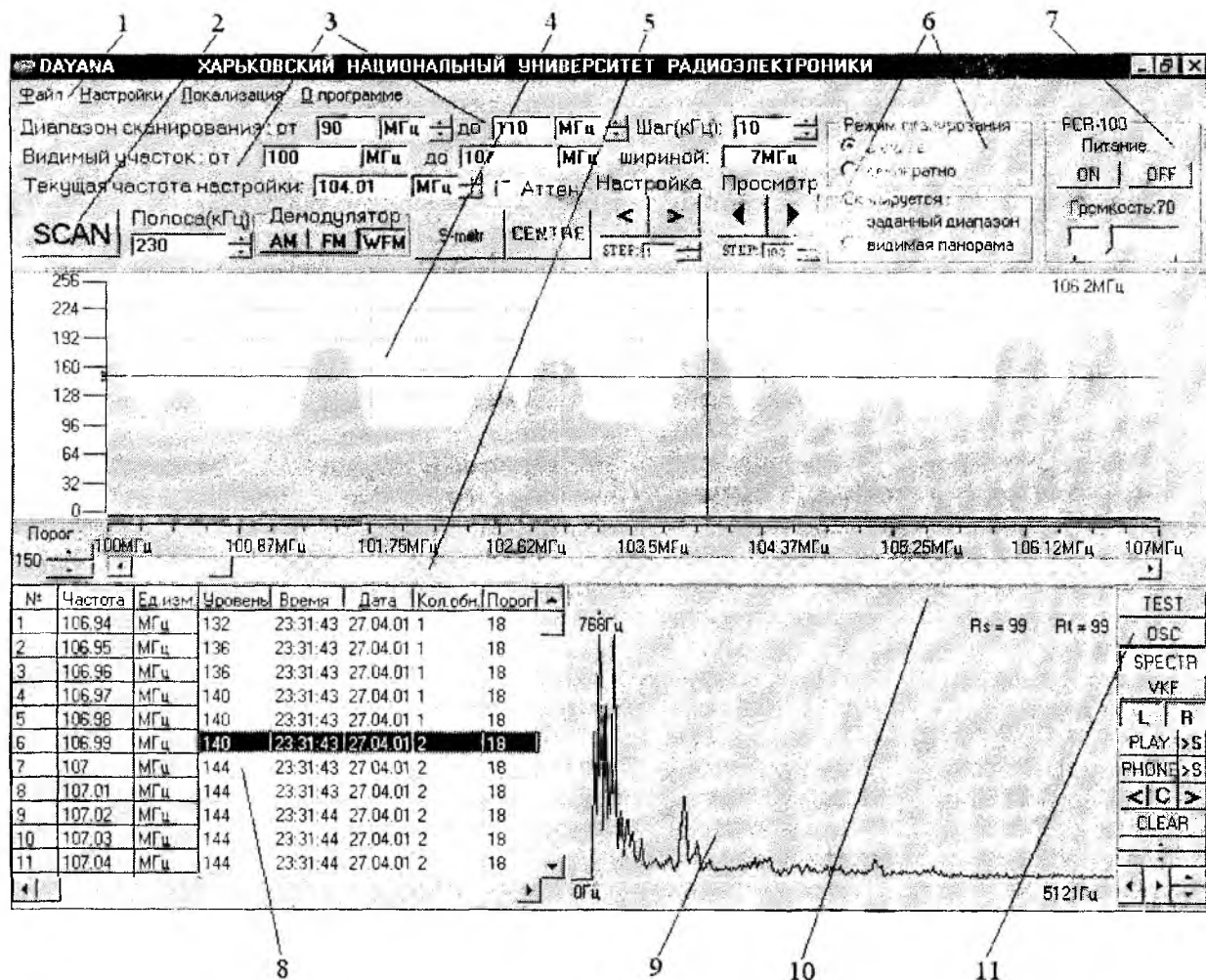


Рис. 1

Программа DAYANA позволяет:

- управлять всеми режимами работы приемника IC-PCR-100;
- снимать спектрограмму в любом задаваемом диапазоне частот (в пределах 10кГц – 1300МГц);
- сохранять и просматривать спектрограммы всех максимальных, минимальных и усредненных значений уровня сигнала на любой частоте заданного диапазона;
- регистрировать параметры радиоизлучений, отнесенных к разряду опасных;
- сохранять полную базу всех зарегистрированных радиоизлучений (в количестве до 2000);
- проводить (вручную или автоматически) идентификацию зарегистрированного сигнала с сигналом ЗУ;
- находить и просматривать в отдельном окне спектры и взаимокорреляционные функции записанных сигналов, а также их осциллограммы;
- определять (с использованием аппаратной части) координаты радиоакустического ЗУ на расстоянии до 15 метров.

АПК предполагает работу оборудования круглосуточно, без постоянного присутствия оператора. При этом спектрограмма в заданном диапазоне снимается циклически. Селекция опасных радиоизлучений проводится путем нахождения разницы между эталонной спектрограммой (полученной при условии отсутствия ЗУ в контролируемом помещении) и текущей спектрограммой. Превышение зна-

чений текущей спектрограммы над эталонной больше заданного порога свидетельствует о вновь появившихся сигналах, которые регистрируются в базе данных и относятся к группе опасных.

Далее, используя специальные тесты, проводится идентификация опасных сигналов на предмет принадлежности их ЗУ, расположенных в контролируемом помещении. Принципы, положенные в основу идентификационных тестов, базируются на демаскирующих признаках радиоакустических ЗУ.

Первый тест основан на корреляционном анализе в спектральной и временной областях акустического сигнала, циркулирующего в контролируемом помещении, и демодулированного сигнала, полученного с выхода приемника. При отсутствии достаточного уровня акустического фона в помещении имеется возможность включения акустического тестового сигнала.

Второй тест проводит проверку наличия 2-й и 3-й гармоник в спектре опасных сигналов путем измерения уровня ВЧ-сигнала, а также повторного проведения корреляционного теста на частотах этих гармоник.

Третий тест основан на аксиоме, предполагающей, что на одинаковые акустические воздействия ЗУ отвечает одинаковыми радиооткликами. Для этого дважды воспроизводится один и тот же тестовый акустический сигнал и записываются сигналы с выхода приемника, между которыми находится коэффициент корреляции. Если он высок, то есть сигналы похожи друг на друга, то велика вероятность того, что данный сигнал излучается ЗУ.

Если ЗУ идентифицировано, то его локализация выполняется при помощи трехканального акустического дальномера (АД), который позволяет однозначно определять координаты радиозакладки с использованием трех разнесенных в пространстве акустических колонок. Звуковые колонки поочередно возбуждают акустическую волну, распространяющуюся со скоростью звука в контролируемом помещении, а АД производит измерение времени распространения звуковой волны от каждой из колонок до ЗУ. Измерение расстояния до ЗУ из трех разнесенных точек позволяет однозначно определить его местоположение.

Акустический дальномер выполнен в виде отдельного устройства, на которое возложены функции формирования акустической волны и определения времени распространения акустического сигнала до ЗУ. Результат измерений вводится в ЭВМ для дальнейшей обработки.

Функциональная схема АПК «ОРТ» представлена на рис. 2.

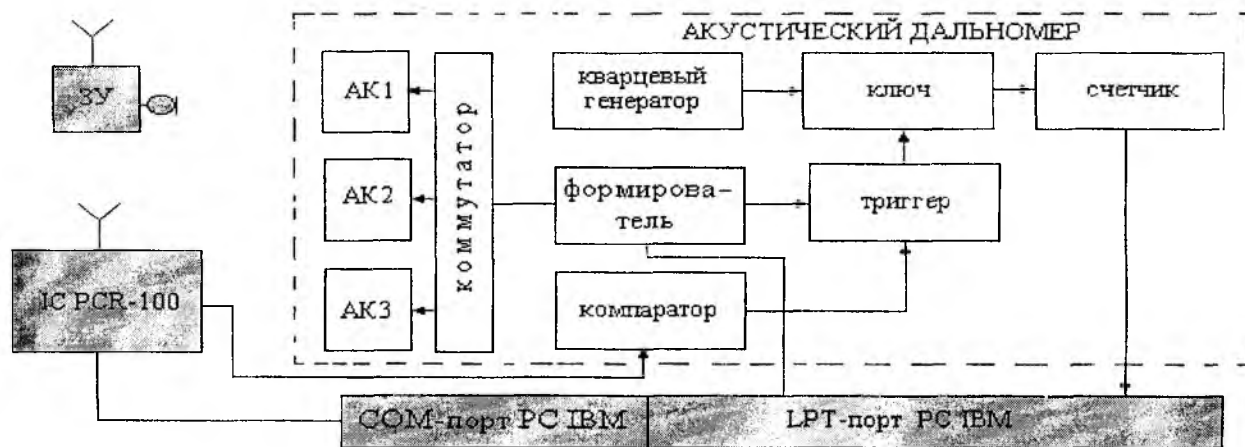


Рис. 2

Погрешность измерения координат ЗУ акустическим дальномером АПК «ОРТ» складывается из аппаратной и случайной погрешностей измерения дальности, а также методической погрешности определения местоположения ЗУ, обусловленной особенностями дальномерного метода нахождения координат.

Аппаратурная погрешность измерения дальности обусловлена, в первую очередь, конечной величиной шага дискретизации счетных импульсов кварцевого генератора АД. При выбранной частоте, равной 40 кГц, она не превышает 1 см. Эта погрешность может быть легко уменьшена на порядок, но в этом нет особого смысла из-за наличия случайной погрешности большой величины, вызванной действием шумов. Аппаратурная погрешность измерения дальности за счет вариации скорости распространения звука в воздухе с 332 м/с до 344 м/с при изменении температуры от 0°С до 20°С весьма мала и может вообще не учитываться.

В АД фиксация временного положения импульса производится по переднему фронту принятого сигнала с использованием компаратора, который производит выделение сигнала относительно порогового напряжения сравнения. Вследствие влияния шума точка фиксации временного положения импульса флуктуирует, что вызывает появление случайной погрешности измерения дальности. Среднее квадратичное значение шумовой погрешности σ_{t_1} прямо пропорционально действующему значению шума и обратно пропорционально крутизне фронта импульса в точке сравнения сигнала и порогового уровня. Среднюю квадратичную ошибку определения временного положения импульса, возникающего на выходе линейного амплитудного детектора, можно определить из выражения [6]:

$$\Delta \tau_1 = \frac{\sigma_{t_1}}{\sqrt{n}} = \frac{T_\phi}{\sqrt{2} \cdot q \cdot \sqrt{n}},$$

где q – отношение сигнала к шуму на входе детектора; n – число импульсов, используемых для отсчета; T_ϕ – длительность фронта сигнального импульса.

Умножив $\Delta \tau_1$ на скорость звука, можно получить среднеквадратичную ошибку определения дальности до ЗУ σ_d .

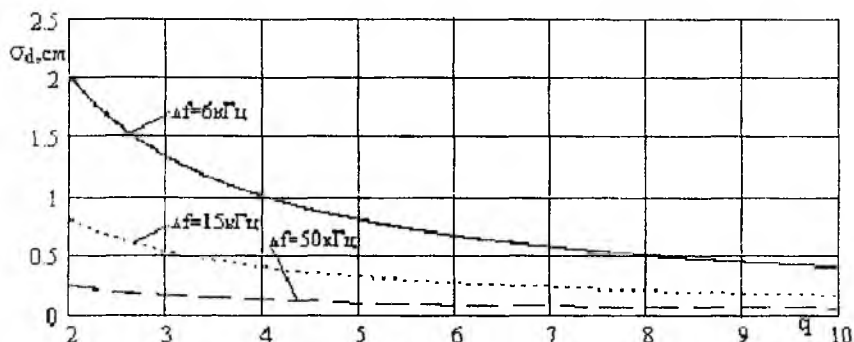


Рис. 3

акустический излучатель, микрофон ЗУ и обстановка в помещении не искажают прямоугольной формы сигнального импульса при $n=1$ и для трех значений полосы пропускания Δf приемника РСР-100 в режиме АМ.

В программе поддержки АД (локализация ЗУ) введена возможность оперативной регулировки уровня сигнала, поступающего со сканирующего приемника, а в аппаратной части – индикатор превышения порогового уровня U_0 , что дает возможность быстрой подстройки АД под конкретное ЗУ.

Как видно из рисунка 3, в наихудшем случае среднеквадратическая погрешность определения расстояния от акустической колонки до ЗУ при правильной настройке работы дальномера составляет 2 см.

Погрешность определения расстояния при использовании дальномерного (позиционного) метода определения местоположения ЗУ приводит к появлению методической погрешности определения его координат.

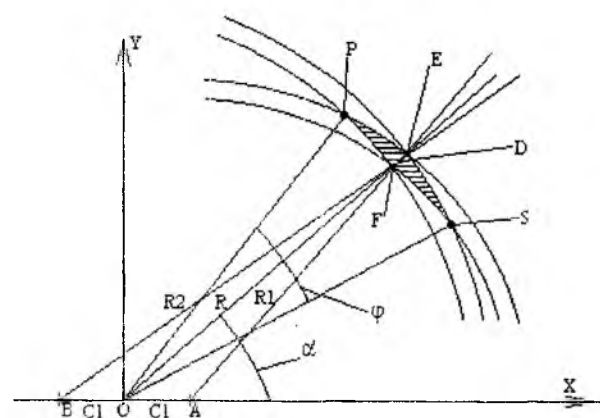


Рис. 4

Этот вопрос удобнее рассмотреть для двумерного случая на плоскости, выделив радиальную и угловую ошибки. Координаты объекта позиционным методом определяются как точка пересечения двух линий положения [7]. Под линией положения в данном случае подразумевается геометрическое место точек, имеющих одинаковое удаление от одной точки, в которой расположен акустический излучатель, то есть окружность определенного радиуса. Погрешность определения линий положения приводит к погрешности нахождения координат объекта.

Пусть в плоскости XOY точка D задана радиус-вектором R и углом α (рис. 4).

Точки А и В – это места расположения акустических излучателей. Истинные расстояния от этих точек до точки D (ЗУ) составляют соответственно $AD=R1$ и $BD=R2$. Но за счет погрешности определения этих расстояний акустическим дальномером мы можем получить значения от $R1-d$ до $R1+d$ и от $R2-d$ до $R2+d$ соответственно, где d – погрешность определения расстояния акустическим дальномером (2 см). При этом возникает зона неопределенности определения координаты закладного устройства – сектор PFSE (рис.4), где расстояние FE соответствует радиальной ошибке, а угол φ – угловой.

Можно показать, что величина радиальной ошибки приближенно находится из выражения: $\Delta R = FE = \frac{d \cdot (R2 - R1)}{C1 \cdot \cos \alpha}$, из которого видно, что с увеличением угла α от 0 до 90° , то есть с уменьшением косинуса в знаменателе, $R1$ стремится к $R2$, их разность также уменьшается, в результате чего FE изменяется очень слабо. Расчеты показывают, что неопределенность нахождения местоположения ЗУ в радиальном направлении практически не зависит ни от направления на ЗУ (от угла α), ни от расстояния от R и составляет около $2d$, то есть те же ± 2 см. Таким образом, среднее квадратическое значение радиальной ошибки σ_r совпадает с σ_d .

Значительно больший интерес представляет угол φ (рис.4), в пределах которого на заданном расстоянии R невозможно точно определить координаты ЗУ. Для нахождения этого угла определим абсциссы точек P и S:

$$x_S = \frac{(R2 + d)^2 - (R1 - d)^2}{4 \cdot C1}, \quad x_P = \frac{(R2 - d)^2 - (R1 + d)^2}{4 \cdot C1}$$

Ординаты этих точек можно вычислить по формулам:

$$y_S = \sqrt{(R2 + d)^2 - (x_S + C1)^2}, \quad y_P = \sqrt{(R2 - d)^2 - (x_P + C1)^2}$$

Тогда расстояния OP и OS находятся как: $OS = \sqrt{x_S^2 + y_S^2}$, $OP = \sqrt{x_P^2 + y_P^2}$.

Наконец, углы XOS и XOP найдем по формулам:

$$\angle XOS = \arccos\left(\frac{x_S}{OS}\right), \quad \angle XOP = \arccos\left(\frac{x_P}{OP}\right)$$

Искомый угол φ представляет собой разность углов XOP и XOS, т.е. $\varphi = \angle XOP - \angle XOS$. Умножив его на радиус R, получим длину дуги L неопределенности нахождения местоположения закладного устройства. Графики зависимости методической погрешности определения координат ЗУ (длина дуги L [см]) в от ее месторасположения (от расстояния – R[м] и угла α [град.]) при разnose акустических колонок $2C1=2$ м и среднеквадратичной погрешности определения расстояния 2 см приведены на рис. 5.

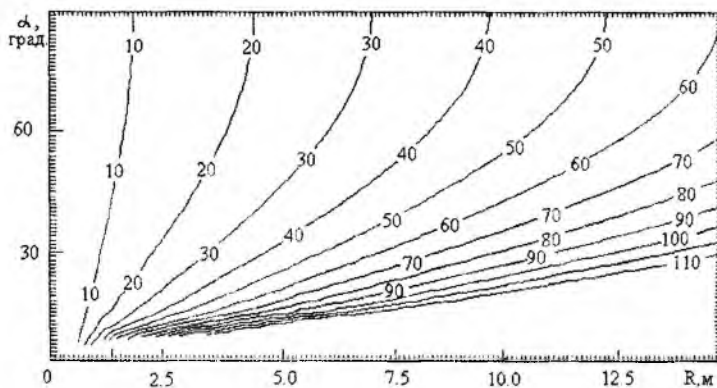


Рис. 5

Обобщая эти зависимости, можно сделать вывод, что локализация ЗУ тем точнее, чем:

- ближе к перпендикуляру к плоскости, в которой лежат все три излучателя (то есть, чем α ближе к 90°);
- ближе ЗУ к самим акустическим излучателям;
- больше база акустических излучателей $2C1$.

Так, из графиков на рис. 5 видно, например, что при расстоянии до ЗУ, равном 3 м и разnose акустических излучателей $2C1 = 2$ м, угол α составляет около 27° для длины дуги L, равной 30 см. Это означает, что при этом закладное устройство можно локализовать с точностью не хуже 30 см в секторе, который соответствует углу $\pm 63^\circ$ от нормали). Наименее точно ЗУ локализуется в том случае, если оно лежит в районе плоскости акустических излучателей, где погрешность определения координат

нат может достигать нескольких метров. Однако это легко устраняется поворотом акустической системы на 90° и перемещением ее ближе к предполагаемому месту расположения закладного устройства с последующим повторением процесса локализации.

Если на заключительном этапе физического поиска закладное устройство визуально не обнаруживается в зоне его предполагаемого нахождения, необходимо воспользоваться дополнительными специальными техническими средствами, такими как нелинейные локаторы, металлодетекторы, тепловизоры и другие, позволяющие выявить закамуфлированные ЗУ или вмонтированные в строительные конструкции.

Список литературы: 1. *Торокин А.А.* Основы инженерно-технической защиты информации. М.: Изд."Ось-89", 1998. 334 с. 2. *Каторин Ю.Ф., Куренков Е.В., Лысов А.В., Остапенко А.Н.* Большая энциклопедия промышленного шпионажа.- СПб.:ООО Изд. "Полигон", 2000. 896 с. 3. *Хорев А.А.* Защита информации от утечки по техническим каналам. Часть 1. Технические каналы утечки информации. М.: Гостехкомиссия России, 1998.-320 с. 4. Специальная техника защиты и контроля информации. Каталог- 98 МАССКОМ, М.: 1998. 44с. 5. DigiScan-2000. Новое поисковое программное обеспечение // Бизнес и безопасность. 2000. N4. С.16-17. 6. *Митяшев Б.Н.* Определение временного положения импульсов при наличии помех. М.: Сов.радио, 1962.-200 с. 7. *Гришин Ю.П., Ипатов В.П., Казаринов Ю.М.* Радиотехнические системы. М.: Высш.шк., 1990. 496 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 19.10.2001

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПЬЮТЕРА В РАДИОИНЖЕНЕРНОЙ ПРАКТИКЕ: МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЛИ РЕАЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ?

В настоящее время радиоинженер уже не мыслит свою профессиональную деятельность без компьютера (например, для подготовки этой статьи без такового не обойтись!). Но всегда ли компьютер используется с пользой для развития радиоинженера в профессиональном смысле?

Имеется в виду следующее. Некоторое время назад среди выпускников радиотехнического факультета и сотрудников, активно использующих компьютер в своей профессиональной деятельности, бытовало мнение, что по мере работы с компьютером люди, использующие его, разделяются на два лагеря. В то время программного обеспечения высокого уровня и качества для радистов существовало не так уж много. Поэтому практически каждый пытался написать нужный ему продукт самостоятельно. Те, у кого это получалось хорошо, становились профессиональными программистами (в том смысле, что переставали быть радистами). Это один лагерь. Те же, у кого это по разным причинам не получалось, оставались пользователями чужих программ, экономили массу сил и времени для своей профессиональной деятельности и образовывали другой лагерь - радиоинженеров, вооруженных компьютерной техникой.

Попробуем проанализировать, как же используется компьютер радистом и что это дает ему для развития его профессиональных качеств.

- Чаще всего компьютер используется для подготовки всякого рода текстовых документов, которые могут включать расчеты, таблицы, формулы рисунки и т.д.

- Проведение расчетов (аналитических и численных) также сегодня просто немыслимо (иногда - к сожалению) без использования ЭВМ. Но это только косвенно относится к специальности радиоинженера, тогда как на эти два пункта тратится порой масса времени.

- Моделирование различных физических процессов, в том числе в радиотехнических цепях и самих радиотехнических цепей.

- Кроме предыдущего пункта можно предложить еще один, более практический - использование компьютера как измерительного устройства. Именно этой теме и посвящена данная статья.

Причиной, сдерживающей использование ЭВМ как измерительного устройства, является необходимость установки дополнительного аппаратного обеспечения, т.е., устройства ввода-вывода. А это требует дополнительных ресурсов. Возможны несколько вариантов использования ЭВМ в зависимости от типов используемого дополнительного аппаратного обеспечения [1].

1. Минимальным дополнительным аппаратным обеспечением, необходимым для проведения измерения с помощью ЭВМ, является звуковая карта. Такая карта является готовой платой устройства ввода-вывода с основными техническими характеристиками:

- аналоговые вход и выход, что предполагает наличие пары - АЦП и ЦАП;
- максимальная частота сигнала 22 кГц;
- частота выборки 44,5 кГц.

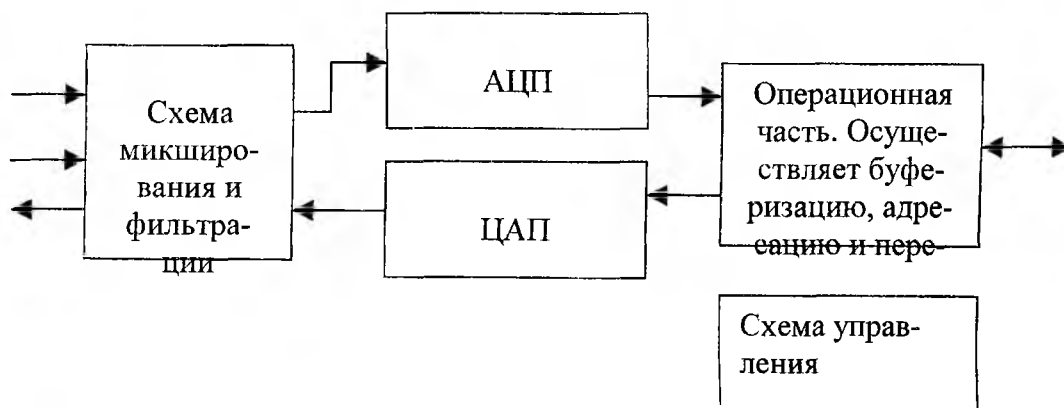


Рис. 1

Чувствительность, динамический диапазон и уровень собственного шума звуковой карты варьируется в зависимости от производителя звуковой карты и ее сферы применения - профессиональное, полупрофессиональное и офисное. В некоторых случаях звуковая карта позволяет одновременно работать с двумя каналами - входным (одним или несколькими) и выходным (одним или несколькими)

двумя каналами - входным (одним или несколькими) и выходным (одним или несколькими) одновременно.

Такая плата при наличии соответствующего программного обеспечения позволяет измерять параметры синусоидального напряжения, исследовать форму сигнала во временной области и его спектральный состав. Можно также формировать сигнал и, выводя его через звуковую карту, использовать компьютер как генератор сигналов. При наличии возможности звуковой карты работать в режиме полного дуплекса можно исследовать частотные характеристики низкочастотных схем.

Звуковая карта также может являться примером реализации устройства ввода-вывода. Проанализировав ее структуру, можно сформулировать требования к устройству ввода-вывода в зависимости от области его применения и его структуру.

Так, звуковая карта содержит узел микширования, АЦП и ЦАП с пропускными фильтрами, необходимые фильтры, возможно, процессор цифровой обработки звука, а также стандартные набор узлов, обеспечивающий работу в составе ЭВМ по данной шине (ISA, PCI). Общая структура показана на рис. 1.

Недостатки (вернее, ограниченные возможности) звуковой карты как измерительного устройства:

- ограниченное число входов и выходов (чаще всего по одному);
- звуковой частотный диапазон (максимальная частота 22500 Гц).

2. В качестве дешевого и вместе с тем эффективного решения по расширению функциональных возможностей компьютерного измерительного устройства можно рассматривать устройство, использующее стандартные порты - последовательные и параллельные порты. Несмотря на усилия производителей материнских плат перейти от традиционных портов (COM, CENTRONICS (LPT)) к современным и высокоскоростным портам (USB, I²R, FireWire - см, например, [2]), сегодня разрабатывается и продается множество аппаратуры, предназначенной для совместной работы с ЭВМ через COM порт. В таком случае устройство должно содержать собственное вычислительное устройство (микропроцессор). ЭВМ же используется как средство отображения результатов, ввода исходных данных и для управления внешним устройством. Такое решение является эффективным в том смысле, что в конструкции измерительной аппаратуры органы управления и отображения играют заметную роль, при этом существенно удорожая и усложняя конструкцию. Использование же компьютера позволяет значительно снизить затраты на разработку при расширении функциональных возможностей. Проектирование изделия в виде внешнего устройства позволяет снять множество ограничений на изделие (масса, габариты, потребляемая мощность, ток потребления, нагрузочная способность, стандартные напряжения питания, ограничения на входные и выходные токи и напряжения и т.д.), что расширяет возможности проектировщика. Ограничением является пропускная способность стандартного порта [1]. Из-за этого наличие собственного вычислительного устройства и памяти для таких устройств является обязательным, что удорожает и усложняет конструкцию.

3. Устройство, устанавливаемое непосредственно в компьютер в слот ISA или PCI. Такой вариант может оказаться наиболее дешевым, так как относительно ЭВМ устройство является устройством ввода-вывода. При этом все вычислительные задачи решаются с помощью ресурсов самого компьютера. Но, разрабатывая такое устройство, необходимо соблюдать "правила игры", принятые для разработчиков карт расширения ЭВМ: размеры платы, занимаемый объем, количество корпусов на плате [1,2].

При этом, если пытаться реализовать устройство, структурная схема которого показана на рис. 2, следуя путем от простого к сложному, можно проделать следующий путь.

Устройство представляет собой двухканальную плату ввода-вывода (полный дуплекс) с возможностью выбора направления работы каждого канала. Внешние (относительно ЭВМ) входы/выходы - аналоговые, т.е., необходимо наличие АЦП и ЦАП на плате.

Можно попытаться предложить схему на микросхемах знакомых и многократно проверенных серий 155, 555, 1533 и аналогичных им. Тогда для цепей, подключаемых к разъему ISA, не обойтись без буферных микросхем, нормирующих входные и выходные токи. Разработчику все время приходится следить за током потребления, потребляемой и рассеиваемой мощностью. В результате для двухканального устройства решение может быть найдено, для четырехканального же на плате просто не остается места для АЦП и ЦАП.

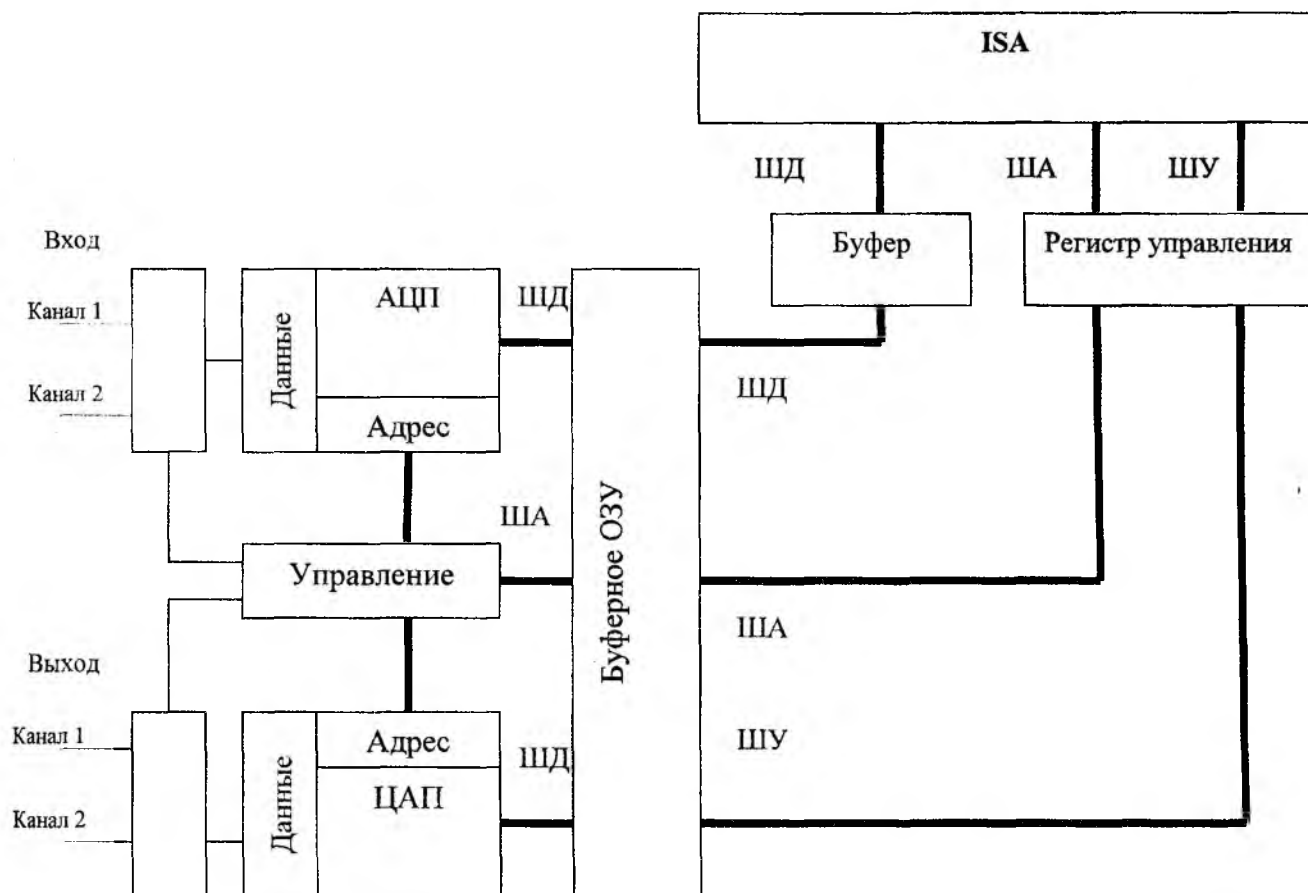


Рис. 2

Более эффективное решение - использовать микросхемы с высокой интеграцией, предназначенные для разработки плат расширения ЭВМ для соответствующих шин расширения (ISA или PCI). В качестве таковых можно выбрать программируемые логические интегральные схемы (ПЛИС), специализированные для задач такого класса, например, серии MAX3000 (Altera) или XC7000 (Xilinx). В результате интерфейс карты расширения с шиной компьютера будет содержать только одну микросхему! Но разработка такой платы расширения потребует от разработчика не только знания современной зарубежной элементной базы, но и опыта работы по программированию ПЛИС и владения специализированным программным обеспечением (например, фирмы Altera).

Данное решение тоже не лишено недостатков. Шина ISA все реже встречается на материнских платах для процессоров последних выпусков. Причина этого - ее невысокая пропускная способность и отсутствие поддержки на должном уровне пресловутого Plug'n'Play. Так, наличие карты расширения с числом каналов более четырех и с АЦП и ЦАП, выбранными из расчета работы с сигналами частотой до 200 кГц - задача для данной шины на пределе возможностей по пропускной способности. Реализация же карты расширения к шине PCI вне заводских условий - трудно выполнимая задача, несмотря на широкие возможности этой шины.

4. Комбинированное устройство: собственная интерфейсная плата плюс внешнее устройство. Такое решение предоставляет поистине неограниченные возможности для разработчика. В этом случае могут быть сняты либо сведены к минимуму практически все ограничения на разрабатываемое изделие. Изделие (одно или несколько), выполненное как внешнее автономное устройство, предназначенное для подключения через собственную плату ввода-вывода, можно располагать на любом расстоянии от компьютера. Размеры, частотные свойства, рабочее напряжение и потребляемая мощность могут быть любыми. При этом можно предусмотреть различные конфигурации измерительного комплекса - одна плата ввода-вывода плюс несколько внешних устройств, не подключаемых одновременно, предназначенных для решения разных задач. Производительность такого изделия может быть достигнута равной производительности одноплатного изделия, устанавливаемого в ЭВМ. Что касается стоимости, то в этом случае стоимость будет максимальной.

Целью разработки измерительного комплекса в нашем университете может стать замена устаревшей измерительной техники на комплекс на базе ЭВМ. Предварительные исследования как изделий, предлагаемых на рынке, так и вариантов собственных разработок показывают, что стоимость современного измерителя частотных характеристик ведущих фирм (например, Роде-Шварц) во много раз превышает стоимость аналогичного по назначению и техническим характеристикам изделия, предназначенного для совместной работы с ЭВМ (причем стоимость изделия вместе со стоимостью ЭВМ). Этот факт и необходимость замены устаревшей измерительной базы делает задачу разработки измерительных комплексов на базе ЭВМ весьма привлекательной, равно как и точка приложения усилий радиоинженера.

По назначению, согласно рассмотренной классификации, измерительные комплексы можно классифицировать:

- для измерений в звуковом диапазоне (20...22000 Гц), не требующих более одного входного и одного выходного каналов - на базе звуковой карты;

- для измерений, не требующих более одного входного и одного выходного каналов в низкочастотном диапазоне могут быть предложены изделия, подключаемые через стандартные порты ЭВМ последовательный СОМ (максимальная скорость передачи 115200 бит/с) LPT (до 200 кБайт/с) USB (2 Мбит/с). Величины скоростей передачи взяты из [1,2];

- для измерений в частотном диапазоне до 100 кГц, требующем несколько входных либо выходных каналов (например, для подключения двух генераторов и трех вольтметров к схеме) эффективным будет разработка одноплатного устройства ввода-вывода с аналоговыми входами и выходами для шины ISA;

- необходимость исследования большого числа каналов либо измерений в широком частотном диапазоне потребует изготовления одноплатного устройства для шины PCI либо комбинированного изделия, но с платой цифрового ввода-вывода для этой же шины.

Сложность создания измерительного комплекса на базе ЭВМ объясняется не только инерцией мышления и сложностью разработки. Такого рода устройства всегда будут содержать две части - программную и аппаратную. И сложность в том, что профессионально написать драйвер для устройства ввода-вывода, содержащего 8 каналов, направление работы (на вход или на выход) каждого из которых может задаваться программно, да еще и для ОС Windows, - задача непривычная и тяжелая для радиоинженера. Аналогично для специалиста в области программного обеспечения задача разработки аппаратной части может оказаться трудной и неинтересной. Поэтому задача разработки измерительного комплекса на базе ЭВМ потребует комплексного подхода и широкого сотрудничества специалистов многих направлений.

Если такая идея получит поддержку, то наш университет смог бы развернуть подготовку специалистов по разработке такого рода аппаратуры как второго образования, так и дневной формы обучения. Но такая проблема требует дополнительного исследования.

Список литературы: 1. Новиков Ю.В., Калашиников О.А., Гуляев С.Э. Разработка устройств сопряжения для персонального компьютера типа IBM PC. М.: Изд.-во "ЭКОМ", 1998. 256 с. 2. Гук М. Аппаратное обеспечение компьютера: Справочник. СПб.: Изд.-во "Питер", 1998. 560 с

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.10.2001

Л. В. ГРИНЧЕНКО, канд. техн. наук, И. А. МИЛЮТЧЕНКО, канд. техн. наук,
В. И. ЧУМАКОВ, канд. физ.-мат. наук

СВЯЗЬ НАЧАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ОТКЛИКА ЦЕПИ С КОЭФФИЦИЕНТАМИ ОПЕРАТОРНОЙ ФУНКЦИИ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

1. Постановка задачи

Анализ любой системы связи и управления в итоге сводится к установлению и исследованию зависимости между входным и выходным сигналами. Физическая природа величин, характеризующих сигналы, может быть различной и не всегда совпадать для входного и выходного сигналов. Одним из основных вопросов теории электрических цепей и сигналов также является определение отклика линейной цепи на произвольное воздействие.

Линейную электрическую цепь n -го порядка можно описать дифференциальным уравнением [1]:

$$b_n y^{(n)} + b_{n-1} y^{(n-1)} + \dots + b_1 y' + b_0 y = a_m x^{(m)} + a_{m-1} x^{(m-1)} + \dots + a_1 x' + a_0 x, \quad (1)$$

где $x(t)$ – воздействие; $y(t)$ – отклик.

Как известно, решение (1) состоит из суммы свободной $y_{св}(t)$ и принужденной $y_{np}(t)$ составляющих:

$$y(t) = y_{св}(t) + y_{np}(t) = \sum_{s=1}^n A_s e^{p_s t} + y_{np}(t), \quad (2)$$

где A_s – постоянные интегрирования; p_s – корни характеристического уравнения.

Конечным этапом решения уравнения (1) является определение постоянных интегрирования A_s . Из рассмотрения полного решения (2) вытекает, что постоянные A_s могут быть найдены, если хотя бы для какого-либо одного момента $t = t_0$ известны сам искомый отклик $y(t_0)$ и его $n - 1$ производные.

В случае типового воздействия ($x(t) = 1(t)$ или $x(t) = \delta(t)$) отклик электрической цепи представляет собой соответственно переходную $h(t)$ и импульсную $g(t)$ характеристики. Задача определения отклика на типовое воздействие возникает, в частности, при анализе переходных процессов [1, 2], синтезе электрической цепи по временному отклику [3], комбинированном синтезе [4], синтезе цифровых фильтров по методу инвариантных импульсных характеристик [5]. Один из вариантов решения данной задачи для частного случая цепей первого и второго порядка рассмотрен в [6, 7].

В работе [6] получены расчетные соотношения, связывающие начальные значения временных характеристик и их производных для электрических цепей второго порядка с коэффициентами a_j и b_j передаточной операторной функции $T(p)$, которая в общем случае имеет вид:

$$T(p) = \frac{\sum_{i=0}^m a_i p^i}{\sum_{j=0}^n b_j p^j}. \quad (3)$$

На основе полученных в [6] соотношений в работе [7] рассчитаны постоянные интегрирования, определяющие аналитические выражения временных характеристик $h(t)$ и $g(t)$.

В случае произвольного воздействия для цепей, имеющих порядок $n \geq 2$, процедура определения $y(t_0)$ и его $n - 1$ производных представляет собой трудоемкую операцию [1].

Цель настоящей статьи – обобщить полученные в работе [6] результаты и получить для линейной электрической цепи n -го порядка удобные расчетные соотношения для определения начальных

значений отклика $y(t_0)$ и его производных, используя связь начальных значений произвольного воздействия $x(t_0)$ с полиномиальными вещественными коэффициентами передаточной операторной функции цепи.

Результаты решения поставленной задачи могут быть использованы для анализа различных линейных систем, в частности, взрывомагнитных генераторов (ВМГ), процесс изменения тока в которых описывается параметрическими уравнениями первого и второго порядков. В таких системах часто требуется обеспечить не только высокие абсолютные значения выходного тока I_m , но также и

скорости нарастания тока в нагрузке $\frac{di}{dt}$. В этом случае ВМГ, приближаясь по характеристикам к источникам тока, используются для непосредственного возбуждения контуров импульсных излучающих систем [8, 9]. В [10] проведен анализ уравнения ВМГ второго порядка, описывающего процессы в контуре с емкостной нагрузкой. Использование в качестве согласующего устройства выходного трансформатора приводит к повышению порядка цепи, а, следовательно, и порядка уравнения, для решения которого необходимо задать соответствующие начальные условия.

2. Определение начальных значений отклика цепи и его производных на произвольное воздействие

Если $f(t) \div F(\bar{p})$ и начальный момент времени $t_0 = 0$, то в соответствии с теоремой дифференцирования [2]:

$$\begin{aligned} f(t) &\div F(\bar{p}), \\ f'(t) &\div \bar{p}F(\bar{p}) - f(0), \\ f''(t) &\div \bar{p}^2 F(\bar{p}) - \bar{p}f(0) - f'(0), \\ &\dots\dots\dots \\ f^{(n)}(t) &\div \bar{p}^n F(\bar{p}) - \sum_{k=1}^n \bar{p}^{n-k} \frac{d^{k-1} f(t)}{dt^{k-1}} \Big|_{t=0+}. \end{aligned} \quad (4)$$

Рассмотрим в качестве примера цепь 3-го порядка, а затем распространим полученный результат на случай произвольного значения n . Предполагая, что $x(t) \div X(\bar{p})$, $y(t) \div Y(\bar{p})$, переведем (1) для $n = m = 3$ в пространство изображений:

$$\begin{aligned} &b_3 \bar{p}^3 Y(\bar{p}) - b_3 \bar{p}^2 y(0) - b_3 \bar{p} y'(0) - b_3 y''(0) + \\ &+ b_2 \bar{p}^2 Y(\bar{p}) - b_2 \bar{p} y(0) - b_2 y'(0) + \\ &+ b_1 \bar{p} Y(\bar{p}) - b_1 y(0) + b_0 Y(\bar{p}) = \\ &= a_3 \bar{p}^3 X(\bar{p}) - a_3 \bar{p}^2 x(0) - a_3 \bar{p} x'(0) - a_3 x''(0) + \\ &+ a_2 \bar{p}^2 X(\bar{p}) - a_2 \bar{p} x(0) - a_2 x'(0) + \\ &+ a_1 \bar{p} X(\bar{p}) - a_1 x(0) + a_0 X(\bar{p}). \end{aligned} \quad (5)$$

Сгруппируем слагаемые:

$$\begin{aligned} &Y(\bar{p})(b_3 \bar{p}^3 + b_2 \bar{p}^2 + b_1 \bar{p} + b_0) - y(0)(b_3 \bar{p}^2 + b_2 \bar{p} + b_1) - y'(0)(b_3 \bar{p} + b_2) - y''(0)b_3 = \\ &= X(\bar{p})(a_3 \bar{p}^3 + a_2 \bar{p}^2 + a_1 \bar{p} + a_0) - x(0)(a_3 \bar{p}^2 + a_2 \bar{p} + a_1) - x'(0)(a_3 \bar{p} + a_2) - x''(0)a_3. \end{aligned} \quad (6)$$

Обозначив в (6) соответствующие полиномы $B_r(\bar{p})$, $A_r(\bar{p})$, $r = \overline{0,3}$, получим:

$$\begin{aligned} &Y(\bar{p})B(\bar{p}) - y(0)B_1(\bar{p}) - y'(0)B_2(\bar{p}) - y''(0)B_3(\bar{p}) = \\ &= X(\bar{p})A(\bar{p}) - x(0)A_1(\bar{p}) - x'(0)A_2(\bar{p}) - x''(0)A_3(\bar{p}). \end{aligned} \quad (7)$$

Разделив обе части равенства (7) на выражение $X(\bar{p})B(\bar{p})$, перейдем к соотношению

$$\frac{Y(\bar{p})}{X(\bar{p})} = \frac{A(\bar{p})}{B(\bar{p})} + \frac{y(0)B_1(\bar{p}) - x(0)A_1(\bar{p})}{X(\bar{p})B(\bar{p})} + \frac{y'(0)B_2(\bar{p}) - x'(0)A_2(\bar{p})}{X(\bar{p})B(\bar{p})} + \frac{y''(0)B_3(\bar{p}) - x''(0)A_3(\bar{p})}{X(\bar{p})B(\bar{p})}$$

или

$$T(\bar{p}) = \frac{A(\bar{p})}{B(\bar{p})} + \frac{W(\bar{p})}{X(\bar{p})B(\bar{p})}. \quad (8)$$

Решение (2) уравнения (1) определяет динамический процесс $y(t)$ в системе, происходящий с момента подачи внешнего сигнала на вход системы. Обычно к этому моменту относят начало отсчета времени $t = 0$, и, следовательно, все переменные величины, входящие в уравнения, и все получаемые решения рассматриваются, как функции времени только для $t \geq 0$. Для времени $t < 0$ все они могут быть приняты тождественно равными нулю. Характер выходного сигнала $y(t)$ зависит от целого ряда условий, однако, суждение о динамических свойствах системы составляется в результате ее исследования в некоторых стандартных условиях [11]: первое условие заключается в том, что начальным состоянием системы принимается покой; второе – определяет типовую форму входного сигнала. Известно [11], что если система в начальный момент находится в покое, то справедливо соотношение:

$$W(\bar{p}) \equiv 0. \quad (9)$$

Воспользуемся выражением (9) для нахождения искомых начальных значений.

Преобразуем $W(\bar{p})$:

$$W(\bar{p}) = y(0)b_3\bar{p}^2 + \bar{p}[b_2y(0) + b_3y'(0)] + b_1y(0) + b_2y'(0) + b_3y''(0) - \\ - x(0)a_3\bar{p}^2 + \bar{p}[a_2x(0) + a_3x'(0)] - [a_1x(0) + a_2x'(0) + a_3x''(0)]$$

или

$$W(\bar{p}) = \bar{p}^2[b_3y(0) - a_3x(0)] + \bar{p}[b_2y(0) + b_3y'(0) - a_2x(0) - a_3x'(0)] + \\ + [b_1y(0) + b_2y'(0) + b_3y''(0) - a_1x(0) - a_2x'(0) - a_3x''(0)]. \quad (10)$$

Из условия (9), приравнявая нулю коэффициенты при различных степенях \bar{p} , получаем систему уравнений для определения начальных значений $y^{(k)}(0)$, в которой для упрощения записи обозначим $y^{(k)}(0) = y_0^{(k)}$, $x^{(k)}(0) = x_0^{(k)}$:

$$\begin{cases} b_3y_0 = a_3x_0 \\ b_2y_0 + b_3y_0' = a_2x_0 + a_3x_0' \\ b_1y_0 + b_2y_0' + b_3y_0'' = a_1x_0 + a_2x_0' + a_3x_0'' \end{cases}. \quad (11)$$

Решив систему (11) относительно $y_0^{(k)}$, $k = \overline{0, n-1}$ получим:

$$y_0 = \frac{a_3}{b_3}x_0, \quad y_0' = \frac{1}{b_3}(a_3x_0' + a_2x_0 - b_2y_0), \quad y_0'' = \frac{1}{b_3}(a_3x_0'' + a_2x_0' + a_1x_0 - b_2y_0' - b_1y_0).$$

Можно показать, что аналогичные соотношения справедливы и для цепи произвольного порядка. Окончательная рекуррентная формула для определения начальных значений отклика $y_0^{(k)}$ с использованием начальных значений воздействия $x_0^{(k)}$, отклика $y_0^{(k-1)}$ и коэффициентов a_i, b_j для цепи n -го порядка будет иметь вид:

$$y_0^{(k)} = \frac{1}{b_n} \left(\sum_{i=n-k}^n a_i x_0^{(i-n+k)} - \sum_{i=n-k}^{n-1} b_{i-1} y_0^{(i-n+k)} \right), \quad k = \overline{0, n-1}. \quad (12)$$

Выводы:

1. В работе получены расчетные соотношения в рекуррентной форме для начальных значений отклика линейной цепи n -го порядка и его производных на основе связи с вещественными коэффициентами операторной функции цепи при произвольном воздействии.
2. В случае типовых воздействий $x(t) = 1(t)$ или $x(t) = \delta(t)$ соотношение (12) позволяет рассчитать начальные значения временных характеристик цепи.
3. Полученные результаты позволяют находить начальные условия для уравнения тока в схеме ВМГ второго и более высоких порядков с согласующим трансформатором.

Список литературы: 1. *Теория электрорадиотехнических цепей* / Гринберг Е.Г., Колобков Д.С., Макаровский А.А. и др./ Под ред Д.С.Колобкова. Харьков: Изд-во АРГА, 1964. 348с. 2. *Беловский А.Ф.* Теория линейных электрических цепей. М.: Радио и связь, 1986. 544 с. 3. *Айзинов М.М.* Избранные вопросы теории сигналов и теории цепей. М.: Связь, 1971. 349 с. 4. *Айзинов М.М.* Анализ и синтез линейных радиотехнических цепей в переходном режиме. Л.: Энергия, 1968. 376 с. 5. *Баскаков С.И.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высшая школа, 1983. 536 с. 6. *Гринченко Л.В., Милютченко И.А.* Связь параметров временных характеристик с коэффициентами операторной функции цепи. 1. Определение начальных значений. // Радиотехника. 2000. Вып. 113. С.101-104. 7. *Гринченко Л.В., Милютченко И.А.* Связь параметров временных характеристик с коэффициентами операторной функции цепи. 1. Определение постоянных интегрирования. // Радиотехника. 2000. Вып. 115. С.55-60. 8. *Fortov V.E., Didenko A.N., Karpushin Y.V. et al* Generation of high power electron beam and microwave radiation with the aid of high explosives // In: "Megagauss Magnetic Field and Pulsed Power Application". 1994. P. 939-946. 9. *Чумаков В.И.* Возбуждение дипольной антенны током ВМГ // Механіка та машинобудування. 1999. С.132-135. 10. *Лонин Ю.Ф., Пушкарев С.С., Чумаков В.И.* Проблемы создания и применения источников мощного электромагнитного излучения с питанием от взрывамагнитного генератора / Международная конференция "Теория и техника антенн" (МКТТА'95): Тез. докл. / Харьков. 1995. С.117. 11. *Теоретические основы связи и управления* / Фельдбаум А.А., Дудькин А.Д., Мановцев А.П. и др./ Под ред. А.А.Фельдбаума. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. – 932 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 01.10.2001

ВЫЧИСЛЕНИЕ БЫСТРОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ КОМПЛЕКСНОЙ ОГИБАЮЩЕЙ МОДУЛИРОВАННОГО СИГНАЛА ПО ВЫБОРКАМ ФИЗИЧЕСКОГО СИГНАЛА С РАВНОМЕРНЫМ ИНТЕРВАЛОМ ДИСКРЕТИЗАЦИИ

Цифровая обработка радиосигналов все глубже внедряется в область радиовещания, телевидения, метрологии, радиолокации, навигации, связи, контроля параметров, метрологии и, в частности, телеметрии, систем передачи данных, защиты информации и многие другие отрасли техники, производства и экономики. Основную информацию, заложенную в радиосигнале, несет его комплексная огибающая. При обработке комплексной огибающей в цифровых фильтрах используется аппарат быстрого преобразования Фурье (БПФ) вне зависимости от того, о каком сигнале идет речь – конечной или бесконечной длительности. Этот аппарат применяется при вычислении быстрых сверток как простых, так и секционированных, а также при извлечении информации непосредственно из спектра сигнала, минуя обратное БПФ.

Обычно получение выборок комплексной огибающей сопряжено с некоторыми трудностями. Приходится либо путем гетеродинирования производить разделение физического сигнала на синфазную и квадратурную составляющие с последующим получением выборок из их огибающих, либо брать выборки мгновенных значений физического сигнала, используя поочередно два различных интервала дискретизации [1]. Аналитический сигнал содержит ровно столько же информации, сколько физический, поскольку его квадратурная составляющая получается из него же. Поэтому обязательно должен существовать способ получения этих выборок непосредственно из физического радиосигнала. Докажем, что это возможно при равномерном шаге дискретизации.

Как показано в работе [1], если интервал дискретизации T полосового сигнала выбран таким образом, что

$$T = (m + 0,25) T_0 \quad (1)$$

при соблюдении условия Котельникова:

$$T < \frac{1}{\Delta F}, \quad (2)$$

то

$$a(nT) = \operatorname{Re} \left\{ A(nT) e^{jn\frac{\pi}{2}} \right\}. \quad (3)$$

Здесь $a(nT) = [a(t)]_{t=nT}$ – выборки модулированного радиосигнала $a(t) = A(t) \cos[\omega_0 t + \theta(t)]$ в моменты времени $t = nT$; $m, n \in \mathbb{Z}$; ΔF – полоса спектра сигнала $a(t)$; $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$ – период несущей радиосигнала, $A(t)$ и $\theta(t)$ – огибающая и фазовая добавка, несущие информацию о модулирующем сигнале; $A(nT) = A(nT) e^{j\theta(nT)} = A_c(nT) + jA_s(nT)$ – выборки комплексной огибающей радиосигнала, n – номер отсчета выборки; m – максимальное целое число, при котором удовлетворяется условие (2).

Поскольку $e^{jn\frac{\pi}{2}} \in [1; j; -1; -j]$, выборки сигнала $a(nT)$ при соблюдении условия (1), согласно выражению (3), будут поочередно совпадать со значениями действительной $A_c(nT)$ и мнимой $A_s(nT)$ составляющих его комплексной огибающей $A(nT)$ в соответствии с таблицей.

Таблица

№№ последовательностей	I	II	III	IV
n	$4m$	$4m+1$	$4m+2$	$4m+3$
$a(nT)$	$A_c(nT)$	$-A_s(nT)$	$-A_c(nT)$	$A_s(nT)$

Как следует из таблицы, последовательность

$$\{a(nT)\}_{n=0}^{N-1} \quad (4)$$

можно разбить на четыре последовательности: $\{A_c(nT)\}_{n=0}^{N-4}$, $\{-A_s(nT)\}_{n=1}^{N-3}$, $\{-A_c(nT)\}_{n=2}^{N-2}$, $\{A_s(nT)\}_{n=3}^{N-1}$, размещенные в столбцах I, II, III и IV в предположении, что общее число выборок N кратно четырем. При этом четыре полученные последовательности являются результатом двукратного прореживания по времени исходной последовательности $\{a(nT)\}_{n=0}^{N-1}$, отличающегося от классического инверсией знаков во втором и третьем столбцах. Учтя эти инверсии, можно вычислить дискретное преобразование Фурье (ДПФ) комплексной огибающей исходного сигнала с помощью классического алгоритма БПФ с прореживанием по времени.

Действительно, в общем случае $S_A(k) = S_C(k) + jS_S(k)$,

где $S_A(k)$, $S_C(k)$, и $S_S(k)$ – ДПФ комплексной огибающей, а также ее действительной и мнимой составляющих соответственно; k – номер спектрального отсчета.

Пусть однократное прореживание последовательности (4) производится таким образом, что ее четные элементы образуют только действительные, а нечетные – только мнимые выборки комплексной огибающей, и общее число выборок $N = 2^M$, где $M \in \mathbb{Z}$. Тогда, как описано в работах [2-4], в соответствии с принципом осуществления БПФ с прореживанием по времени получим:

$$\left. \begin{aligned} S_A(k) &= S_C(k) + jW_{N/2}^k S_S(k) \\ S_A(k + N/2) &= S_C(k) - jW_{N/2}^k S_S(k) \end{aligned} \right\} k \in [0; \dots; \frac{N}{2} - 1]. \quad (5)$$

Здесь $W_N = e^{-j\frac{2\pi}{N}}$ – фазовый множитель.

Учитывая, что $j = e^{j\frac{\pi}{2}} = W_N^{\frac{N}{4}}$, а произведение $jW_N^k = W_N^{k-\frac{N}{4}}$, выражение (5) примет вид:

$$\left. \begin{aligned} S_A(k) &= S_C(k) + W_{N/2}^{k-N/4} S_S(k) \\ S_A(k + N/2) &= S_C(k) - W_{N/2}^{k-N/4} S_S(k) \end{aligned} \right\} k \in [0; \dots; \frac{N}{2} - 1]. \quad (6)$$

В соответствии с таблицей второе прореживание по времени последовательности выборок действительной составляющей комплексной огибающей даст сдвинутые последовательности $\{A_c(nT)\}_{n=0}^{N-4}$ и $\{-A_c(nT)\}_{n=2}^{N-2}$, а мнимой – $\{-A_s(nT)\}_{n=1}^{N-3}$ и $\{A_s(nT)\}_{n=3}^{N-1}$. Следовательно, спектры действительной и мнимой составляющих, фигурирующие в выражениях (5) и (6), определяются как:

$$\begin{aligned} S_C(k) &= F_{\Delta} \{ [A_C(nT)]_{n=0}^{N-4} \} - F_{\Delta} \{ [-A_C(nT)]_{n=2}^{N-2} \} \text{ и} \\ S_S(k) &= -F_{\Delta} \{ [-A_S(nT)]_{n=1}^{N-3} \} + F_{\Delta} \{ [A_S(nT)]_{n=3}^{N-1} \}, \end{aligned}$$

где $F_{\Delta} \{ [U(nT)] \}$ – операция вычисления БПФ последовательности $[U(nT)]$.

Иначе:

$$\left. \begin{aligned} S_C(k + N/4) &= \sum_{n=0}^{N/4-1} A_{CI}(nT) W_{N/4}^{kn} + W_{N/2}^k \sum_{n=0}^{N/4-1} A_{CII}(nT) W_{N/4}^{kn} \\ S_C(k) &= \sum_{n=0}^{N/4-1} A_{CI}(nT) W_{N/4}^{kn} - W_{N/2}^k \sum_{n=0}^{N/4-1} A_{CII}(nT) W_{N/4}^{kn} \end{aligned} \right\} k \in [0; \dots; \frac{N}{4} - 1]. \quad (7)$$

А также:

$$\left. \begin{aligned} S_S(k) &= - \sum_{n=0}^{N/4-1} A_{SI}(nT) W_{N/4}^{kn} + W_{N/2}^k \sum_{n=0}^{N/4-1} A_{SII}(nT) W_{N/4}^{kn} \\ S_S(k + N/4) &= - \sum_{n=0}^{N/4-1} A_{SI}(nT) W_{N/4}^{kn} - W_{N/2}^k \sum_{n=0}^{N/4-1} A_{SII}(nT) W_{N/4}^{kn} \end{aligned} \right\}, \quad k \in [0; \dots; \frac{N}{4} - 1]. \quad (8)$$

Здесь $A_{CI}(nT)$, $A_{CII}(nT)$, $A_{SI}(nT)$ и $A_{SII}(nT)$ – соответственно элементы последовательностей, расположенных в столбцах I, III, II и IV таблицы. При дальнейшем прореживании по времени этих четырех последовательностей аппарат БПФ может быть использован в его классическом виде.

Анализируя выражения (6), (7) и (8), можно заключить, что ДПФ модулированного сигнала может быть получено из одномерного массива отсчетов его мгновенных значений, взятых с равномерным интервалом дискретизации T , выбранным в соответствии с выражениями (1) и (2), посредством классического аппарата вычисления БПФ, имеющего две особенности. Эти особенности проявляются только на двух этапах вычисления спектральных отсчетов: предпоследнем – объединения четырех $\sqrt{4}$ -точечных спектральных массивов в два $N/2$ -точечных в соответствии с выражениями (7) и (8), и последнем – объединения двух $N/2$ -точечных в один N -точечный массив (6).

Особенность предпоследнего этапа состоит в инверсиях знаков перед некоторыми членами классических формул БПФ. Действительно, если в выражении (7) проинвертировать знаки перед вторыми лагаемыми, а в выражении (8) – перед первыми, они примут вид классических «бабочек» для БПФ с прореживанием по времени. Производя предварительную инверсию знаков перед соответствующими членами, процедуру предпоследнего этапа можно реализовать посредством классического алгоритма БПФ. Поскольку БПФ – операция линейная, инверсия знаков может быть произведена и после вычислений.

Особенность последнего этапа состоит в том, что в отличие от классической «бабочки» в выражении (6) перед вторыми суммами фазовые множители возведены не в степень k , а в $k - N/4$. Все множество фазовых множителей $\{W_N^k\}_{k=0}^{N-1}$ представляет собой совокупность радиусов-векторов на комплексной плоскости, концы которых равномерно распределены по единичной окружности. В классической «бабочке» используется лишь подмножество объемом $N/2$, а именно: $\{W_N^k\}_{k=0}^{\frac{N}{2}-1}$. Но в выражении (6) используется массив $\{W_N^k\}_{k=\frac{N}{4}}^{\frac{N}{4}-1}$. На комплексной плоскости это соответствует пово-

роту массива фазовых множителей классической «бабочки» на угол $\frac{\pi}{2}$ против часовой стрелки.

Нетрудно показать, что при нарушении равенства (1), но неуклонном соблюдении неравенства (2), спектральная картина комплексной огибающей радиосигнала соответственно сдвигается по частоте в ту или иную сторону, в зависимости от того, в какую сторону оно нарушается. Однако форма графика модуля и аргумента спектральной плотности самой комплексной огибающей при этом не изменяется. Следовательно, описываемый алгоритм пригоден для определения доплеровских и других сдвигов несущей частоты при гибкости алгоритма в целом.

Вывод. Дискретное преобразование Фурье комплексной огибающей радиосигнала может быть получено из выборок мгновенных значений этого сигнала, взятых с равномерным интервалом дискретизации по Котельникову посредством классического аппарата БПФ с прореживанием по времени.

Список литературы: 1. Гарбузов Ю. В., Глинский И. Ю., Пугач А. А. Получение выборок комплексной огибающей полосового радиосигнала. Радиотехника. Харьков. 1990. Вып. 93. С. 33 – 36. 2. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов. М: Радио и связь, 1986. 512 с. 3. Бондарев В. Н., Трёсттер Г., Чернега В. С. Цифровая обработка сигналов: методы и средства: Учеб. Пособие для вузов. Севастополь: Изд-во СевГТУ, 1999. 398 с. 4. Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. М: Мир, 1978. 848 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.10.2001

МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ «CriMiCo» – 11 ЛЕТ**Введение**

«Конечно же, конференция возникла не на пустом месте – ее основой стали семинары по более узким направлениям (радиоизмерения на СВЧ, автоматизация проектирования СВЧ-устройств, объемные интегральные схемы СВЧ, спутниковый прием и др.), которые проводились в восьмидесятые годы (теперь уже прошлого века) на базе Севастопольского филиала РДЭНТИ» – так начал свое историческое эссе бессменный организатор конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» Павел Петрович Ермолов [1]. Некоторые называют ее «Крымской микроволновая Конференция» – отсюда её сокращенное название «КрыМиКо» либо «CriMiCo».

Достаточно детальный анализ первых пяти конференций (1992–1995 г.г.) опубликован в материалах Варшавской конференции 1996 г. [2]. На протяжении первых пяти лет Программным комитетом «CriMiCo» было сформировано 8 основных направлений: 1) твердотельные приборы и устройства СВЧ (в том числе интегрированные устройства для средств связи и локации, а также для сопряжения с оптоволоконными и цифровыми устройствами); 2) электровакуумные и микровакуумные приборы СВЧ; 3) системы СВЧ связи, вещания и спутниковой навигации (в том числе методики оценки эффективности сетей связи); 4) антенны и антенные элементы (в том числе оптические технологии в антенной технике); 5) пассивные компоненты, материалы, технология изготовления СВЧ-приборов и нанотехнология; 6) СВЧ-электроника сверхбольших мощностей; 7) СВЧ-измерения; 8) СВЧ-техника в экологии, медицине, промышленности и на транспорте. Начиная с 1996 г., в рамках конференции проводились и проводятся семинары по направлениям, для которых до настоящего времени отсутствует устоявшаяся, общепринятая терминология. Более подробное изложение тематики конференции в целом можно найти в работе [1], а анализ работы секции № 1 по направлению «Твердотельные приборы и устройства СВЧ» в публикации [3].

Государственное предприятие «Укркосмос» Национального Космического агентства Украины и ОАО "САТУРН" принимают активное участие в подготовке и проведении «CriMiCo» как в работе программного и организационных комитетов, так и в работе секции № 3 «Системы СВЧ связи, вещания и спутниковой навигации».

В данной работе авторы предприняли попытку обобщить основные направления материалов, которые были представлены за последние годы на пленарных и секционных заседаниях конференции по направлению работы секции № 3.

Материалы конференции по направлению Системы СВЧ связи, вещания и спутниковой навигации

Тематика секции № 3 практически сформировалась к 1997 году. За последние четыре года, начиная с 1998 года и по 2001 год включительно, на секции № 3 было доложено и опубликовано более 120 докладов. Самая большая группа насчитывает 80 докладов, из них 11 обзорных были доложены на пленарных заседаниях. В этой группе докладов отражены следующие вопросы:

- спутниковые системы связи, наземные микроволновые системы связи, радиорелейные системы связи и др.;
- используемые диапазоны частот, применяемые орбиты и космические аппараты;
- тенденции развития, задачи, которые необходимо решать;
- интегрирование спутниковых телекоммуникационных систем с наземными системами передачи информации;
- вопросы управления системами связи и безопасности передачи информации;
- моделирование, методы расчета, синтез систем связи.

Более 20-ти докладов посвящены применениям различных систем связи и передачи информации: спутниковая навигация, дистанционное зондирование Земли, спутниковое теле- и радиовещание, дистанционное образование и др.

Примерно такое же количество – 21 доклад посвящен специальным вопросам создания аппаратуры для систем связи, в том числе и в миллиметровом диапазоне длин волн.

Рядом директивных документов правительства Украины предусмотрело создание Государственной системы спутниковой связи Украины (проект «Либідь») как составной части Единой спутниковой системы передачи информации (ЕССПИ) [4,5].

Наряду с использованием Геостационарной орбиты и эллиптических орбит в последние годы стало тенденционным в спутниковых системах связи и вещания размещение группировок спутников на низких орбитах.

Второе поколение низкоорбитальных проектов пытается решить задачу предоставления телекоммуникационных услуг, сравнимых по быстродействию и информационной емкости с системами на базе волоконно-оптических линий связи (Teledesic, Skybridge) [6].

Из доклада с участием разработчиков национального спутника [7] следует, что космический аппарат впервые в практике ГКБ «Южное» представляет собой негерметичную ферменно-панельную конструкцию, на которую установлена аппаратура ретранслятора и обслуживающего комплекса. По данному проекту ГКБ «Южное» совместно со своей кооперацией в рамках контрактных работ с НКАУ выпустило ряд технических документов, в том числе аванпроект и эскизный проект. Анализ, проведенный ГКБ «Южное» и его кооперацией, показал возможность реализации модифицированного варианта проекта «Либідь». Его суть в создании геостационарной системы спутниковой связи на базе национальных космических аппаратов малого класса (350-800 кг) с использованием отечественной ракеты-носителя «Циклон-4» и электрореактивной двигательной установки малой тяги в интересах, прежде всего, правительственной связи и национальной безопасности. В пользу данного предложения говорят следующие факторы:

- геополитическая обстановка (Югославия, Афганистан, где практически прекратили нормально функционировать наземные телекоммуникационные системы связи);
- оживление космической промышленности Украины (собственные ракета-носитель, малый спутник, электрореактивная двигательная установка малой тяги);
- конкурентоспособность системы;
- максимально короткий срок создания и развертывания системы (3-5 лет).

Стоимость малого спутника (с приблизительно 5-10 транспондерами), доставляемого на ГСО, как ожидается, будет \$20...30 миллионов - к сравнению, стоимость обычных геостационарных спутников \$140 миллионов и выше. В то же самое время для малого спутника проще получить доступ к орбитальной позиции, основанный на возможности совместной эксплуатации рядом с функционирующим спутником. Ракета-носитель «Циклон-4» является транспортной космической системой, созданной на базе узлов с доказанной высокой надежностью, сохранившей лучшие полетные и эксплуатационные характеристики, традиционно присущие ракетам-носителям серии «Циклон».

В течении почти тридцатилетнего периода ракеты-носители серии «Циклон» запускались более 200 раз, при этом была достигнута пусковая надежность лучше чем, 98%.

Конструктивно-компоновочная схема предполагаемого КА малого класса представлена на рис. 1. Как видно, основные элементы КА следующие: ферма приборная, корпус КА, каркас фотобатарей (БФ), тепловые трубы и составляющие монтажа. Для снижения массы ферма изготавливается из углепластика, что дает возможность снизить массу фермы приблизительно в 2 раза. Фотобатареи конструктивно представляют собой трехслойные панели с углепластиковым обшивками и сотовым наполнителем.

Проблемные вопросы по радиационной защите (10...15 лет на геостационарной орбите) предполагается решить комплексно: избирательно ввести экранирование приборов друг другом, учесть параметры радиационной стойкости [7, 8].

На заседаниях секции «Системы СВЧ связи, вещания и спутниковой навигации» обсуждались тенденции развития связи и был сформулирован ряд задач, над которыми надо работать для реализации перспективных целей наметившихся тенденций. Например, задача создания космического аппарата (КА) включает в себя:

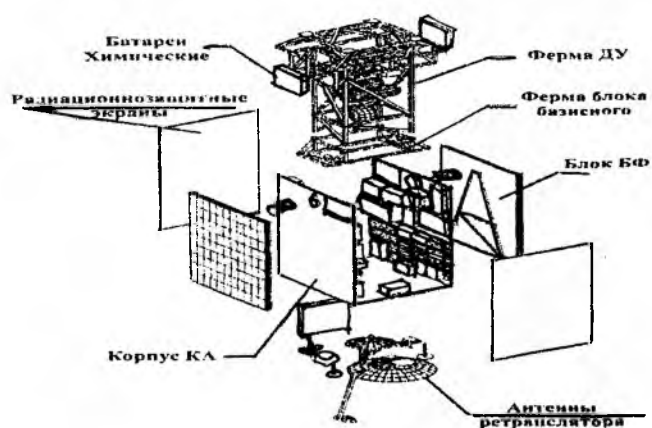


Рис. 1

1. разработку базовой платформы КА (технологией изготовления которой владеют следующие фирмы: Hughes Network System, Lockheed Martin, SPAR Space Systems, Marta Marconi Space, Alcatel, Gilat, НПО ПМ им. Решетнева в г. Красноярске, ГКНПЦ им. Хруничева, в г. Москве, ГKB «Южное» в г. Днепропетровске, Mitsubishi Electronic Corporation.);

2. применение специальных бортовых антенн:

- антенн большого диаметра,
- антенн с контурными диаграммами направленности,
- многолучевых антенн с перенацеливаемыми лучами;

3. применение высококачественного и надежного оборудования, способного работать в открытом космосе;

4. применение обработки сигналов на борту, которая обеспечивает:

- адаптацию излучаемой мощности к условиям распространения радиоволн, к величине трафика в конкретной области покрытия,
- демультимплексирование и преобразование сигналов,
- адресную маршрутизацию по входам и выходам различных лучей,
- повышенную защищенность информации, например, в том числе и за счет применения шумоподобных сигналов [9, 10, 11].

Анатолий Алексеевич Липатов в своем докладе на 11-ой конференции в 2001 году доложил об основных преимуществах применения многолучевых антенн, в том числе о высокой способности к реконфигурации на орбите, изменению мощности излучения, частоты и полосы частот в луче.

При создании таких антенн необходимо решить ряд задач, некоторые из них названы ниже:

- обеспечить максимальную теплоотдачу «суперплиткой»;
- обеспечить жесткую, механически самоподдерживающуюся конструкцию панели, устойчивую к тепловым нагрузкам;
- обеспечить высокую плотность монтажа для уменьшения объема и веса конструкции;
- разработать технологию калибровки элементов антенны и точного тестирования фазированных антенных решеток;
- обеспечить точное управление лучом для достижения заданной формы и направления луча, низкий уровень боковых лепестков.

Использование фиксированных размеров строительных блоков со стандартными техническими, электрическими и управляющими интерфейсами для всех частот существенно улучшает модульность и снижает стоимость разработки. Большие исследования в этой области выполнила фирма Lockheed Martin. Размер «суперплитки» был оптимизирован для антенн геостационарных спутников, работающих в диапазоне от 4 до 20 ГГц. Суперплиточная область может быть сконфигурирована из 2x2 элементов для С-диапазона (4 ГГц), 4x4 элементов для Ku-диапазона (12 ГГц) и 8x8 элементов для Ka-диапазона (20 ГГц).

На конференции отмечено развитие телекоммуникационных технологий на все более высоких частотах. Если в 1998 году Теодор Николаевич Нарытник в своем докладе «Серия радиорелейных станций «Эврика»: разработка, внедрение, перспективы» отмечает: «В докладе представлены результаты разработки и внедрения серии аналоговых и цифровых радиорелейных станций «Эврика» диапазона частот 10,7 – 11,7 ГГц; 12,75 – 13,25 ГГц; 14,5 – 15,35 ГГц», то в 2001 году на заседаниях секции №3 широко обсуждаются проблемы миллиметрового диапазона. Примерами тому служат доклады Радзиховского Василия Николаевича «Пассивная система формирования изображения в миллиметровом диапазоне волн», доклад Wong T. “Mutual Fluctuations between carriers in a broadband Millimeter – Wave Communications System” и др.

В докладе на пленарном заседании в 2001 году было отмечено, что сегодня просматриваются два фундаментальных направления развития в спутниковых технологиях связи и вещания:

- совершенствование аппаратуры и программного обеспечения систем спутниковой связи и вещания (СССВ);
- более тесное взаимодействие СССР с другими телекоммуникационными системами [9].

Перспективным является интеграция СССР с другими системами передачи и распределения информации. Примерами могут служить:

- комбинирование СССР и сотовых систем связи (с применением 2-х и 3-х режимных портативных терминалов), а также спутниковых служб подвижной связи и радионавигации (системы Инмарсат, Глобалстар и др.);

– интегрирование спутниковых и наземных систем распределения теле- и радиопрограмм с целью улучшения качества предоставляемых пользователям услуг и создание новых их видов.

Наше отечественное телевидение охватывает только крупные города. В селах телевидения практически нет, если и принимается где-либо одна программа, да и то она очень низкого качества. Имеется неудовлетворенная потребность довести телевидение до села.

Вторая проблема села – радиовещание. В послевоенные годы страна была оснащена проводной сетью радиовещания. Сегодня ремонт и восстановление ее обходится в очень крупную сумму ежегодно и становится не под силу даже такой мощной организации, как УкрТЕЛЕКОМ.

Третья проблема информатизации общества в Украине – это обеспечение передачи данных из села в центры регионов, что позволит: предоставить доступ в INTERNET, решить вопросы обмена новостями по радиовещанию внутри района и между районами, снабдить соответствующие учреждения информацией ДЗЗ, обеспечить возможность расширения границ дистанционного обучения молодежи.

Интегрированные спутниковые и наземные сети могут решить эти проблемы. Примером интегрированной сети является взаимодействие спутниковой распределительной сети информационного обеспечения Украины [12,13] с системой МИТРИС.

Заключение

Возрастающие потребности общества в обмене информации, в мобильной связи, навигации и диспетчировании транспорта, оперативном медицинском контроле здоровья человека и др. ведут к развитию телекоммуникационных технологий:

- использование различных орбит для космических аппаратов, создание межспутниковых линий связи, высотных платформ, разработка более совершенных конструкций КА, ретрансляторов с обработкой сигналов на борту, адаптивных многолучевых антенн;
- совершенствование наземной инфраструктуры спутниковых сетей передачи информации, их интеграция с наземными сетями;
- развиваются услуги и технологии передачи информации.

Подводя итог основным мыслям, высказанным на заседаниях секции «Системы СВЧ связи, вещания и спутниковой навигации», можно отметить следующие перспективные направления развития:

В настоящее время в мировом телекоммуникационном сообществе активно обсуждается идея применения малых геостационарных спутников для предоставления услуг связи и вещания.

Основная идея проектов – создание группировки на базе малых спутников связи на геостационарной орбите при использовании для их запуска легких ракет.

Предварительная проработка космического сегмента ГКБ «Южное» совместно с кооперацией исполнителей показывает, что вполне возможно создание эффективной и конкурентоспособной системы спутниковой связи на Украине на базе отечественных космических аппаратов.

В миллиметровом диапазоне длин волн устойчиво держит первенство технология изготовления объемных волноводов, по крайней мере до частот порядка 100 ГГц, т.к. изготовленные по этой технологии СВЧ-устройства имеют лучшие электрические параметры при незначительном проигрыше в цене по сравнению с устройствами, изготовленными по планарной технологии.

Интегрирование спутниковых систем связи и вещания с наземными микроволновыми системами передачи информации позволит решить проблему информатизации общества (ТВ, РВ, INTERNET и др.), включая потребности и для населения, расположенного в сельской местности либо в труднодоступных районах.

На рассвете нового столетия произошли еще более серьезные изменения – непрерывный прогресс в интеграции электроники и беспроводных коммуникаций подготовили почву для развития безинфраструктурных самоорганизующихся сетей. Самоорганизация означает, что сеть работает только под управлением конечных пользователей.

Совершенно ясно, что поразительное развитие коммуникационных систем в XX веке стало возможным благодаря: исследованию рынков, снабжению товарами и услугами. Возможно, сейчас мы вышли на стабильный уровень: человечество уже не так сильно нуждается в дополнительных «умных» приборах или новых возможностях фиксированных и мобильных систем связи. Скорее всего, реальные нужды более глобальны: развитие стран третьего мира и демократии в них, решение экологических вопросов и др. Эти причины будут стимулировать прогресс в развитии спутниковых систем связи и вещания в начале третьего тысячелетия [14-17].

Что касается развития самой конференции «СгiMiCo», хочется пожелать более массового участия молодых специалистов. Активное участие молодежи позволит расширить тематику конференции и углубить проработку отдельных вопросов на секциях.

Список литературы: 1. П.П. Ермолов. Десятилетие конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» // Труды 11-ой междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 2001. С. XIV-XX. 2. *Yermolov P.P., Ilchenko M.Ye., Sunduchkov K.S., Lipatov A.A., Magda I.I. and Bliokh Yu. P.*, The results of five Crimean conferences on microwave and telecommunications technology. – Proceeding of the 11-th International Microwave Conference MICON – 96. Warsaw. 1996. P.P. 272-278. 3. *Алыбин В.Г.* Российские ученые на 9-й Межд. Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'99). Радиотехника. Москва. 2000. № 2, С. 89-91. 4. Постанова Кабінету міністрів від 02.12.96 р. № 1437/96 про створення Єдиної супутникової системи передачі інформації”. 5. Указ Президента України від 04.03.1997 р. “Про заходи щодо подальшого розвитку космічних технологій”. 6. *Банкет В.Л.* Супутникові зв'язи: нинішнє і майбутнє // Сети і телекомунікації. 2000. №4 (14). С. 16-25. 7. *Сундучков К.С., Макаров А.А., Бегода А.А., Драновский В.И., Савченко Г.Я., Ильченко М.Е., Липатов А.А.* Развитие Единой спутниковой системы передачи информации Украины. // Материалы 9-ой Международной Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 1999. С. 19-24. 8. *Сундучков К.С., Макаров А.А., Бегода А.А. и др.* Перспективы и направления создания и развития Единой спутниковой системы передачи информации Украины. // Рабочие материалы III науч.-практич. конф. «Проблеми та перспективи впровадження сучасних радіотехнологій в Україні на етапі її входження у світовий інформаційний простір», Одеса – Київ, 1999. С. 1-5. 9. *Сундучков К.С., Макаров А.А., Ильченко М.Е.* Космические телекоммуникационные технологии в начале третьего тысячелетия. // Материалы 11-ой Междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 2001. С. 3-10. 10. *T. Katagi, K. Yonezawa, I. Chiba, S. Urasaki.* "Technology for a QVASI - GSO Satellite Communications system". Proceedings of 3rd International Conference on Antenna Theory and Techniques, Sevastopol. 1999. P.41-45. 11. *Anthony Lucomb - Hood, Erik Lier.* Multibeam Active Phased Arrays for Communications Satellites. IEEE, Microwave. December 2000. P.40-47. 12. *Горбач И.В., Живков А.П., Казимиренко В.Я., Сундучков К.С., Макаров А.А., Юрченко В.В.* Особенности создания общенациональной спутниковой сети распределения программ телерадиовещания (INV.7) // Материалы 9-ой Междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 1999. С. 25-29. 13. *Макаров А.А., Сундучков К.С.* Спутниковые системы передачи информации в единой сети связи. // ВІСНИК Укр. Будинку економічних та наук.-тех. знань: Общество «Знання» Украины. 2001. № 1. С. 40-44. 14. *Leonid G. Kazovsky, Giok – Djan Khon, M. Oskar van Deventer.* Future Telecommunication Networks: Major Trend Projection. // IEEE Communications Magazine. November. 1988. P. 122-127. 15. *John R. Forrest.* Communications Networks for the New Millenium. // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. Vol. 47. № 12. December, 1999. P. 2195-2201. 16. *D. Messerschmitt and J.P. Hubaux.* Opportunities for E-Commerce in Networking // IEEE Commun. Mag. Sept., 1999. 17. *Jean-Pierre Hubaux, Thomas Gross, Jean-Yves Le Boudec, and Martin Vetterli.* Toward Self - Organized Mobil Ad Hoc Networks: The Terminodes Project. IEEE Commun. Mag., January, 2001, P. 118-124.

Київський політехнічний інститут

Поступила в редакцію 19.10.2001

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КВАНТОВО-ОГРАНИЧЕННЫХ СЛОЁВ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦ И КВАЗИЧАСТИЦ

При проектировании и производстве квантоворазмерных структур (КРС) и полупроводниковых приборов нанoeлектроники на их основе как оптоэлектронного, так и неоптоэлектронного назначения невозможно рассматривать процессы в активной области таких приборов без учёта влияния соседних областей – подложки, ограничивающих и разделительных слоёв, металлических контактов выводов и т.д.

Поскольку рабочие параметры и характеристики приборов нанoeлектроники определяются в первую очередь энергетическими состояниями частиц и квазичастиц, находящихся в активных областях таких приборов, то уже на этапе предварительных расчётов и проектирования необходимо учесть влияние энергетического профиля квантово-ограниченного слоя на состояния частиц в нём.

Энергетический профиль КРС может изменяться под действием следующих основных факторов:

- химического состава ограничивающих (барьерных) слоёв;
- ширины ограничиваемого слоя – слоя квантовой ямы;
- уровня легирования и типа проводимости каждого из слоёв, составляющих КРС;
- типа и концентрации дефектов и поверхностных состояний как в объёме квантово-ограниченного слоя, так и в области контактов различных слоёв;

Учёт этих и ряда других факторов позволяет наиболее точно описывать энергетические состояния частиц и квазичастиц, а также вероятности нахождения частиц и квазичастиц в этих состояниях в КРС, находящихся как в стационарном, так и в рабочем, возбуждённом состоянии. Кроме этого появляется возможность описывать процессы токопереноса, обмена и преобразования энергии по всей структуре прибора как в квантово-ограниченных, так и в барьерных слоях.

Учёт влияния уровня легирования, типа проводимости слоёв КРС, а также влияния поверхностных и объёмных дефектов и их концентрации на энергетические состояния частиц и квазичастиц в КРС требует совместного решения уравнения Шредингера, а также уравнений Больцмана и Пуассона в квантовом представлении, что требует значительных вычислительных затрат и невозможно без некоторого начального приближения.

В качестве такого приближения можно рассматривать энергетический профиль КРС, который формируется за счёт задания химического состава барьерных, ограничивающих слоёв и ширины квантово-ограниченного слоя.

В данной работе рассматриваются два вида квантоворазмерных структур – с равновысокими, симметричными, и разновысокими, несимметричными, ограничивающими слоями. Энергетические профили таких структур показаны на рис. 1 а и б соответственно.

Высоты барьеров для электронов в зоне проводимости и для лёгких и тяжёлых дырок в валентной зоне определялись из полуэмпирического правила Миллера [1]. Согласно этому правилу для соединений $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ и их твёрдых растворов с элементами III и II групп высота потенциального барьера для электронов в зоне проводимости и для дырок в валентной зоне на гетерогранице между узкозонным и широкозонным материалами определяется как 65% и 35% от общей разности между шириной запрещённой зоны широкозонного и узкозонного материалов. Эффективные массы частиц и квазичастиц в каждом материале и их зависимость от молярных долей компонентов твёрдых растворов, составляющих тот или иной материал, а также ширина запрещённой зоны материала и её зависимость от химического состава конкретного соединения, определяются в приближении Латтингера и Кона [2] по соотношениям, представленным в табл. 1.

Таблица 1

Материал Параметр	GaAs	AlAs	$Al_xGa_{1-x}As$
E_g , эВ	1,424	3,018	$1,424+1,247 \cdot x$, $0 < x < 0,45$ $1,424+1,247 \cdot x+1,427 \cdot (x-0,45)$, $0,45 < x < 1,0$
m_e^*/m_0	0,067	0,124	$0,067+0,057 \cdot x$
γ_1	6,85	3,45	$6,85-3,4 \cdot x$
γ_2	2,1	0,68	$2,1-1,42 \cdot x$

В таблице 1 m_e^* – эффективная масса электрона, m_0 – масса свободного электрона, γ_1 и γ_2 – постоянные Латтингера. Согласно [2,3] эффективные массы тяжелой и легкой дырки могут быть вычислены по формулам

$$m_{hh}^* = \frac{m_0}{(\gamma_1 - 2 \cdot \gamma_2)}, \quad (7)$$

$$m_{lh}^* = \frac{m_0}{(\gamma_1 + 2 \cdot \gamma_2)}, \quad (8)$$

где m_{hh}^* и m_{lh}^* – эффективные массы тяжелой и легкой дырок соответственно.

На рис. 1 энергия электронов отсчитывается от дна зоны проводящего слоя вверх, а энергия дырок – от потолка валентной зоны вниз так, как это принято в физике полупроводников; Lz – ширина квантово-ограниченного слоя (не более длины волны де-Бройля для ограничиваемого материала, в данном случае для GaAs эта величина составляет приблизительно 140 Å).

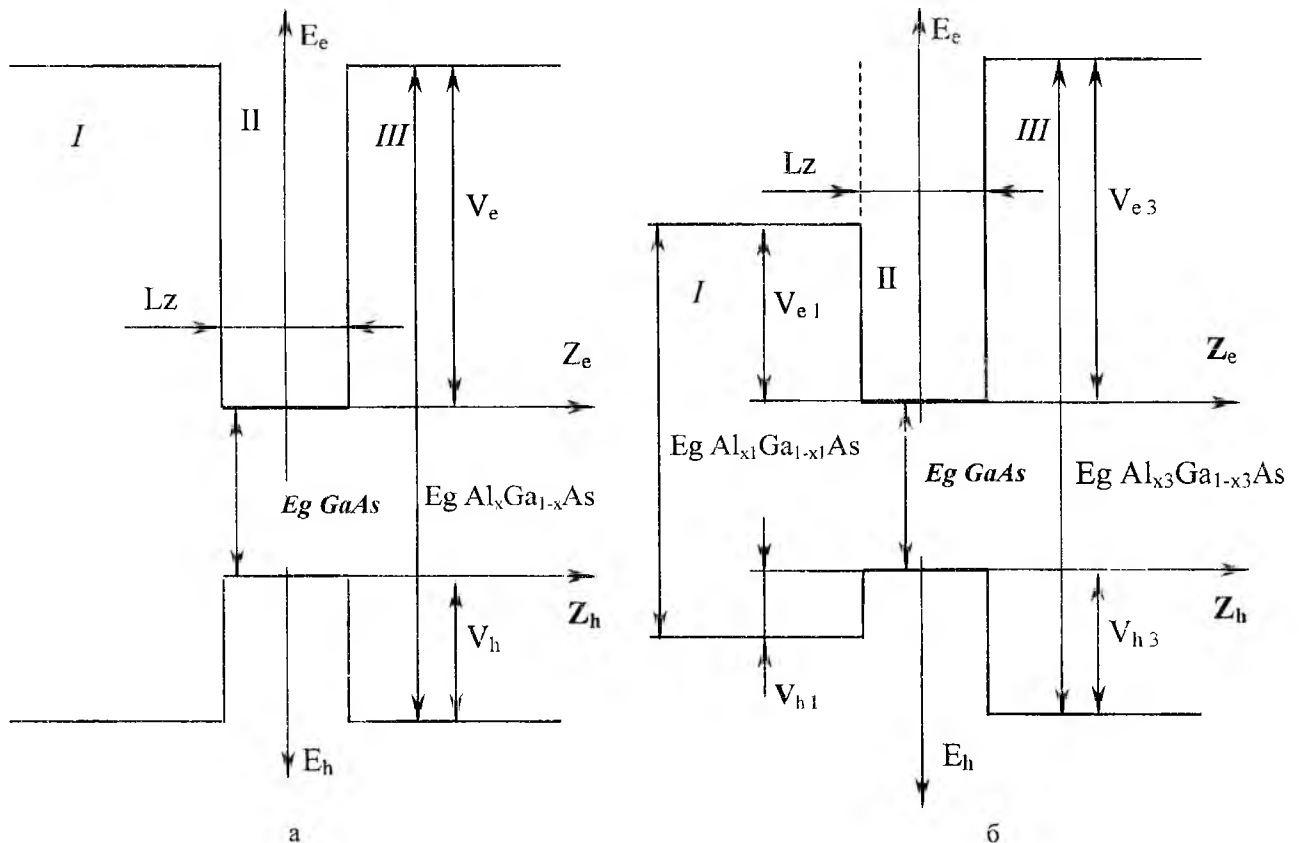


Рис. 1

Таким образом для рис. 1, а:

$$V_e = 0,65 \cdot (E_g \text{ Al}_x \text{ Ga}_{1-x} \text{ As} - E_g \text{ GaAs}), \quad (1)$$

$$V_h = 0,35 \cdot (E_g \text{ Al}_x \text{ Ga}_{1-x} \text{ As} - E_g \text{ GaAs}), \quad (2)$$

а для рис 1, б:

$$V_{e1} = 0,65 \cdot (E_g \text{ Al}_{x1} \text{ Ga}_{1-x1} \text{ As} - E_g \text{ GaAs}), \quad (3)$$

$$V_{h1} = 0,35 \cdot (E_g \text{ Al}_{x1} \text{ Ga}_{1-x1} \text{ As} - E_g \text{ GaAs}), \quad (4)$$

$$V_{e3} = 0,65 \cdot (E_g \text{ Al}_{x3} \text{ Ga}_{1-x3} \text{ As} - E_g \text{ GaAs}), \quad (5)$$

$$V_{h3} = 0,35 \cdot (E_g \text{ Al}_{x3} \text{ Ga}_{1-x3} \text{ As} - E_g \text{ GaAs}), \quad (6)$$

где V_e, V_{e1}, V_{e3} – высоты потенциальных барьеров для электронов в зоне проводимости на соответствующих гетерограницах, эВ; V_h, V_{h1}, V_{h3} – высоты потенциальных барьеров для дырок в валентной зоне, эВ; x, x_1, x_3 – молярные доли алюминия в соответствующих слоях арсенида галлия; E_g – ширина запрещённой зоны соответствующего материала, эВ.

Для изучения влияния изменения ширины квантово-ограниченного слоя на энергетические состояния частиц и квазичастиц в КРС были проведены расчёты собственных значений энергии электронов, лёгких и тяжёлых дырок для трёх произвольно заданных значений ширины квантово-ограниченного слоя – квантовой ямы $L_z = 100, 50$ и 25 Å как для симметричной КРС, так и для несимметричной КРС. Все полупроводниковые слои, составляющие квантоворазмерную структуру, предполагаются нелегированными, т.е. имеющими собственную проводимость. Это позволяет на данном этапе расчётов не учитывать влияния на форму энергетического профиля рассматриваемой КРС поверхностных состояний на гетерограницах и объёмных зарядов в слоях.

Энергетические состояния частиц и квазичастиц (электронов и дырок) в квантоворазмерной структуре, показанной на рис. 1, находящейся в невозбуждённом состоянии, определяются из решения стационарного уравнения Шредингера для каждой из областей ямы и барьеров с учётом непрерывности волновых функций и их первых производных по координате на границах раздела слоёв. Значения энергии частиц и квазичастиц определяются из графического или численного решения трансцендентных уравнений вида [3]:

$$\operatorname{tg}(k_2 a) = \frac{m_2^*}{m_1^*} \cdot \frac{k_1}{k_2}, \quad (9)$$

$$-\operatorname{ctg}(k_2 a) = \frac{m_2^*}{m_1^*} \cdot \frac{k_1}{k_2}. \quad (10)$$

- для симметричной структуры.

$$\operatorname{tg}(k_2 a) = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_1^*} \cdot \frac{k_1}{k_2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_3^*} \cdot \frac{k_3}{k_2}, \quad (11)$$

$$-\operatorname{ctg}(k_2 a) = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_1^*} \cdot \frac{k_1}{k_2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_3^*} \cdot \frac{k_3}{k_2}. \quad (12)$$

- для несимметричной структуры.

В уравнениях (9) – (12) $a = L_z/2$ – полуширина квантово ограниченного слоя (область II на рис. 1); m_1^*, m_2^*, m_3^* – эффективные массы частиц или квазичастиц в первой, второй и третьей областях КРС согласно рис. 1.

$$k_1^2 = \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (V_1 - E), \quad (13)$$

$$k_2^2 = \frac{2m_2^*}{\hbar^2} E, \quad (14)$$

$$k_3^2 = \frac{2m_3^*}{\hbar^2} (V_3 - E). \quad (15)$$

В качестве $m_{...}^*$ и $V_{...}$ каждый раз при расчётах подставляются соответствующие эффективные массы частиц или квазичастиц и высоты потенциальных барьеров. Таким образом, уравнения (9) – (15) являются инвариантными по отношению к сорту частиц, ширине квантово-ограниченного слоя и химическому составу контактирующих полупроводниковых слоёв.

Энергетические состояния электронов в симметричных структурах определялись при решении уравнений (9), (10), в несимметричной структуре – при решении уравнений (11), (12), с учётом соотношений (13)-(15). Аналогичные расчёты энергетических состояний электронов могут быть проведены для различных высот ограничивающих барьеров в случае симметричных структур и различных соотношений высот ограничивающих барьеров в случае несимметричных структур, а также для раз-

личных значений ширины квантово-ограниченного слоя, в частности, 50 и 25 Å. Расчёты для лёгких и тяжёлых дырок проводятся аналогично.

В табл. 2 приведены собственные значения энергии электронов, тяжёлых и лёгких дырок, рассчитанные для симметричных и несимметричных квантоворазмерных структур с шириной квантово-ограниченного слоя 100, 50 и 25 Å.

Для исследования влияния высоты ограничивающих барьеров на энергетические состояния частиц и квазичастиц в однослойной КРС при различной ширине квантово-ограниченного слоя высоты барьеров в симметричных КРС выбирались равными высотам какого либо из барьеров в несимметричной структуре.

Как видно из результатов приведенных в табл. 2 на энергетические состояния частиц и квазичастиц существенное влияние оказывает ширина квантово-ограниченного слоя — чем уже квантовая яма, тем меньше в ней энергетических уровней частиц, тем больше энергетическое расстояние между ними и тем выше относительно «дна» квантовой ямы находится первый энергетический уровень.

Таблица 2

n	L = 100 Å			L = 50 Å			L = 25 Å		
	X = 0.5	Ve = 0,443, эВ Vh = 0,238, эВ		X = 0.5	Ve = 0,443, эВ Vh = 0,238, эВ		X = 0.5	Ve = 0,443, эВ Vh = 0,238, эВ	
	E e, эВ	E hh, эВ	E lh, эВ	E e, эВ	E hh, эВ	E lh, эВ	E e, эВ	E hh, эВ	E lh, эВ
1	0,00386	0,00063	0,00275	0,014	0,00237	0,01	0,05	0,00855	0,034
2	0,015	0,0025	0,011	0,057	0,00949	0,04	0,191	0,034	0,128
3	0,035	0,00563	0,025	0,127	0,021	0,089	0,379	0,076	0,23
4	0,062	0,01	0,044	0,222	0,038	0,153	--	0,132	--
5	0,096	0,016	0,068	0,334	0,059	0,22	--	0,197	--
6	0,138	0,023	0,098	0,436	0,084	--	--	--	--
7	0,186	0,031	0,132	--	0,114	--	--	--	--
8	0,242	0,04	0,169	--	0,148	--	--	--	--
	X = 0.25	Ve = 0,203, эВ Vh = 0,109, эВ		X = 0.25	Ve = 0,203, эВ Vh = 0,109, эВ		X = 0.25	Ve = 0,203, эВ Vh = 0,109, эВ	
	E e, эВ	E hh, эВ	E lh, эВ	E e, эВ	E hh, эВ	E lh, эВ	E e, эВ	E hh, эВ	E lh, эВ
1	0,00363	0,00061	0,00255	0,013	0,00222	0,00874	0,04	0,00755	0,026
2	0,014	0,00242	0,01	0,05	0,00887	0,034	0,141	0,03	0,088
3	0,032	0,00545	0,023	0,109	0,02	0,073	--	0,065	--
4	0,057	0,00967	0,04	0,179	0,035	0,109	--	0,105	--
5	0,089	0,015	0,062	--	0,054	--	--	--	--
6	0,126	0,022	0,089	--	0,077	--	--	--	--
7	0,167	0,029	0,109	--	0,101	--	--	--	--
8	--	0,038	--	--	--	--	--	--	--
	X1 = 0.25	Ve1 = 0,203, эВ Vh1 = 0,109, эВ		X1 = 0.25	Ve1 = 0,203, эВ Vh1 = 0,109, эВ		X1 = 0.25	Ve1 = 0,203, эВ Vh1 = 0,109, эВ	
	X3 = 0.5	Ve3 = 0,443, эВ Vh3 = 0,238, эВ		X3 = 0.5	Ve3 = 0,443, эВ Vh3 = 0,238, эВ		X3 = 0.5	Ve3 = 0,443, эВ Vh3 = 0,238, эВ	
n	E e, эВ	E hh, эВ	E lh, эВ	E e, эВ	E hh, эВ	E lh, эВ	E e, эВ	E hh, эВ	E lh, эВ
1	0,00352	0,00061	0,00249	0,012	0,00225	0,00839	0,037	0,00774	0,025
2	0,014	0,00244	0,00994	0,048	0,00899	0,033	0,143	0,031	0,093
3	0,032	0,00548	0,022	0,108	0,02	0,074	--	0,068	--
4	0,056	0,00974	0,04	0,187	0,036	--	--	--	--
5	0,088	0,015	0,062	--	0,056	--	--	--	--
6	0,126	0,022	0,088	--	0,08	--	--	--	--
7	0,17	0,049	--	--	0,106	--	--	--	--
8	--	0,061	--	--	--	--	--	--	--

Влияние высот ограничивающих барьеров (фактически, химического состава барьерных слоёв) также существенно, однако, оно более выражено в «узких» квантово-ограниченных слоях. Уменьшение концентрации алюминия приводит к снижению потенциального барьера и, как следствие, к

умножению количества энергетических уровней в квантово-ограниченном слое. Кроме того, в квантовых ямах с меньшими ограничивающими барьерами энергетические состояния частиц расположены немного (меньше kT) ниже соответствующих состояний в квантовых ямах с более высокими барьерами. В этой связи результаты, полученные для несимметричных структур, являются вполне прогнозируемыми – значения энергии частиц не столь малы как в структурах с симметричными высокими барьерами, но в тоже время и не повторяют значений энергии частиц в структурах с невысокими симметричными барьерами. Подобный результат можно объяснить тем, что в несимметричных структурах потенциал ограничения высокого барьера экранируется близостью «континуума» со стороны низкого, и благодаря этому энергетические уровни располагаются несколько выше, чем в симметричных структурах с низкими барьерами. Подобное поведение энергетических уровней частиц и квазичастиц как в симметричных, так и в несимметричных КРС более ярко проявляется в «узких» квантово-ограниченных слоях.

Распределение энергетических состояний электронов для квантово-ограниченного слоя шириной 100 Å показано на рис. 2. На рис 2 а) приведена симметричная КРС с содержанием алюминия в материале барьеров $x = 0,5$, на рис. 2 б) – симметричная КРС с содержанием алюминия $x = 0,25$, на рис. 2 в) – несимметричная КРС с содержанием алюминия в одном ограничивающем слое $x_1 = 0,25$, а в другом $x_3 = 0,5$.

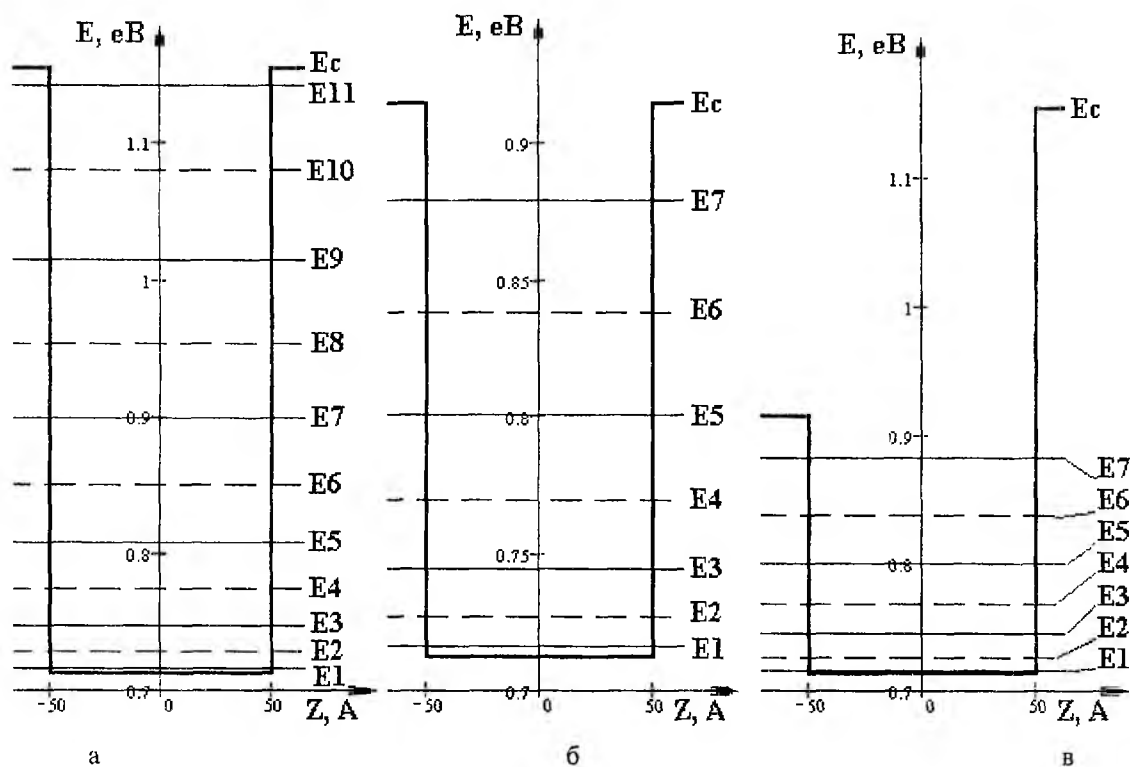


Рис. 2

Таким образом, за счёт создания несимметричных квантоворазмерных структур с разновысокими ограничивающими барьерами можно относительно легко управлять положением энергетических уровней электронов, лёгких и тяжёлых дырок в активной части прибора без ущерба его электрическим свойствам. Варьируя концентрацию алюминия в твёрдом растворе материала приконтактных, или разделительных слоёв, можно создавать неомические контакты с металлизацией разводки.

Список литературы: 1. Emmanuel Anemogiannis, Elias N. Glytsis, Thomas V. Gaylord. Quasi – Bound States Determination Using a Perturbed Wavenumbers Method in a Large Quantum Box // IEEE J. Quantum Electronics. 1998. Vol. 33, N 5. P. 742-752. 2. J.M. Luttinger, W. Kohn. Motion of Electrons and Holes in Perturbed Periodic Fields // Phys. Rev. Ser. B. 1955. Vol. 97, No 4. P. 869–883. 3. Физика полупроводниковых лазеров: Пер. с японск. / Под ред. Х. Такумы. М.: Мир, 1989. 310с.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ НЕКОГЕРЕНТНОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРА ПРИ КОНЕЧНОМ ВРЕМЕНИ РЕГИСТРАЦИИ

1. Введение

Оптические методы обработки информации находят все более широкое применение при анализе и обработке изображений, радиолокационных сигналов, геофизических данных и т.д. [1-3], что обусловлено большими потенциальными возможностями таких методов, связанными с параллельностью обработки, высокой частотой и скоростью оптических сигналов. В оптических устройствах просто реализуются важные интегральные операции нахождения свертки, корреляции, преобразований Фурье, Гильберта, Лапласа и др.

Одним из наиболее эффективных методов исследования в различных областях науки является спектральный анализ, имеющий и широчайшие практические приложения. Особое место среди анализаторов спектра занимают акустооптические спектроанализаторы, отличающиеся простотой конструкции и возможностью проведения параллельной обработки сигналов в широкой полосе частот и практически в реальном масштабе времени [4-5].

Мгновенное нахождение спектра Фурье в акустооптических спектроанализаторах обеспечивает беспрепятственный спектральный анализ и высокую вероятность перехвата как моноимпульсного радиоизлучения в метровом и дециметровом (а в перспективе – и до частот 10 ГГц) диапазонах, так и расширения полосы одновременно анализируемых частот до 60% от несущей. При этом обеспечивается как высокая чувствительность при работе с квазинепрерывными сигналами, так и высокая разрешающая способность по частоте и времени прихода. Систематическое изложение теоретических аспектов работы акустооптических анализаторов спектра представлено в [3,5].

В большинстве работ, посвященных рассмотрению оптических спектроанализаторов, время регистрации (в предположении, что анализируемый сигнал допускает представление в виде обычного интеграла Фурье) выбирается стремящимся к бесконечности [3], что далеко не всегда адекватно описывает практические схемы и устройства.

В данной статье это продемонстрировано на примере временного хода выходного сигнала фотодетектора в некогерентном спектроанализаторе с пространственным интегрированием для одиночного входного импульса с длительностью как меньшей, так и большей длительности временной выборки, соответствующей световой апертуре акустооптического модулятора.

2. Постановка задачи и основные соотношения

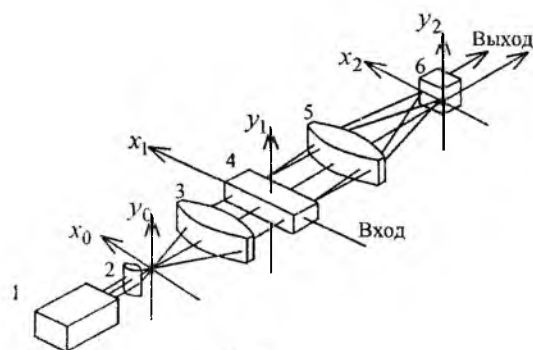


Рис. 1

Рассмотрим акустооптический анализатор спектра с пространственным интегрированием, структурная схема которого представлена на рис. 1 (для удобства сравнения с предыдущими результатами ниже используются терминология и обозначения из монографии [3]). На приведенной схеме 1 – лазер, 2 – конденсор, 3 – коллиматор, 4 – акустооптический модулятор (АОМ), 5 – фурье-линза, 6 – регистрирующее устройство и изображены используемые системы координат x_1, y_1, z_1 и x_2, y_2, z_2 .

Пусть лазер излучает монохроматическую волну $\exp[i(\omega_L t - k_L z_1)]$, конденсор и коллиматор обеспечи-

вают формирование плоской световой волны заданной апертуры, падающей под углом θ_i на АОМ

$$E_0(x_1, t) = r(x_1) \exp[i(\omega_L t - k_L z_1 + k_L x_1 \operatorname{tg} \theta_i)],$$

где множитель

$$r(x_1) = \begin{cases} 1, & |x_1| \leq D/2 \\ 0, & |x_1| > D/2 \end{cases}$$

характеризует заданную апертуру.

Поступающий на вход анализатора радиосигнал

$$s(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} S(\omega) \quad (1)$$

преобразуется в бегущую акустическую волну вида $r(x_1)s\left(t - \frac{x_1 + D/2}{v}\right)$, где v – скорость ее распространения. В линейном приближении поле световой волны первого дифракционного порядка есть

$$E_1(x_1, t) = Ar(x_1)s\left(t - \frac{x_1 + D/2}{v}\right) \exp[i(\omega_L t - k_L z_1 + k_L x_1 \operatorname{tg}\theta_i)]$$

где множитель A обусловлен модулирующим воздействием акустической волны на проходящее через АОМ лазерное излучение.

Поле в выходной плоскости анализатора, совпадающей с задней фокальной плоскостью линзы 5, есть

$$E_2(x_2, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 E_1(x_1, t) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda F} x_1 x_2\right), \quad (2)$$

где F – фокусное расстояние линзы, λ – длина волны лазерного излучения.

Воспользовавшись соотношением (1) и опуская несущественный для дальнейшего рассмотрения множитель $\exp[i(\omega_L t - k_L z_1)]$, формулу (2) можно преобразовать к виду

$$E_2(\omega_x, t) = A \frac{D}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S(\omega) \exp\left(i\omega\left(t - \frac{T}{2}\right)\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega - \omega_x}{2} T\right), \quad (3)$$

где для сокращения записи введено стандартное наименование для функции $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$,

$T = \frac{D}{v}$ есть длительность временной выборки, соответствующей световой апертуре D , и $\omega_x = v\left(\frac{2\pi}{\lambda F} x_2 + k_L \operatorname{tg}\theta_i\right)$ (последнее обозначение несколько отличается от использованного в [3]).

Кроме того, в (3) и всех последующих формулах явно отражен тот факт, что поле E_2 зависит от x_2 посредством $\omega_x = \omega(x_2)$.

Как известно, по способу регистрации дифрагированного излучения спектроанализаторы делятся на когерентные и некогерентные. В данной работе мы ограничимся рассмотрением случая некогерентного преобразования выходного светового распределения в электрический сигнал, пропорциональный интегралу по времени от его интенсивности

$$u(\omega_x, T_R) = \int_0^{T_R} dt |E_2(\omega_x, t)|^2, \quad (4)$$

где T_R – время регистрации, отсчитываемое от момента $t = 0$.

Подстановка (3) в (4) дает общее решение задачи о связи выходного сигнала некогерентного акустооптического спектроанализатора со спектром входного сигнала

$$u(\omega_x, T_R) = \left(\frac{AD}{2\pi}\right)^2 T_R \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 S(\omega_1) S^*(\omega_2) \times \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega_1 - \omega_x}{2} T\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega_2 - \omega_x}{2} T\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} T_R\right) \exp\left(i \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} T_R\right), \quad (5)$$

где звездочка обозначает комплексно сопряженную величину.

Обычно в предположении о представимости анализируемого сигнала интегралом Фурье время регистрации устремляют к бесконечности и от (5) переходят к формуле

$$u(\omega_x, T_R \rightarrow \infty) = \left(\frac{AD}{2\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega |S(\omega)|^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\omega - \omega_x}{2} T \right)$$

Задачей данной статьи является исследование эффекта конечного (по сравнению с остальными характерными временами задачи) времени регистрации, что более удобно сделать на частном, но практически важном примере простого входного сигнала, допускающего получение аналитических результатов в явном виде.

3. Входной импульс с прямоугольной огибающей

Пусть на вход анализатора подается импульсный сигнал вида

$$s(t; \omega_0, \tau_i) = \begin{cases} 0, & t < t_0, \\ \sin(\omega_0(t - t_0)), & t_0 \leq t \leq t_0 + \tau_i, \\ 0, & t > t_0 + \tau_i \end{cases} \quad (6)$$

где t_0 – время задержки (появления переднего фронта импульса) от начала регистрации; ω_0 – несущая частота; τ_i – длительность импульса.

Хотя спектр импульса (6) $S(\omega; \omega_0, \tau_i) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} s(t; \omega_0, \tau_i)$ находится в явном виде:

$$S(\omega; \omega_0, \tau_i) = \frac{\exp(-i\omega t_0)}{2} \left[\frac{\exp[-i(\omega - \omega_0)\tau_i] - 1}{\omega - \omega_0} - \frac{\exp[-i(\omega + \omega_0)\tau_i] - 1}{\omega + \omega_0} \right],$$

его непосредственная подстановка в (5) приводит к труднообозримым выражениям, и поэтому более удобным оказывается проведение расчетов во временной области.

Это дает следующие результаты для $u(\omega_x, T_R)$, существенно зависящие от величины времени регистрации. В случае временной апертуры T , превышающей длительность импульса τ_i , имеем (множитель $(Av)^2$ для упрощения записи опущен):

при $T_R < t_0$

$$u(\omega_x, T_R) = 0; \quad (7)$$

при $t_0 \leq T_R < t_0 + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = G(\omega_x, T_R - t_0); \quad (8)$$

при $t_0 + \tau_i \leq T_R < t_0 + T$

$$u(\omega_x, T_R) = G(\omega_x, \tau_i) + (T_R - t_0 - \tau_i)g(\omega_x, \tau_i); \quad (9)$$

при $t_0 + T \leq T_R < t_0 + T + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = 2G(\omega_x, \tau_i) + (T - \tau_i)g(\omega_x, \tau_i) - G(\omega_x, t_0 + T + \tau_i - T_R); \quad (10)$$

при $T_R \geq t_0 + T + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = 2G(\omega_x, \tau_i) + (T - \tau_i)g(\omega_x, \tau_i). \quad (11)$$

Здесь для существенного сокращения записи введены обозначения для (с точностью до множителя) энергетического спектра анализируемого сигнала на частоте ω_x

$$g(\omega_x, \tau_i) = \left| \frac{2}{\tau_i} S(\omega_x; \omega_0, \tau_i) \right|^2 = \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\omega_x - \tau_i}{2} \right) + \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\omega_x + \tau_i}{2} \right) - 2 \cos(\omega_0 \tau_i) \operatorname{sinc} \left(\frac{\omega_x - \tau_i}{2} \right) \operatorname{sinc} \left(\frac{\omega_x + \tau_i}{2} \right)$$

и интеграла от него по временной переменной

$$G(\omega_x, t) = \int_0^t dt' g(\omega_x, t') = \frac{t}{\omega_- \omega_+} \left[\frac{1}{2} (1 - \text{sinc}(2\omega_0 t)) + \frac{\omega_0}{\omega_-} (1 - \text{sinc}(\omega_- t)) - \frac{\omega_0}{\omega_+} (1 - \text{sinc}(\omega_+ t)) \right],$$

где $\omega_{\pm} = \omega_x \pm \omega_0$.

Приведем теперь соответствующие выражения для случая $T < \tau_i$:

при $T_R < t_0$

$$u(\omega_x, T_R) = 0; \quad (12)$$

при $t_0 \leq T_R < t_0 + T$

$$u(\omega_x, T_R) = G(\omega_x, T_R - t_0); \quad (13)$$

при $t_0 + T \leq T_R < t_0 + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = G(\omega_x, T) + G_1(\omega_x, T_R - t_0); \quad (14)$$

при $t_0 + \tau_i \leq T_R < t_0 + \tau_i + T$

$$u(\omega_x, T_R) = 2G(\omega_x, T) + G_1(\omega_x, \tau_i) - G(\omega_x, t_0 + \tau_i + T - T_R); \quad (15)$$

при $T_R \geq t_0 + T + \tau_i$

$$u(\omega_x, T_R) = 2G(\omega_x, T) + G_1(\omega_x, \tau_i), \quad (16)$$

где

$$G_1(\omega_x, t) = \int_0^t dt' |E_2(\omega_x, t' + t_0)|^2 \Big|_{T \leq t \leq \tau_i} = \\ = (t - T) \left[\frac{\sin^2(\omega_- T / 2)}{\omega_-^2} + \frac{\sin^2(\omega_+ T / 2)}{\omega_+^2} \right] - \frac{\sin[\omega_0(2t - T)] - \sin[\omega_0 T]}{\omega_0} \frac{\sin(\omega_- T / 2)}{\omega_-} \frac{\sin(\omega_+ T / 2)}{\omega_+}.$$

Формулы (7-16) в явном виде дают полное решение поставленной задачи.

4. Результаты численных расчетов и обсуждение

На рис. 2. представлены результаты расчета временной эволюции зависимости выходного сигнала $u(\omega_x, T_R)$ от ω_x для широкой апертуры $T \geq \tau_i$. Напомним, что ω_x пропорционально x_2 и именно по этой зависимости судят о спектре анализируемого сигнала. При проведении численных расчетов принималось, что длительность входного импульса составляет несколько периодов несущей частоты $\tau_i = (2\pi / \omega_0)N$ ($N = 20$), величина временной апертуры составляла $T = 5\tau_i$, время задержки произвольно выбиралось равным $t_0 = \tau_i$.

При заданной величине ω_x характерным для всех зависимостей является нулевое значение $u(\omega_x, T_R)$ до момента t_0 , два этапа переходных процессов, один – линейного роста, а также этап сохранения накопленного значения, что более отчетливо видно на рис. 3. Характер изменения $u(\omega_x, T_R)$ во времени представлен для четырех значений безразмерного параметра – относительной расстройки частоты ω_x / ω_0 .

На рис. 4 представлены результаты численных расчетов выходного сигнала $u(\omega_x, T_R)$ для в два раза более короткого по сравнению с рис. 2 входного импульса при неизменных остальных параметрах. Сопоставление этих рисунков показывает, что укорочение длительности входного импульса приводит к пропорциональному пространственному уширению выходного сигнала.

Сопутствующее сохранение длительности переходных этапов и уменьшение (поскольку в действительности на всех графиках изображены нормированные величины $\frac{u(\omega_x, T_R)}{(Av)^2}$) амплитуды выходного сигнала более четко видно из сравнения рис. 3 с рис. 5, на котором представлена зависимость $u(\omega_x, T_R)$ от T_R при нескольких фиксированных значениях ω_x / ω_0 .

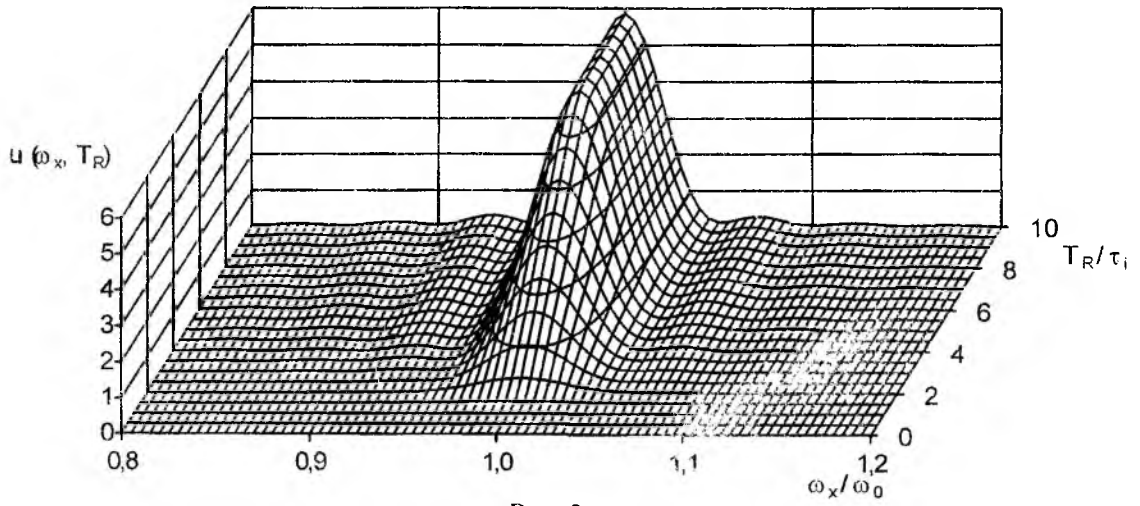


Рис. 2

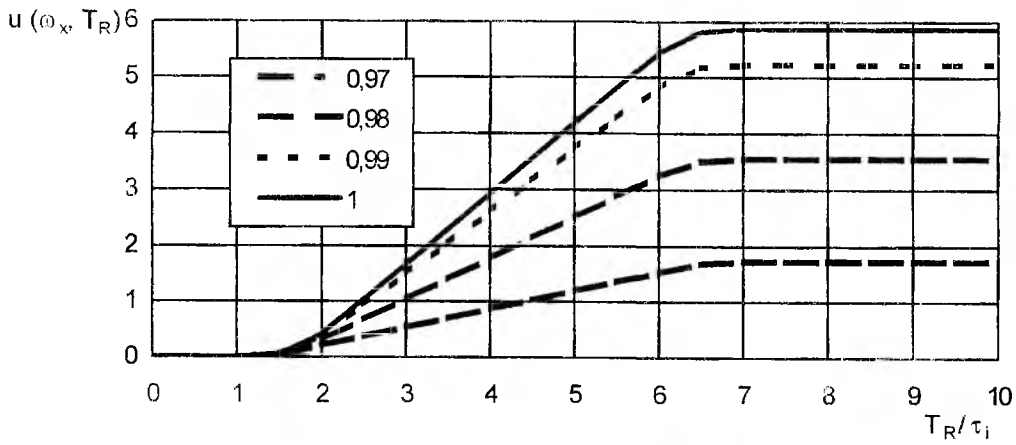


Рис. 3

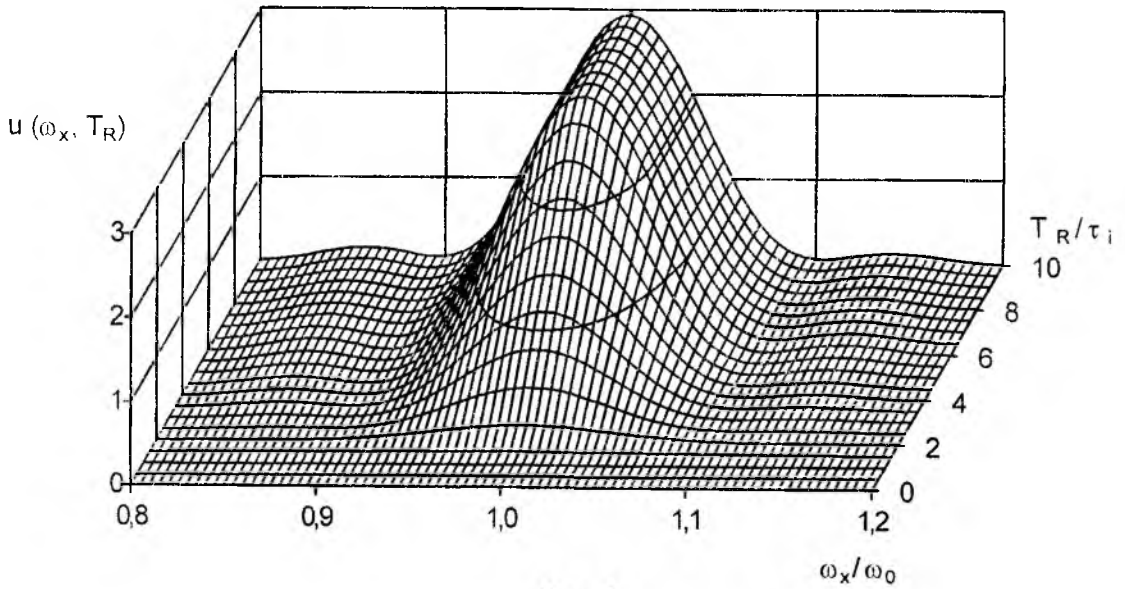


Рис. 4

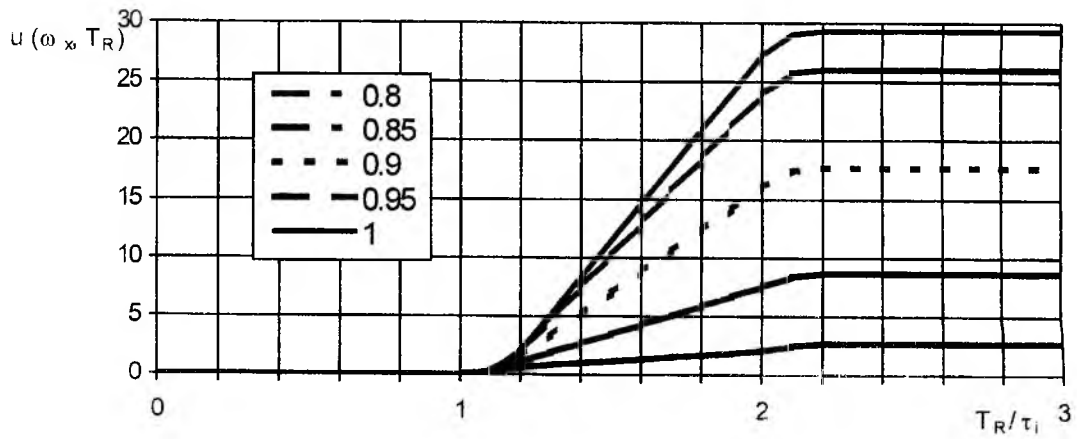


Рис. 5

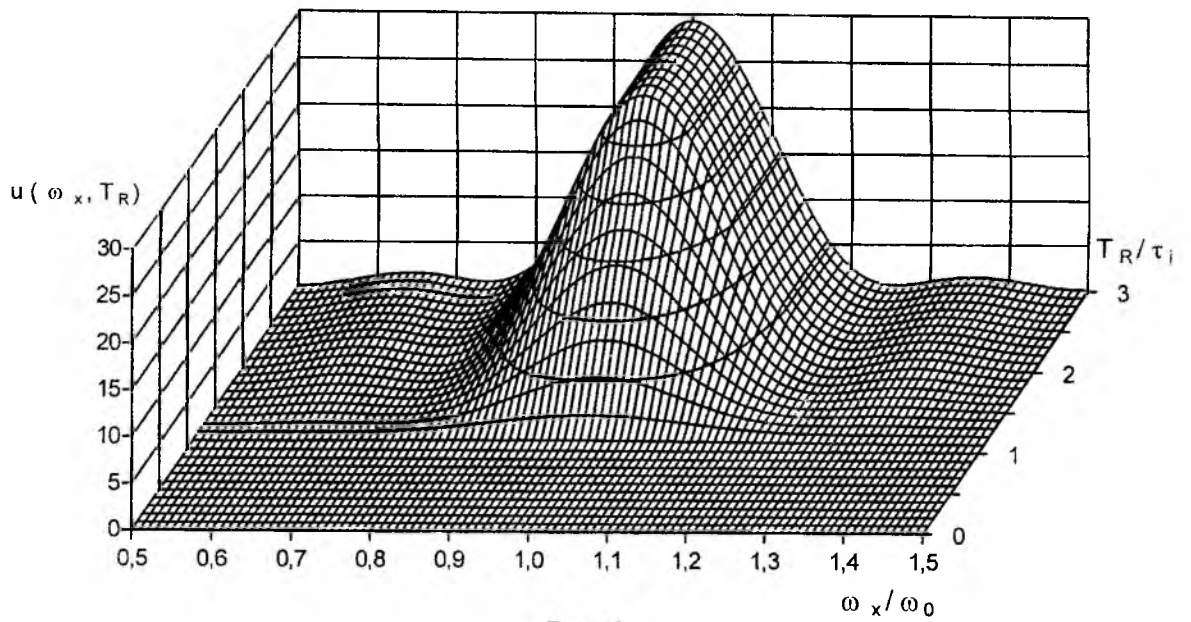


Рис. 6

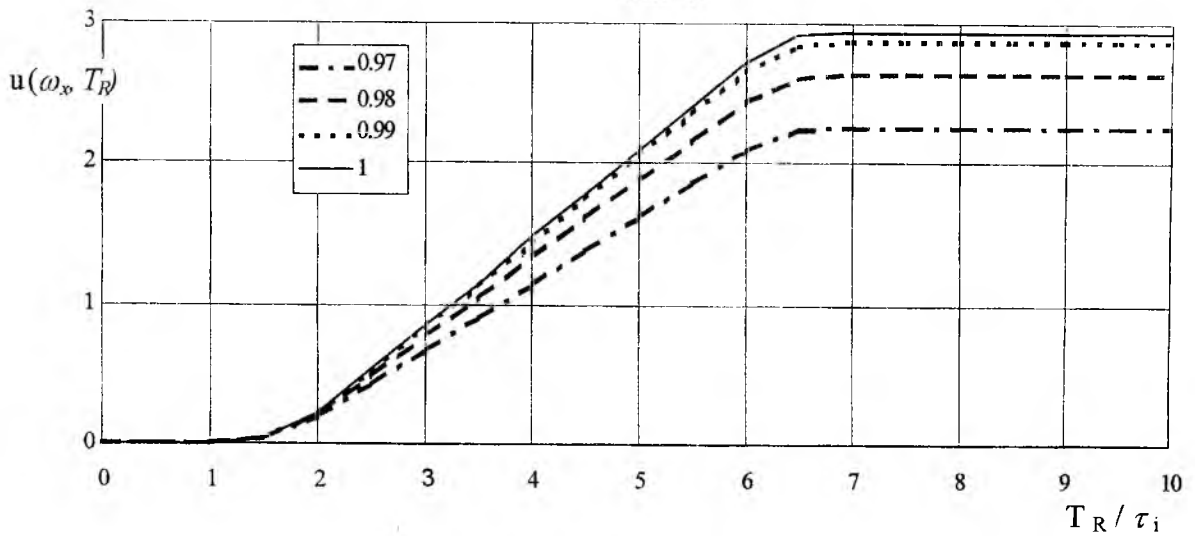


Рис. 7

Выделение пяти временных интервалов в выражениях (7)-(11) и (12)-(16) имеет ясный физический смысл. Для широкой ($T \geq \tau_i$) апертуры это соответствует отсутствию выходного сигнала до

появления импульса в пределах апертуры АОМ при $T_R < t_0$; вхождению импульса длительности τ_i через передний край апертуры при $t_0 \leq T_R < t_0 + \tau_i$; этапу нахождения тела импульса целиком в пределах апертуры при $t_0 + \tau_i \leq T_R < t_0 + T$; выходу импульса через задний край апертуры при $t_0 + T \leq T_R < t_0 + T + \tau_i$ и, наконец, уходу импульса из пределов апертуры при $T_R \geq t_0 + T + \tau_i$.

При выполнении условия $T < \tau_i$ интерпретация результатов несколько модифицируется. Временной этап $T_R < t_0$ также соответствует отсутствию выходного сигнала до появления импульса в пределах апертуры АОМ; интервал $t_0 \leq T_R < t_0 + T$ соответствует этапу постепенного заполнения импульсом апертуры через передний край; интервал $t_0 + T \leq T_R < t_0 + T + \tau_i$ соответствует этапу прохода импульсом апертуры при полном ее заполнении; интервал $t_0 + \tau_i \leq T_R < t_0 + T + \tau_i$ – этапу освобождения апертуры при выходе импульса через задний ее край, а временной этап $T_R \geq t_0 + T + \tau_i$ (как и в рассмотренном выше случае $T \geq \tau_i$) соответствует нахождению импульса вне пределов апертуры после выхода из нее.

Эти соображения для узкой ($T < \tau_i$) апертуры проиллюстрированы на рис. 6, где при расчетах были использованы те же значения параметров, что и на рис. 2, однако теперь $T = \tau_i / 5$.

На рис. 7 приведены сечения поверхности $u = u(\omega_x, T_R)$ плоскостями фиксированных значений ω_x / ω_0 . Хорошо видно, что по сравнению с рис. 3 общий характер временной эволюции $u(\omega_x, T_R)$ остается прежним, изменяются лишь числовые значения параметров, определяющих начало и продолжительность введенных выше временных этапов.

Результаты, полученные выше для импульса с прямоугольной огибающей, являются базой для понимания физики временного поведения выходного сигнала некогерентного спектроанализатора при входном импульсе произвольной формы. Так, при $T \geq \tau_i$ для трапециевидальной огибающей можно будет выделить в графике $u(\omega_x, T_R)$ интервалы, соответствующие входу и выходу из апертуры АОМ переднего и заднего фронтов импульса и его плато. Напротив, для колоколообразной огибающей при $T \geq \tau_i$ будет отсутствовать этап прохождения плато, хотя во всех случаях будет наблюдаться линейный рост $u(\omega_x, T_R)$ при прохождении импульса целиком в пределах апертуры и сохранение значения – при полном выходе.

Качественно можно предсказать и поведение $u(\omega_x, T_R)$ при анализе пачки импульсов, особенно интересны результаты в случае скважности, малой по сравнению с длительностью временной выборки T .

5. Заключение

В данной работе рассмотрен эффект конечного времени регистрации в некогерентных акустооптических анализаторах спектра радиосигналов. Получены явные выражения для выходного сигнала для одиночного входного импульса с прямоугольной огибающей. Во временном ходе выходного сигнала выделены пять интервалов, соответствующих различным этапам прохождения импульса через апертуру АОМ и проанализированы особенности его поведения на каждом интервале. Полученные результаты могут служить базой для физического понимания при анализе более сложных реальных радиосигналов.

Список литературы: 1. Парыгин В.Н., Балакиев В.И. Оптическая обработка информации. М.: Изд-во МГУ. 1987. 142 с. 2. Акаев А.А., Майоров С.А. Оптические методы обработки информации. М.: Высшая школа, 1988. 237 с. 3. Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени / Под ред. С.В. Кулакова. М.: Радио и связь, 1989. 136 с. 4. Магдич Л. Н., Молчанов В. Я. Акустооптические устройства и их применение. Москва: Сов. Радио, 1978. 112 с. 5. Кулаков С.В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов. – Л: Наука, 1978. 144 с. 6. Белошицкий Л.П., Комаров В.Н., Кречотень Б.П., Сапожников Б.Т. Акустооптические анализаторы спектра сигналов // Зарубежная радиоэлектроника. 1981. № 3. С. 51-70.

Харьковский национальный университет радиозлектроники
Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 22.10.2001

К ВЫВОДУ УРАВНЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ МЕТОДА КОМПЛЕКСНЫХ АМПЛИТУД

Метод комплексных амплитуд является одним из базовых при спектральном моделировании СВЧ-приборов [1]. В его основе лежит выделение комплексной огибающей узкополосного в области частот и постоянных распространения сигнала. Эта комплексная амплитуда, как правило, предполагается непрерывной функцией как времени, так и продольной координаты z . Под продольным понимается направление распространения энергии в замедляющей системе (ЗС). Таким образом, данный подход обычно базируется на непрерывном приближении, что типично для исследования колебательных систем с распределенными параметрами [2]. Это допустимо, если относительное изменение комплексной огибающей на периоде D системы мало.

В качестве уравнений возбуждения при моделировании СВЧ-приборов методом комплексных амплитуд часто используют уравнения Л.А.Вайнштейна [3] или С.П.Кузнецова и Д.И.Трубевцова [4]. Однако они не удовлетворяют требованиям, предъявляемым к спектральным моделям, поскольку не учитывают нелинейность дисперсионной характеристики, частотные зависимости поперечной структуры поля и волнового сопротивления ЗС. Кроме того, вывод их осуществлен для регулярных волноводов и обобщение на случай периодической структуры, сделанное в работе [3], не представляется достаточно убедительным. Поэтому имеет смысл попытаться вывести уравнение возбуждения периодической ЗС для метода комплексных амплитуд «с противоположной стороны», т.е. путем перехода от дискретного приближения к непрерывному.

В качестве исходных используем: а) уравнение возбуждения однородной резонаторной ЗС для метода мгновенных значений [5]:

$$\frac{d^2 T_n}{dt^2} + 2 \sum_u \delta_{0|u|} \frac{dT_{n+u}}{dt} + \sum_u \omega_{0|u|}^2 T_{n+u} = -\frac{1}{2} \sum_u W_{0|u|}^i \int_V E_{0n+u} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV; \quad (1)$$

б) зависимости частоты ω , коэффициента затухания δ и погонной единичной энергии электрического поля W_l нормального вида ЗС от фазового сдвига $\Delta\varphi$ на ее периоде, которые нетрудно получить из аналогичного (1) однородного уравнения:

$$\sum_u \omega_{0|u|}^2 \cos u \Delta\varphi = \omega^2, \quad (2) \quad \sum_u \delta_{0|u|} \cos u \Delta\varphi = \delta, \quad (3) \quad \sum_u W_{0|u|} \cos u \Delta\varphi = 2DW_l; \quad (4)$$

в) выражение для напряженности соленоидального электрического поля в произвольной точке пространства прибора в текущий момент времени:

$$E(t, x, y, z) = \sum_n E_{0n}(x, y, z) T_n(t). \quad (5)$$

В формулах (1) – (5) $T_n(t)$ – временная функция соленоидального электрического поля n -й ячейки; ω_{0n}^2 – элементы строки матрицы квадратов собственных частот и коэффициентов связи парциальных видов ячеек ЗС (коэффициент ω_{00}^2 расположен на главной диагонали); δ_{0n} , W_{0n} и W'_{0n} – аналогичные элементы соответственно матрицы коэффициентов затухания, прямой и обращенной матрицы единичных энергий этих видов; $E_{0n}(x, y, z)$ – единичная структурная функция электрического поля парциального вида n -го резонатора; $j_{exc}(t, x, y, z)$ – плотность возбуждающего (exciting) тока. Для парциального вида n -й ячейки единичные величины соответствуют $T_n = 1$, $T_{nn} = 0$ ($nn \neq n$). Для нормального вида ЗС погонная единичная энергия соответствует амплитуде этого вида, равной единице, и представляет собой усредненную на пространственном периоде колебания энергию электрического поля, приходящуюся на единицу длины ЗС. Интегрирование производится по объемам, для которых функции $E_{0n}(x, y, z)$ отличны от нуля, или по всему пространству прибора. Суммирование в выражениях (1) – (4) осуществляется по $u = -N_{coup} \dots + N_{coup}$ резонаторам, связь с которыми учитывается для текущей (n -й) ячейки. Суммирование в формуле (5) производится по ячейкам, структурные функции которых отличны от нуля в данной точке.

Определим комплексную огибающую общего решения $T_n(t)$ уравнения (1) для ячеек замедляющей системы как непрерывную функцию времени и продольной координаты $A(t,z)$, такую что:

$$T_n(t) = \text{Re} \{ A(t, nD) e^{-i\beta_b nD} e^{i\omega_b t} \}, \quad (6)$$

где β_b – базовая постоянная распространения волны (точнее, ее нулевой пространственной гармоники). Это постоянная распространения ЗС (вещественная) на базовой частоте ω_b , вычисленная из дисперсионной характеристики (2). Далее индексом b будут отмечаться базовый коэффициент затухания нормального вида ЗС δ_b , базовая постоянная затухания бегущей волны α_b и другие электродинамические параметры холодной системы, а также производные от них, соответствующие выбранной базовой частоте или постоянной распространения.

Комплексную амплитуду волны $A(t,z)$ считаем медленно меняющейся во временной области и в области постоянных распространения, т.е. удовлетворяющей соотношениям:

$$\left| \partial^2 A / \partial t^2 \right| \ll |i\omega_b \partial A / \partial t|, \quad \left| \partial A / \partial t \right| \ll |i\omega_b A|, \quad \left| \partial^2 A / \partial z^2 \right| \ll |\beta_b \partial A / \partial z|, \quad \left| \partial A / \partial z \right| \ll |\beta_b A|.$$

Комплексную амплитуду плотности возбуждающего тока $J_{exc}(t,x,y,z)$ выразим зависимостью:

$$j_{exc}(t,x,y,z) = \text{Re} \{ J_{exc}(t,x,y,z) e^{-i\beta_b z} e^{i\omega_b t} \}. \quad (7)$$

Определенная таким образом функция $J_{exc}(t,x,y,z)$ имеет широкий спектр как в области частот, так и в области постоянных распространения. Но, в отличие от функции j_{exc} , эффективно взаимодействующие с волной спектральные компоненты возбуждающего тока сосредоточены теперь вблизи нулевой частоты и нулевой постоянной распространения, а также постоянных распространения, образующихся в результате ее подмены (см. далее). Поскольку замедляющая система бегущей волны не обладает резонансными свойствами, перед подстановкой в правую часть уравнения возбуждения комплексной огибающей J_{exc} следует убрать из ее временного спектра высшие гармоники. В противном случае применение метода медленно меняющихся амплитуд (ММА) к комплексной амплитуде $A(t,z)$ окажется некорректным.

Перед выводом уравнения возбуждения рассмотрим методику нахождения мгновенного значения напряженности соленоидального электрического поля в произвольной точке пространства прибора, исходя из комплексной амплитуды $A(t,z)$, определенной выражением (6). Подставим последнее в формулу (5). Имеем:

$$E(t,x,y,z) = \text{Re} \left\{ e^{i\omega_b t} \sum_n E_{0n}(x,y,z) A(t,nD) e^{-i\beta_b nD} \right\}. \quad (8)$$

Соотношение (8) основано на дискретном подходе (т.е. рассмотрении ЗС как цепочки резонаторов). Для перехода к квазинепрерывному приближению введем комплексную единичную структурную функцию электрического поля бегущей волны $E_{0w}(x,y,z,\beta)$:

$$E_{0w}(x,y,z,\beta) = \sum_n E_{0n}(x,y,z) e^{i\beta(z-nD)}. \quad (9)$$

Суммирование здесь, как и в (5), производится по ячейкам, парциальные структуры электрического поля которых отличны от нуля в точке (x,y,z) . Тогда напряженность электрического поля монохроматической волны с постоянной распространения $\beta_b + B$ запишется следующим образом:

$$E(t,x,y,z) = \text{Re} \left\{ e^{-i\beta_b z} e^{i\omega_b t} E_{0w}(x,y,z,\beta_b + B) A(t,0) e^{-iBz} \right\},$$

а немонахроматической – как интеграл Фурье:

$$E(t,x,y,z) = \frac{1}{2\pi} \text{Re} \left\{ e^{-i\beta_b z} e^{i\omega_b t} \int_{-\pi/D}^{+\pi/D} E_{0w}(x,y,z,\beta_b + B) A^\beta(t,B) e^{-iBz} dB \right\}, \quad (10)$$

где $A^\beta(t, \mathbf{B})$ – пространственная спектральная плотность функции $A(t, z)$ на постоянной распространения \mathbf{B} :

$$A(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi/D}^{+\pi/D} A^\beta(t, \mathbf{B}) e^{-i\mathbf{B}z} d\mathbf{B}. \quad (11)$$

Пределы интегрирования в формулах (10) и (11) устанавливаются с учетом дискретности определения амплитуды A выражением (6) с шагом D .

Несмотря на непрерывность функций, входящих в выражения (10) и (11), последние по-прежнему эквивалентны формуле (8). Для того, чтобы убедиться в этом, воспользуемся периодичностью функции E_{0w} по z с периодом D и разложим ее в ряд Фурье по пространственным гармоникам:

$$E_{0w}(x, y, z, \beta) = \sum_s E_{0w}^s(x, y, \beta) e^{-i \frac{2\pi s}{D} z}, \quad (12)$$

где $E_{0w}^s(x, y, \beta)$ – амплитуда гармоники разлагаемой функции с номером s . В соответствии с известным соотношением между спектральной плотностью одиночного импульса и коэффициентами ряда Фурье периодической последовательности аналогичных импульсов [6] она равна:

$$E_{0w}^s(x, y, \beta) = \frac{1}{D} E_{00}^\beta(x, y, \beta + 2\pi s / D), \quad (13)$$

где $E_{00}^\beta(x, y, \beta + 2\pi s / D)$ – пространственная спектральная плотность единичной структурной функции парциального вида нулевой ячейки:

$$E_{00}^\beta(x, y, \beta + \mathbf{B} + 2\pi s / D) = \int_{\Delta z} E_{00}(x, y, \zeta) e^{i\left(\beta_b + \mathbf{B} + \frac{2\pi s}{D}\right)\zeta} d\zeta. \quad (14)$$

Здесь Δz – расстояние, на котором функцию E_{00} нельзя считать нулевой. Подставим (12) в (10). После несложных преобразований, заключающихся во внесении интеграла по \mathbf{B} под интеграл по ζ с последующей заменой его согласно выражению (11) на $A(t, z - \zeta)$, получаем:

$$E(t, x, y, z) = \frac{1}{D} \operatorname{Re} \left\{ e^{i\omega_b t} \int_{\Delta z} E_{00}(x, y, \zeta) A(t, z - \zeta) e^{-i\beta_b(z-\zeta)} \sum_s e^{-i \frac{2\pi s}{D} (z-\zeta)} d\zeta \right\}.$$

Учитывая, что сумма пространственных гармоник одинаковой амплитуды образует периодическую последовательность δ -функций, перепишем данное выражение в виде:

$$E(t, x, y, z) = \operatorname{Re} \left\{ e^{i\omega_b t} \sum_n \int_{\Delta z} E_{00}(x, y, \zeta) A(t, z - \zeta) e^{-i\beta_b(z-\zeta)} \delta(z - \zeta - nD) d\zeta \right\}. \quad (15)$$

Таким образом, мгновенное значение напряженности соленоидального электрического поля вычисляется как свертка единичной структурной функции парциального вида колебаний нулевой ячейки ЗС с комплексной амплитудой волны, гармонической функцией на базовой постоянной распространения и δ -функциями, следующими с периодом D . Поскольку $E_{0n}(x, y, z) = E_{00}(x, y, z - nD)$, нетрудно видеть, что выражения (15) и (8) эквивалентны. Следовательно, строгий учет зависимости структуры поля бегущей волны от постоянной распространения возможен только в рамках дискретного подхода.

Попытаемся учесть эту зависимость приближенно. Для этого запишем функцию E_{0w} на постоянной распространения $\beta_b + \mathbf{B}$ в виде ряда Тейлора:

$$E_{0w}(x, y, z, \beta_b + \mathbf{B}) = E_{0w}(x, y, z, \beta_b) + \frac{\partial E_{0w}(x, y, z, \beta_b)}{\partial \beta} \mathbf{B} + \dots \quad (16)$$

Подставляя (16) в (10), с учетом выражения (11) и известных свойств преобразования Фурье [6] получаем:

$$E(t, x, y, z) = \text{Re} \left\{ \left[E_{0w}(x, y, z, \beta_b) A(t, z) + i \frac{\partial E_{0w}(x, y, z, \beta_b)}{\partial \beta} \cdot \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} \right] e^{-i\beta_b z} e^{i\omega_b t} \right\}. \quad (17)$$

Производная от единичной структурной функции бегущей волны по β на базовой постоянной распространения вычисляется путем дифференцирования выражения (9):

$$\frac{\partial E_{0w}(x, y, z, \beta_b)}{\partial \beta} = i \sum_n E_{0n}(x, y, z) (z - nD) e^{i\beta_b(z - nD)} \quad (18)$$

Выведем теперь уравнение возбуждения волноведущей системы. Для этого подставим выражения (6) и (7) в уравнение возбуждения (1) для мгновенного значения поля колебания в n -й ячейке однородной замедляющей системы. Имеем:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 A(t, nD)}{\partial t^2} + 2i\omega_b \frac{\partial A(t, nD)}{\partial t} - \omega_b^2 A(t, nD) + \\ & + 2 \sum_u \delta_{0|u|} \left(\frac{\partial A[t, (n+u)D]}{\partial t} + i\omega_b A[t, (n+u)D] \right) e^{-iu\Delta\varphi_b} + \sum_u \omega_{0|u|}^2 A[t, (n+u)D] e^{-iu\Delta\varphi_b} = \\ & = -\frac{1}{2} \sum_u W^i_{0|u|} \int_V \mathbf{E}_{0n+u} \frac{\partial \mathbf{J}_{exc}}{\partial t} e^{-i\beta_b(z-nD)} dV - \frac{i\omega_b}{2} \sum_u W^i_{0|u|} \int_V \mathbf{E}_{0n+u} \mathbf{J}_{exc} e^{-i\beta_b(z-nD)} dV, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\Delta\varphi_b$ – изменение фазы основной пространственной гармоники волны между соседними ячейками ЗС, связанное с базовой постоянной распространения этой волны соотношением $\Delta\varphi_b = D\beta_b$.

Запишем комплексные амплитуды $A(t, z)$ и $\mathbf{J}_{exc}(t, x, y, z)$ как двойные интегралы Фурье от спектральных плотностей в частотной области и области постоянных распространения $A^{\omega\beta}(\Omega, \mathbf{B})$ и $\mathbf{J}^{\omega\beta}_{exc}(\Omega, x, y, \mathbf{B})$ соответственно. Переменные Ω и \mathbf{B} являются, вообще говоря, независимыми, поскольку их можно связать дисперсионным соотношением (2) только при отсутствии возбуждающего тока. С учетом вышеприведенного замечания о расчете $\mathbf{J}_{exc}(t, x, y, z)$ временные спектры обеих функций сосредоточены вблизи нулевой частоты. Пространственный спектр амплитуды $A(t, z)$ также находится в области нулевой постоянной распространения, а пространственный спектр функции \mathbf{J}_{exc} имеет произвольный характер. Поскольку уравнение возбуждения (19) связывает с возбуждающим током значения амплитуды в дискретных точках $z_n = nD$, необходимо учитывать явление подмены постоянных распространения [7]. Эффективное взаимодействие с волной имеет место для всех составляющих тока $\mathbf{J}^{\omega\beta}_{exc}$, соответствующие аргументы которых близки к $2\pi s/D$, где $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Следовательно, возбуждающий ток целесообразно записать в виде суммы «частичных» комплексных огибающих $\mathbf{J}^s_{exc}(t, x, y, z)$, пространственные спектры которых находятся в интервале от $-\pi/D$ до $+\pi/D$:

$$\mathbf{J}_{exc}(t, x, y, z) = \sum_s \mathbf{J}^s_{exc}(t, x, y, z) e^{-i\frac{2\pi s}{D}z}. \quad (20)$$

Выразим теперь введенные комплексные амплитуды через их спектральные плотности как:

$$A(t, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty - \pi/D}^{+\infty + \pi/D} \int A^{\omega\beta}(\Omega, \mathbf{B}) e^{-i\mathbf{B}z} e^{i\Omega t} d\mathbf{B} d\Omega \quad (21)$$

$$\text{и} \quad \mathbf{J}^s_{exc}(t, x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty - \pi/D}^{+\infty + \pi/D} \int \mathbf{J}^{s\omega\beta}_{exc}(\Omega, x, y, \mathbf{B}) e^{-i\mathbf{B}z} e^{i\Omega t} d\mathbf{B} d\Omega, \quad (22)$$

где $\mathbf{J}^{s\omega\beta}_{exc}$ – пространственно-временной спектр «частичной» комплексной огибающей \mathbf{J}^s_{exc} (часть функции $\mathbf{J}^{\omega\beta}_{exc}$, соответствующая постоянным распространения $2\pi s/D \pm \pi/D$, смещенная в сторону

начала координат на величину $2\pi s/D$). Очевидно, что благодаря такому определению интегрирование в выражениях (21) и (22) достаточно производить лишь в области низких частот $|\Omega| \ll \omega_b$ и малых постоянных распространения $|B| \ll |\beta_b|$. Данное обстоятельство, в частности, позволяет применить метод ММА для временной координаты, а при необходимости – и для пространственной (см. далее).

Подставим выражения (20), (21) и (22) в уравнение (19). С учетом свойств преобразования Фурье имеем:

$$\begin{aligned} & - \int_{-\infty - \pi/D}^{+\infty + \pi/D} \int (\omega_b + \Omega)^2 A^{\omega\beta} e^{-in\Delta\Phi} e^{i\Omega t} dBd\Omega + \\ & + 2i \sum_u \delta_{0|u|} \int_{-\infty - \pi/D}^{+\infty + \pi/D} \int (\omega_b + \Omega) A^{\omega\beta} e^{-iu(\Delta\varphi_b + \Delta\Phi)} e^{-in\Delta\Phi} e^{i\Omega t} dBd\Omega + \\ & + \sum_u \omega_{0|u|}^2 \int_{-\infty - \pi/D}^{+\infty + \pi/D} \int A^{\omega\beta} e^{-iu(\Delta\varphi_b + \Delta\Phi)} e^{-in\Delta\Phi} e^{i\Omega t} dBd\Omega = \\ & = -\frac{i}{2} \sum_u W^i_{0|u|} \int_V \mathbf{E}_{0n+u} \left(\sum_s e^{-i\frac{2\pi s}{D}z} \int_{-\infty - \pi/D}^{+\infty + \pi/D} (\omega_b + \Omega) \mathbf{J}^{s\omega\beta}_{exc} e^{-iBz} e^{i\Omega t} dBd\Omega \right) e^{-i\beta_b(z-nD)} dV, \end{aligned}$$

где $\Delta\Phi = BD$.

Поменяем местами в правой части данного уравнения интегралы по B и Ω с интегралом по объему. Внесем все суммы по u под интегралы по B и Ω . Избавляясь затем от интегрирования по этим переменным, получаем:

$$\begin{aligned} & -(\omega_b + \Omega)^2 A^{\omega\beta} + 2i(\omega_b + \Omega) A^{\omega\beta} \sum_u \delta_{0|u|} e^{-iu(\Delta\varphi_b + \Delta\Phi)} + A^{\omega\beta} \sum_u \omega_{0|u|}^2 e^{-iu(\Delta\varphi_b + \Delta\Phi)} = \\ & = -\frac{i(\omega_b + \Omega)}{2} \sum_s \sum_u W^i_{0|u|} \int_V \mathbf{E}_{0n+u} \mathbf{J}^{s\omega\beta}_{exc} e^{-i(\beta_b + B)(z-nD)} e^{-i\frac{2\pi s}{D}z} dV. \end{aligned} \quad (23)$$

Учтем теперь, что согласно (2) и (3):

$$\sum_u \delta_{0|u|} \cos u(\Delta\varphi_b + \Delta\Phi) = \delta(\beta_b + B),$$

$$\sum_u \omega_{0|u|}^2 \cos u(\Delta\varphi_b + \Delta\Phi) = \omega^2(\beta_b + B).$$

Расписывая значения δ и ω , соответствующие постоянной распространения «холодной» ЗС $\beta_b + B$, в виде рядов Тейлора в окрестности β_b , имеем:

$$\delta(\beta_b + B) = \delta_b + \frac{d\delta_b}{d\beta} B + \dots,$$

$$\omega(\beta_b + B) = \omega_b + \frac{d\omega_b}{d\beta} B + \frac{1}{2} \frac{d^2\omega_b}{d\beta^2} B^2 + \dots,$$

откуда, пренебрегая членами порядка B^3 и B^4 , получаем:

$$\omega^2(\beta_b + B) \approx \omega_b^2 + 2\omega_b \frac{d\omega_b}{d\beta} B + \left(\frac{d\omega_b}{d\beta} \right)^2 B^2 + \omega_b \frac{d^2\omega_b}{d\beta^2} B^2. \quad (24)$$

Подставим полученные ряды в уравнение (23) и применим метод ММА во временной области, т.е. пренебрежем членами порядка Ω по сравнению с ω_b . Заметим, что для узкополосного сигнала третий элемент в разложении (24) получается близким по величине к Ω^2 , поэтому им также следует пренебречь. В результате имеем:

$$\left(i\Omega + \delta_b + \frac{d\delta_b}{d\beta} B - i \frac{d\omega_b}{d\beta} B - \frac{i}{2} \frac{d^2\omega_b}{d\beta^2} B^2 \right) A^{\omega\beta} =$$

$$= -\frac{1}{4} \sum_s \sum_u W^i_{0|u|} \int_V E_{0n+u} J^{s\omega\beta}_{exc} e^{-i(\beta_b+B)(z-nD)} e^{-i\frac{2\pi s}{D}z} dV. \quad (25)$$

Займемся теперь преобразованиями правой части данного уравнения. Запишем ее следующим образом:

$$-\frac{1}{4} \sum_s \sum_u W^i_{0|u|} \int_{S_t} \left(\int_{\Delta z} E_{0n+u} e^{-i(\beta_b+B)(z-nD)} e^{-i\frac{2\pi s}{D}z} dz \right) J^{s\omega\beta}_{exc} dS,$$

где S_t – поперечное сечение пространства взаимодействия; Δz – расстояние, на котором функцию E_{0n+u} нельзя считать нулевой. Поскольку $E_{0n+u}(x,y,z) = E_{0u}(x,y,z-nD)$, после подстановки $z' = z - nD$ правая часть переписывается в виде:

$$-\frac{1}{4} \sum_s \sum_u W^i_{0|u|} \int_{S_t} \left(\int_{\Delta z} E_{0u} e^{-i\left(\beta_b+B+\frac{2\pi s}{D}\right)z'} dz' \right) J^{s\omega\beta}_{exc} dS$$

(мы не будем всякий раз после подобного преобразования заострять внимание на смещении интервала интегрирования Δz , предполагая, что он всегда пространственно связан с подынтегральной функцией E_0).

Повторная подстановка $z' = z - uD$ дает:

$$-\frac{1}{4} \sum_u W^i_{0|u|} \cos u(\Delta\varphi_b + \Delta\Phi) \cdot \sum_s \int_{S_t} \left(\int_{\Delta z} E_{00} e^{-i\left(\beta_b+B+\frac{2\pi s}{D}\right)z} dz \right) J^{s\omega\beta}_{exc} dS.$$

Для дальнейших преобразований воспользуемся следующим приближенным равенством, имеющим место в случае, если элементы симметрической матрицы единичных энергий $\|W_0\|$ быстро убывают при удалении от главной диагонали:

$$\left(\sum_u W_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_b \right)^{-1} \approx \sum_u W^i_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_b.$$

Справедливость его можно проверить, например, путем численных расчетов. Тогда с учетом (4) правая часть уравнения возбуждения запишется как:

$$\frac{1}{8DW_l(\beta_b+B)} \sum_s \int_{S_t} \left(\int_{\Delta z} E_{00} e^{-i\left(\beta_b+B+\frac{2\pi s}{D}\right)z} dz \right) J^{s\omega\beta}_{exc} dS. \quad (26)$$

Разложим погонную единичную энергию, соответствующую постоянной распространения «холодной» ЗС β_b+B , в ряд Тейлора в окрестности β_b :

$$W_l(\beta_b+B) = W_{lb} + \frac{dW_{lb}}{d\beta} B + \dots$$

В предположении малости B выражение (26) переписывается теперь в виде:

$$-\frac{1}{8D} \left(\frac{1}{W_{lb}} - \frac{1}{W_{lb}^2} \frac{dW_{lb}}{d\beta} B \right) \sum_s \int_{S_t} \int_{\Delta z} (\int E_{00} e^{-i(\beta_b + B + \frac{2\pi s}{D})z} dz) J^{s\omega\beta} exc dS. \quad (27)$$

Сравнивая интеграл по z в этом выражении с формулами (13) и (14), нетрудно видеть, что с точностью до множителя $1/D$ он является комплексно сопряженной s -й пространственной гармоникой единичной структурной функции $E_{0w}(x, y, z, \beta_b + B)$. Следовательно, поменяв местами интегрирование по поперечному сечению и суммирование по пространственным гармоникам, выражение (27) можно записать как:

$$-\left(\frac{1}{8W_{lb}} - \frac{1}{8W_{lb}^2} \frac{dW_{lb}}{d\beta} B \right) \int_{S_t} \int_s (\sum E_{0w}^s * (x, y, \beta_b + B) J^{s\omega\beta} exc) dS. \quad (28)$$

Ранее было показано, что в рамках квазинепрерывного подхода невозможен строгий учет зависимости структуры поля бегущей волны от постоянной распространения. Поэтому снова воспользуемся разложением функции $E_{0w}(x, y, z, \beta)$ в ряд Тейлора. Разложим комплексно сопряженное приближение (16) в ряд Фурье по z и подставим в выражение (28). Пренебрежем членом порядка B^2 . Тогда уравнение возбуждения бегущей волны в спектральной области (25) окончательно запишется следующим образом:

$$\begin{aligned} & \left(i\Omega + \delta_b + \frac{d\delta_b}{d\beta} B - i \frac{d\omega_b}{d\beta} B - \frac{i}{2} \frac{d^2\omega_b}{d\beta^2} B^2 \right) A^{\omega\beta} = \\ & = - \left(\frac{1}{8W_{lb}} - \frac{1}{8W_{lb}^2} \frac{dW_{lb}}{d\beta} B \right) \int_{S_t} \int_s (\sum E_{0w}^s * (x, y, \beta_b) J^{s\omega\beta} exc) dS - \\ & - \frac{1}{8W_{lb}} B \int_{S_t} \int_s \frac{\partial E_{0w}^s * (x, y, \beta_b)}{\partial \beta} J^{s\omega\beta} exc dS. \end{aligned} \quad (29)$$

Заметим, что, вернувшись к электродинамическим параметрам холодной замедляющей системы $\omega(\beta_b + B)$ и $\delta(\beta_b + B)$, левую часть данного уравнения можно переписать в виде:

$$i[(\omega_b + \Omega) - \omega'(\beta_b + B)] A^{\omega\beta},$$

где $\omega'(\beta_b + B) = \omega(\beta_b + B) + i\delta(\beta_b + B)$ – комплексная круговая частота волны с постоянной распространения $\beta_b + B$ в холодной ЗС. Теперь нетрудно видеть резонансный характер уравнения (29). Если Ω и B соотносятся между собой так, что

$$\Omega \approx \omega(\beta_b + B) - \omega_b, \quad (30)$$

а затухание мало, то при ненулевой правой части спектральная плотность амплитуды $A^{\omega\beta}$ принимает большие значения. Это «резонанс в пространстве», по выражению Л.А.Вайнштейна [3].

Переведем уравнение (29) в пространственно-временную область. Для этого умножим его на $(1/4\pi^2) e^{-iBz} e^{i\Omega t}$ и проинтегрируем по B и Ω . С учетом свойств преобразования Фурье получаем следующее соотношение:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A}{\partial t} + \delta_b A + i \frac{d\delta_b}{d\beta} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{d\omega_b}{d\beta} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{d^2 \omega_b}{d\beta^2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = \\ & = -\frac{1}{8W_{lb}} \int_{S_t} (\sum_s E_{0w}^s(x, y, \beta_b) J_{exc}^s(t, x, y, z)) dS + \\ & + \frac{i}{8W_{lb}^2} \frac{dW_{lb}}{d\beta} \int_{S_t} (\sum_s E_{0w}^s(x, y, \beta_b) \frac{\partial J_{exc}^s(t, x, y, z)}{\partial z}) dS - \\ & - \frac{i}{8W_{lb}} \int_{S_t} (\sum_s \frac{\partial E_{0w}^s(x, y, \beta_b)}{\partial \beta} \cdot \frac{\partial J_{exc}^s(t, x, y, z)}{\partial z}) dS. \end{aligned}$$

Поскольку под интегралами по S_t от продольной координаты z зависит только возбуждающий ток, вынесем производную по z за знак интеграла:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A}{\partial t} + \delta_b A + i \frac{d\delta_b}{d\beta} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{d\omega_b}{d\beta} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{d^2 \omega_b}{d\beta^2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = \\ & = -\frac{1}{8W_{lb}} \int_{S_t} (\sum_s E_{0w}^s(x, y, \beta_b) J_{exc}^s(t, x, y, z)) dS + \\ & + \frac{i}{8W_{lb}^2} \frac{dW_{lb}}{d\beta} \frac{\partial}{\partial z} \int_{S_t} (\sum_s E_{0w}^s(x, y, \beta_b) J_{exc}^s(t, x, y, z)) dS - \\ & - \frac{i}{8W_{lb}} \frac{\partial}{\partial z} \int_{S_t} (\sum_s \frac{\partial E_{0w}^s(x, y, \beta_b)}{\partial \beta} J_{exc}^s(t, x, y, z)) dS. \end{aligned} \tag{31}$$

Расчет «частичных» комплексных огибающих J_{exc}^s возможен с помощью двух способов. Первый, математически строгий, заключается в гармоническом анализе функции $J_{exc}(t, x, y, z)$ в продольном направлении или, что то же самое, двумерном (по координатам t и z) разложении возбуждающего тока $j_{exc}(t, x, y, z)$ параметрическим методом. Из полученного пространственного спектра функции J_{exc} затем оставляются гармоники, постоянные распространения которых достаточно близки к $2\pi s/D$. Гармоническую интерполяцию целесообразно применять не к самому возбуждающему току, а к интегралам возбуждения в правой части уравнения (31). Однако на практике, особенно в коротких замедляющих системах (как в амплитроне), Фурье-анализ по продольной координате оказывается невозможным даже при использовании метода Прони.

Второй (приближенный) подход основан на вышеупомянутом явлении пространственного резонанса, когда воздействием на комплексную амплитуду волны $A(t, z)$ составляющих пространственного спектра возбуждающего тока J_{exc} с постоянными распространения, существенно отличающимися от $2\pi s/D$, можно пренебречь. Оставшиеся компоненты обеспечивают медленность изменения функций J_{exc}^s в направлении z , что позволяет применить к возбуждающему току метод ММА для данной координаты. При этом имеют место следующие приближенные соотношения:

$$\begin{aligned} \sum_s E_{0w}^s(x, y, \beta_b) J_{exc}^s(t, x, y, z) & \approx \frac{1}{D} \int_{z-D/2}^{z+D/2} E_{0w}^s(x, y, \zeta, \beta_b) J_{exc}(t, x, y, \zeta) d\zeta, \\ \sum_s \frac{\partial E_{0w}^s(x, y, \beta_b)}{\partial \beta} J_{exc}^s(t, x, y, z) & \approx \frac{1}{D} \int_{z-D/2}^{z+D/2} \frac{\partial E_{0w}^s(x, y, \zeta, \beta_b)}{\partial \beta} J_{exc}(t, x, y, \zeta) d\zeta. \end{aligned}$$

Тогда окончательно уравнение возбуждения запишется в виде:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial A}{\partial t} + \delta_b A + i \frac{d\delta_b}{d\beta} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{d\omega_b}{d\beta} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{d^2 \omega_b}{d\beta^2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = \\
& = -\frac{1}{8DW_{lb}} \int_{z-D/2S_t}^{z+D/2} \int E_{0w}^*(x, y, \zeta, \beta_b) J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta + \\
& + \frac{i}{8DW_{lb}^2} \frac{dW_{lb}}{d\beta} \frac{\partial}{\partial z} \int_{z-D/2S_t}^{z+D/2} \int E_{0w}^*(x, y, \zeta, \beta_b) J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta - \\
& - \frac{i}{8DW_{lb}} \frac{\partial}{\partial z} \int_{z-D/2S_t}^{z+D/2} \int \frac{\partial E_{0w}^*(x, y, \zeta, \beta_b)}{\partial \beta} J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta.
\end{aligned} \tag{32}$$

Уравнение (32) основано на концепции стоячих волн (Фурье), сохранившейся от дискретного подхода уравнения (1). Об этом свидетельствует использование в качестве его коэффициентов параметров нормальных видов колебаний ЗС (коэффициента затухания δ , погонной единичной энергии W_l и т.д.). Аналогичное уравнение возбуждения, основанное на концепции Даламбера (бегущих волн), применявшейся ранее в работах Л.А.Вайнштейна, С.П.Кузнецова и Д.И.Трубейкова, можно получить из (32) учитывая, что при наличии пространственного резонанса (30) выполняются следующие приближенные равенства:

$$\frac{\partial}{\partial z} \approx -\frac{d\beta_b}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t}; \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \approx \left(\frac{d\beta_b}{d\omega} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2}.$$

Подставляя их в уравнение (32) и умножая его на $d\beta_b/d\omega$, с учетом связи между погонной единичной энергией электрического поля нормального вида ЗС и сопротивлением взаимодействия Z_0 бегущей волны с той же постоянной распространения:

$$W_l(\beta) = \frac{g^2}{4|v_g(\beta)|Z_0(\beta)},$$

имеем:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial A}{\partial z} + \alpha_b A - i \frac{d\alpha_b}{d\omega} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{d\beta_b}{d\omega} \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i}{2} \frac{d^2 \beta_b}{d\omega^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \\
& = -\text{sgn}(v_{gb}) \frac{Z_{0b}}{2Dg^2} \int_{z-D/2S_t}^{z+D/2} \int E_{0w}^*(x, y, \zeta, \omega_b) J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta + \\
& + \text{sgn}(v_{gb}) \frac{i}{2Dg^2} \frac{dZ_{0b}}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t} \int_{z-D/2S_t}^{z+D/2} \int E_{0w}^*(x, y, \zeta, \omega_b) J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta + \\
& + \text{sgn}(v_{gb}) \frac{iZ_{0b}}{2Dg^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{z-D/2S_t}^{z+D/2} \int \frac{\partial E_{0w}^*(x, y, \zeta, \omega_b)}{\partial \omega} J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta.
\end{aligned} \tag{33}$$

Сопротивление взаимодействия (продольное волновое сопротивление ЗС) [8] определяется из амплитуды эквивалентного напряжения в зазоре g между ламелями $U_m = gE_{zm}$ и переносимой волной мощности P выражением $Z_0 = U_m^2/2P$. Здесь E_{zm} – амплитуда продольной составляющей напряженности соленоидального электрического поля в зазоре; $v_g = (d\beta/d\omega)^{-1}$ – групповая скорость волны.

Соленоидальное поле в подходе Даламбера удобнее вычислять не с помощью выражения (17), а по следующей формуле:

$$E(t, x, y, z) = \text{Re} \left\{ \left[E_{0w}(x, y, z, \omega_b) A(t, z) - i \frac{\partial E_{0w}(x, y, z, \omega_b)}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial A(t, z)}{\partial t} \right] e^{-i\beta_b z} e^{i\omega_b t} \right\}. \tag{34}$$

При отсутствии пространственного резонанса уравнения (31), (32) и (33) не эквивалентны. Однако с практической точки зрения данный случай малозначим, поскольку амплитуда волны в ЗС тогда зависит главным образом от граничных условий. Поэтому целесообразность выбора той или иной формы уравнения возбуждения определяется только вычислительными соображениями и удобством программной реализации.

Следует обратить внимание на то, что, если в уравнении (33) отбросить члены, учитывающие зависимости α , β , Z_0 и E_{0w} от ω , единственным отличием его от уравнения работы [3] останется наличие интеграла по периоду ЗС в правой части. Это дает, по крайней мере, два преимущества. Во-первых, исчезают пульсации правой части уравнения по координате z , возникающие в нерегулярных волноводах за счет продольной неоднородности единичной структурной функции волны E_{0w} , что позволяет без существенной потери точности увеличить пространственный размер ячейки сети дискретизации при интегрировании выражений (32) и (33). Во-вторых, электрическая составляющая электрического поля учитывается отдельно (путем решения уравнения Пуассона), как это делается в современных моделях, в уравнение Л.А.Вайнштейна вместо дивергенции тока j_{exc} необходимо подставлять его «поперечную» составляющую $j_{exc}^t = j_{exc} - \epsilon_0 \text{grad}(\partial\varphi/\partial t)$, где φ – скалярный потенциал [9]. Для выражений (31) – (33) в этом нет необходимости. Действительно, из известного соотношения [3]:

$$\int_V E_{0n} \text{grad} \varphi dV = 0,$$

использовавшегося при выводе уравнения (1), следует, что интегралом

$$\int_{z-D/2S_t}^{z+D/2} \int_{S_t} E_{0w}^* \text{Grad}(\partial\varphi/\partial t) dS_t dz$$

в правой части уравнений (31) – (33) можно пренебречь. Здесь $\text{Grad}(\partial\varphi/\partial t)$ – комплексная огибающая функции $\text{grad}(\partial\varphi/\partial t)$ на базовой частоте и постоянной распространения, определенная выражением, аналогичным формуле (7).

Таким образом, получены две формы нестационарного уравнения возбуждения периодической замедляющей системы для метода комплексных амплитуд, пригодные для использования в нестационарных и спектральных моделях. Их особенностью является учет нелинейности дисперсионной характеристики, а также зависимостей затухания, волнового сопротивления и поперечной структуры поля ЗС от частоты. Уравнения могут быть применены для исследования прохождения узкополосных радиоимпульсов через нелинейные радиофизические системы.

Автор признателен проф. Н.И.Айзацкому и доц. В.К.Пироженко за постановку задачи и обсуждение результатов работы.

Список литературы: 1. Грицунов А.В., Чурюмов Г.И. Спектральное моделирование СВЧ-приборов // Материалы междунар. межвуз. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж». 2001. С. 31 – 34. 2. Основы теории колебаний / Под ред. В.В. Мигулина. М.: Наука, 1988. 392 с. 3. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с. 4. Электроника ламп с обратной волной / Под ред. В.Н. Шевчика и Д.И. Трубецкова. Саратов: изд-во Саратов. ун-та, 1975. 195 с. 5. Грицунов А.В. Метод мгновенных значений в спектральных моделях СВЧ-приборов // Материалы 7-й Междунар. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации». Харьков: ХТУРЭ. 2001. С. 148 – 149. 6. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1986. 512 с. 7. Отнес Р., Энксон Л. Прикладной анализ временных рядов. М.: Мир, 1982. 428 с. 8. Грицунов А.В. Метод комплексных амплитуд в спектральных моделях СВЧ-приборов // Материалы 7-й Междунар. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации». Харьков: ХТУРЭ. 2001. С. 150 – 151. 9. Кураев А.А., Байбуриин В.Б., Ильин Е.М. Математические модели и методы оптимального проектирования СВЧ-приборов. Минск: Наука і тэхніка, 1990. 392 с.

ПОСТРОЕНИЕ СОСТАВНОГО НЕЙРОСЕТЕВОГО КЛАССИФИКАТОРА ДЛЯ ВЫБОРА ЭФФЕКТИВНОГО МЕТОДА ОЦЕНИВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛЕЙ В КЛАССЕ МЕТОДОВ СМЕЩЕННОГО И РОБАСТНОГО ОЦЕНИВАНИЯ

Как правило, для выбора оптимального метода решения задачи в АСУ необходимо участие как специалистов в предметной области решаемой задачи, так и участие специалиста в области методов ее решения. Это связано с тем, что специалист в предметной области не имеет достаточного уровня подготовки в области математических, статистических и др. методов решения задач. Поэтому необходимо иметь средства, которые позволят на инженерном уровне осуществлять выбор наиболее эффективного метода для синтеза модели функциональной задачи АСУ и непосредственно ее решение.

В различных литературных источниках [1] приведено множество критериев, позволяющих сделать выбор лучшей модели на основании подбора наименьшего числа коэффициентов модели, совместимого с допустимой ошибкой, разумного физического обоснования, минимальной суммы квадратов отклонений между предсказанными и эмпирическими значениями, минимальной дисперсии зависимой переменной.

Существующие подходы к выбору наиболее эффективного метода оценивания параметров модели базируются на построении математических моделей зависимости эффективности указанных методов от характеристик исходной информации процесса [2, 3], анализе обобщенных критериев, основанных на мере рассеивания и индексе ошибки относительных среднеквадратичных критериев [1] и др. Указанные подходы имеют ряд существенных недостатков, в частности отсутствует четкий алгоритм выбора класса методов оценивания, существует противоречивость результатов, получаемых различными методами, возникает пересечение областей применимости исследуемых методов оценивания, а самое основное – ориентация на профессионализм эксперта, что значительно сужает область применения этих методов.

Поэтому актуальной является задача построения модели, устанавливающей зависимость статистических характеристик объекта исследования и выбором эффективного класса методов оценивания параметров математических моделей, что, по сути, представляет собой задачу классификации.

В силу указанных недостатков существующих подходов поставленную задачу предлагается решать на основе введения в блок математического обеспечения АСУ нейросетевого классификатора, что позволит выявить зависимость между внутренней структурой входной информации исследуемого объекта и эффективностью методов оценивания. Под нейросетевым классификатором будем подразумевать формализованную процедуру, позволяющую осуществить на первом этапе переход от внутренней структуры исходной информации к классам методов оценивания, на втором – выбор подкласса внутри класса методов, на третьем – выбор эффективного метода внутри подкласса, полученного на предыдущем этапе.

Методика построения составного нейросетевого классификатора заключается в следующем:

1. Предварительная обработка исходных данных процесса.
2. Промежуточная обработка данных.
3. Конструирование, обучение и оценка качества нейронной сети.
4. Оценка качества классификатора и тестирование.

Рассмотрим применение этой методики для построения составного нейросетевого классификатора по выбору эффективного метода оценивания параметров математической модели квазистационарного статического процесса, выборочные значения которого подвержены эффекту мультиколлинеарности и зашумленности.

На сегодняшний день не существует формальной процедуры, позволяющей однозначно выбрать класс методов оценивания параметров математической модели объекта исследования в случае одновременного присутствия мультиколлинеарности и высокой "загрязненности" исходной информации.

Опишем модельный эксперимент подготовки и предварительной обработки исходных данных процесса.

Проведенный анализ [1, 2, 3, 4] и исследования позволили выявить следующие параметры, существенно влияющие на показатель эффективности. Для методов смещенного оценивания (МСО): уровень мультиколлинеарности, величина дисперсии помех, количество независимых переменных, величина максимального коэффициента корреляции, показатель обусловленности матрицы входных переменных, норма матрицы, длина выборок; для методов робастного оценивания (МРО) – степень загро-

нения независимых переменных, качественный параметр, определяющий форму выбросов в независимых переменных, соотношение масштабов "засоряющего" и основного распределений "загрязненного" распределения ошибок модели, длина хвоста "загрязненного" распределения независимых переменных или величина выбросов в случае остаточных выбросов, которые и были использованы в качестве доминирующих параметров при формализации подхода к выбору класса методов оценивания.

Для генерации выборочных характеристик исходной информации процессов, имеющих линейную зависимость входных векторов и различную форму выбросов, предлагается следующий алгоритм:

- 1) задание длины выборок и числа независимых переменных исследуемого процесса n и p ;
- 2) формирование выборочных значений независимых переменных x . В случае независимой переменной без выбросов, выборка генерируется как стандартная нормальная выборка вида $N(0, 1)$. Для генерации выбросов в независимой переменной в виде длинного хвоста используется модель плотности распределения

$$F(x)_{h=1} = (1 - \gamma)N(0,1) + \sum_{j=1}^{\max \text{int}\{ny\}} \frac{\gamma}{\max \text{int}\left\{\left(\frac{\min\{ny, j\}}{ny}\right)^d\right\}}, \quad (1)$$

где γ – степень засоренности выборки независимой переменной; n – длина выборки; d – длина хвоста загрязненного распределения; $l(\cdot)$ – детерминированный скаляр со значением (\cdot) ; $\max \text{int}\{\cdot\}$ – ближайшее целое число, большее чем $\{\cdot\}$.

Для генерации остаточных выбросов в независимой переменной воспользуемся упрощенной моделью плотности распределения в виде:

$$F(x)_{h=0} = (1 - \gamma)N(0,1) + \gamma 1_d. \quad (2)$$

Если необходимо генерировать "точки плохого высокого влияния" [3], то выборку значений зависимой переменной необходимо формировать на основании независимых переменных без загрязнения, а только затем подвергать независимые переменные процедуре наложения выбросов в соответствии с (2). Если же необходимо имитировать "точки хорошего высокого влияния", то значения выборки зависимой переменной необходимо формировать по засоренным независимым переменным, сгенерированным согласно (1).

Чтобы получить значения независимых переменных с заданными корреляционными зависимостями с помощью алгоритма, описанного в [2], сначала задаем: количество независимых переменных p , в соответствии с длиной p задаем значения собственных векторов q_{ij} , затем по алгоритму, описанному в [2], генерируем единственную корреляционную матрицу $X'X$, соответствующую заданным значениям собственных векторов q_{ij} . Задаем длину выборки n и по корреляционной матрице получаем значения независимых переменных с заданной степенью мультиколлинеарности. Рассчитываются элементы этих матриц для следующих значений коэффициентов корреляции $\rho=0.80; 0.90; 0.95; 0.99$, которые соответствуют степени мультиколлинеарности $\alpha=5, 8, 10, 100$;

3) генерация выборки значений остатков или ошибок регрессионной модели e_i . При построении регрессионных зависимостей закон распределения ошибок модели зависит от наличия выбросов в исходных данных. Поэтому необходимо моделировать выборки с различной структурой и степенью "засоренности". В этой ситуации, генерируя исходные выборки данных в соответствии с вышеуказанными влияющими параметрами, нельзя получить плавное изменение свойств закона распределения ошибок регрессионной модели [3, 6], так как различные виды выбросов в исходных данных могут порождать одинаковые законы распределения ошибок регрессионной модели. В этой связи целесообразно перейти от генерации прямых параметров исходных данных – выборок зависимой и независимых переменных к генерации косвенной – закона распределения ошибок регрессионной модели по заданной плотности распределения вероятностей

$$F(e) = (1 - \lambda)N(0,1) + \lambda N(0, \sigma), \quad (3)$$

где λ – степень загрязнения распределения; $N(0,1)$ – стандартный нормальный закон распределения; $\sigma = (\sigma_y / \sigma_o) \geq 1$ – отношение масштабов загрязняющего и основного распределений;

4) задание структуры модели и получение значений зависимой переменной y_i . Задаем структуру математической модели: линейная по параметрам $y_i = \beta_0 + \sum_{j=1}^p \beta_j x_{ji} + e_i$, $i = \overline{1, n}$; $j = \overline{1, p}$. Зависи-

мые и независимые переменные предварительно нормируются. В соответствии со структурой модели и количеством независимых переменных задаем истинные значения вектора коэффициентов модели β , которые генерировались случайным образом в нормализованной форме в диапазоне $(\beta_{\max}, \beta_{\min})$;

5) расчет значений вектора зависимой переменной y , по заданным истинным значениям коэффициентов, структуре модели и вектору ошибок e_i . Проверка основных статистических гипотез для значений зависимой переменной y_i : стационарность, стохастичность и др.

На основании характеристик, задаваемых при генерации исходной информации, формируем вектор входных признаков, позволяющий провести распознавание классов МСО, МРО и МНК. Укажем составляющие этого входного вектора и диапазоны варьирования значений его параметров: f_1 – объем выборки ($n=20 \div 200$), f_2 – количество независимых переменных ($p=2 \div 7$), f_3 – показатель степени мультиколлинеарности ($\alpha=1 \div 100$), f_4 – дисперсия ошибки зависимой переменной ($\sigma^2=0,01 \div 0,5$), f_5 – степень засоренности смешанного закона распределения ошибок модели регрессии ($\lambda=0 \div 0,3$), f_6 – степень загрязнения независимых переменных ($\gamma=0 \div 0,1$), f_7 – качественный параметр, определяющий форму выбросов в независимых переменных ($h=0; 1$).

Экспериментальные исследования по выбору топологии и оптимальной архитектуры нейронной сети для распознавания классов МСО, МРО и МНК, проведенные на основании обучающей выборки f_{1i}, \dots, f_{7i} , $i = \overline{1, m}$, где m – объем выборки, описаны в [5]. Для решения этой задачи выбрана вероятностная нейронная сеть, позволившая получить минимальные значения совокупности критериев оценки качества обучения сети: коэффициента уверенности, средней относительной и суммарной квадратической ошибки.

Подведем итоги результатов проведенного эксперимента по сравнению эффективности классов МСО, МРО и МНК. Как уже было отмечено, достаточно сложно на основании характеристик входной информации провести разграничение рассматриваемых классов методов в связи с пересечением областей их эффективности. Поэтому диапазоны варьирования параметров f_1, \dots, f_7 имеют размытый характер и не имеют четких границ. Однако, в результате проведенного исследования было выявлено, что оценки коэффициентов модели наиболее точно рассчитываются на основе МСО при таких диапазонах варьирования значений параметров: $n=[70 \div 200]$, $p=[3 \div 7]$, $\alpha=[5 \div 100]$, $\sigma^2=[0,01 \div 0,5]$, $h=[0; 1]$, $\gamma=[0 \div 0,1]$, $\lambda=[0,05 \div 0,3]$.

МРО эффективно находят оценки коэффициентов модели при следующих интервалах значений параметров: $n=[20 \div 200]$, $p=[2 \div 7]$, $\alpha=[1 \div 2]$, $\sigma^2=[0,01 \div 0,4]$, $h=[0; 1]$, $\gamma=[0 \div 0,1]$, $\lambda=[0,2 \div 0,3]$.

МНК эффективен в диапазонах изменения параметров: $n=[20 \div 200]$, $p=[2 \div 6]$, $\alpha=[0 \div 1]$, $\sigma^2=[0,01 \div 0,3]$, $h=[0; 1]$, $\gamma=[0 \div 0,05]$, $\lambda=[0,05 \div 0,1]$.

Обучающая выборка для нейронной сети распознавания классов МСО, МРО и МНК составлена на основе указанных интервалов и содержит $m=150$ значений. Тестовая выборка содержит 38 значений. Для приведения входных данных к единому диапазону изменения использован метод нормировки $f' = \frac{f - \min}{\max - \min}$, где f – исходное значение параметра, f' – значение, подаваемое на вход нейронной сети. Выходной вектор закодирован следующим образом: 1 – класс МСО, 2 – класс МРО, 3 – класс МНК.

Следующим этапом построения составного нейросетевого классификатора является построение нейронной сети для выбора подкласса методов. Покажем это на примере класса МСО, в котором насчитывается более 60 методов и эффективность выбора метода во многом определяется принадлежностью его к подклассу гребневого, сжатого, обобщенного гребневого оценивания и оценок дробного ранга. Многообразие методов и подходов к выбору их фактора деформации определяет разделение указанных методов на подклассы. Кроме этого, разделению на подклассы способствовали различные вычислительные свойства методов: эффективность, точность, быстродействие, смещение вектора оценок, дисперсия оценок, среднеквадратичная ошибка модели, вычислительная сложность, что в свою очередь во многом определяет область их использования для решения различных прикладных задач.

Проведем анализ результатов, полученных при модельном эксперименте распознавания подклассов гребневого, сжатого, обобщенного гребневого оценивания и оценок дробного ранга в классе МСО. На основании анализа литературных источников [1, 2, 4] и проведения серии экспериментов был определен набор параметров, позволяющих максимально точно произвести разделение подклассов методов смещенного оценивания, а также интервалы изменения этих параметров:

C_1 – определитель информационной матрицы $X'X$, умноженный на количество независимых переменных, ($\Delta p = [0,0001; 10]$);

C_2 – размах $X'X$, умноженный на объем выборки ($S_n = [1,5994; 6,8501]$);

C_3 – показатель обусловленности матрицы $X'X$, ($C = [0,1; 7]$);

C_4 – дисперсия помех, умноженная на определитель матрицы $X'X$, ($\sigma^2 \Delta = [0; 1]$);

C_5 – показатель нормы 1 [4], умноженный на объем выборки: $nH_1 = [2,311; 8,4531]$;

C_6 – показатель нормы 2 [4], $H_2 = [1,3869; 5,1052]$.

Совокупность характеристик C_1, \dots, C_6 является входным вектором обучающей выборки для нейронной сети, предназначенной для выбора подкласса методов смещенного оценивания. Для решения задачи распознавания подклассов МСО была промоделирована работа различных типов нейронных сетей. По критерию средней относительной ошибки обучения и критерию суммарной квадратической ошибки и на основании обучающей выборки C_{1i}, \dots, C_{6i} , $i = \overline{1, m}$, наилучший результат был достигнут нейронной сетью встречного распространения.

Завершающим этапом построения составного нейросетевого классификатора по выбору эффективного метода является построение нейронной сети, осуществляющей выбор метода оценки параметров модели на основании некоторой совокупности критериев эффективности [2–6].

Рассмотрим формирование обучающей выборки для нейронной сети, используемой для выбора эффективного метода оценивания. Для каждого метода в классе МСО, МРО и МНК рассчитываются различные критерии эффективности. Для класса МСО – критерий относительной среднеквадратичной погрешности, критерий, характеризующий дисперсию оценок коэффициентов модели, критерий, характеризующий смещение оценок коэффициентов модели, стандартный критерий среднеквадратичной ошибки модели, критерий максимальной абсолютной координатной ошибки метода, критерий максимальной координатной относительной ошибки метода [2, 5]. При этом критериям эффективности назначаются весовые коэффициенты в зависимости от типа решаемой задачи и от цели исследования. Для класса МРО рассчитываются значения критерия относительной среднеквадратической ошибки модели и критерия относительной медианы абсолютных отклонений [3, 5, 6]. Для МНК – среднеквадратической ошибки модели. Выбор метода в каждом классе происходит по максимальному количеству минимальных значений критериев.

То есть, на последнем этапе классификации мы получаем метод, который позволяет наиболее эффективно оценить параметры математической модели процесса на основании статистических характеристик входной информации, а это в свою очередь дает возможность построить адекватную модель исследуемого процесса. Для оценки точности предложенного составного нейросетевого классификатора с помощью выбранного классификатором метода, рассчитывается оценка параметров математической модели и сравниваются полученные оценки с заданными истинными оценками. Далее производится проверка адекватности полученной математической модели на основании статистических критериев: коэффициента детерминации, F -критерия Фишера, значения t -статистики.

Таким образом, в статье предложена методика построения составного нейросетевого классификатора по выбору эффективного метода построения математической модели процесса автоматизации в зависимости от внутренней структуры его выборочных значений. На основании указанной методики разработан метод построения составного нейросетевого классификатора, обеспечивающий выбор наиболее эффективного метода оценивания параметров математической модели для процессов, исходные данные которых подвержены влиянию линейной зависимости и зашумленности. Данный классификатор позволяет определить метод, обеспечивающий минимальную среднеквадратическую ошибку математической модели процесса, что в свою очередь определяет ее адекватность.

Список литературы: 1. Вучков И., Бояджиева Л., Солаков Е. Прикладной линейный регрессионный анализ: Пер. с болгар. - М.: Финансы и статистика, 1987. - 230 с. 2. Шатовська Т.Б. Математичні моделі визначення ефективності методів зміщеного оцінювання: Автореф. дис... к-та техн. наук: 01.05.02 / Харк. держ. техн. ун-т радіоелектроніки. - Х., 2000. - 19 с. 3. Антонов В.О. Моделі та алгоритми визначення ефективних робастних методів при синтезі функціональних задач АСУ: Автореф. дис... к-та техн. наук: 05.13.06 / Харк. держ. техн. ун-т радіоелектроніки. - Х., 2000. - 20 с. 4. Casella B.G. Minimax ridge regression estimation. - Annals of Statistics, 1980, vol. 8, w.5, p. 1036-1056. 5. Лесная Н.С., Ренка В.Б., Шатовская Т.Б. Методика выбора эффективного метода оценивания параметров моделей объектов при решении функциональных задач АСУ // Вестник Херсонского гос. техн. ун-та. - 2001. - № 1(10). - С. 284-286. 6. Смоляк С.А., Титаренко Б.П. Устойчивые методы оценивания: Статистическая обработка неоднородных совокупностей. - М.: Статистика, 1980. - 208 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВОЗМУЩЕННОЙ СРЕДЫ ЛИДАРНЫМИ СРЕДСТВАМИ

Тенденции снижения заметности аэродинамических объектов как в радио, так и в оптическом диапазоне длин волн обуславливают необходимость разработки новых эффективных методов их обнаружения.

Одним из направлений решения данной задачи является использование способности лидарных средств регистрировать возмущения атмосферы, вызванные пролетом исследуемой области пространства любым летательным аппаратом [1]. Такая возможность обусловлена существенным отличием параметров газоаэрозольного следа аэродинамического объекта от характеристик окружающего воздуха. При этом наиболее информативными признаками для обнаружения являются изменения концентрации и химического состава компонентов атмосферы, образующиеся в результате сгорания авиационных или ракетных топлив.

Построение аналитической модели процесса регистрации таких изменений базируется на методе дифференциального поглощения и рассеяния (ДПР), как наиболее чувствительном методе измерения малых концентраций газов. Данный метод предполагает зондирование выбранного объема пространства на двух длинах волн, одна из которых соответствует центру линии поглощения исследуемого газа, а другая находится вне контура. При сравнении рассеянных сигналов на этих длинах волн оценивают концентрацию поглощающих компонент. При этом учитываются все специфические для условий локации на протяженной трассе и параметров следа объекта факторы, которые обуславливают точность лидарных измерений.

Процесс обнаружения заключается в принятии решения о наличии объекта в зондируемом объеме пространства на основе результатов лидарного измерения концентрации выбранной компоненты выхлопных газов $N_{изм}$ и сравнения полученного значения концентрации с некоторой пороговой величиной $N_{пор}$. Решение об обнаружении принимается в случае превышения измеренного значения концентрации газа над ее пороговым значением.

Такой алгоритм процесса обнаружения аэродинамических объектов по их следам в атмосфере предусматривает выполнение определенного перечня и последовательности операций:

1. Измерение текущего значения концентрации $N_{изм}$ выбранной компоненты выхлопных газов аэродинамического объекта на основе сравнения принятых сигналов на длинах волн λ_0 и λ_ω (в центре и вне линии контура поглощения).

2. Вычисление порогового значения концентрации $N_{пор}$ на основе анализа результатов измерения принятого сигнала на длине волны λ_0 .

3. Сравнение измеренного ($N_{изм}$) и порогового ($N_{пор}$) значений концентрации и принятие решения о наличии (отсутствии) объекта в зондируемом объеме пространства.

Исходной посылкой при разработке модели явился тот факт, что дифференциальное уменьшение наблюдаемого сигнала на центральной длине волны λ_0 фактически определяется лишь протяженностью ΔR области зондирования следа, который находится на расстоянии R от лидарной системы. В соответствии с алгоритмом метода ДПР регистрация суммарного уменьшения сигнала позволяет измерить текущее значение концентрации газовой компоненты, которое описывается известным выражением [2]:

$$N_{изм}(R) = \frac{1}{2 \cdot \sigma(\lambda_0) \cdot \Delta R} \left\{ \ln \frac{E(\lambda_0, R)E(\lambda_\omega, R + \Delta R)}{E(\lambda_0, R + \Delta R)E(\lambda_\omega, R)} + \right. \\ \left. + \ln \left[\frac{\beta(\lambda_0, R + \Delta R)\beta(\lambda_\omega, R)}{\beta(\lambda_0, R)\beta(\lambda_\omega, R + \Delta R)} \right] \right\} - 2[K(\lambda_0, R + \Delta R) - K(\lambda_\omega, R + \Delta R)], \quad (1)$$

где ΔR – длина взаимодействия лазерного излучения со следом объекта; $\sigma(\lambda_0)$ – сечение поглощения молекул исследуемого газа; $E(\lambda, R)$ – энергия принятых сигналов на λ_0 и λ_ω ; $\beta(\lambda, R)$ – объемный коэффициент обратного рассеяния для λ_0 и λ_ω ; $K(\lambda, R)$ – коэффициент ослабления излучения на λ_0 и λ_ω .

Данная модель расчета текущего значения концентрации исследуемого газа не учитывает специфические особенности условий локации на протяженных трассах и влияния газодинамических характеристик следа аэродинамического объекта на достоверность получаемой информации. В первую очередь это касается правильного выбора протяженности ΔR анализируемого объема пространства, поскольку он характеризует длину области взаимодействия лазерного излучения с поглощающей средой. В натуральных экспериментах этот параметр обычно задается априорно, однако в условиях зондирования удаленных на значительное расстояние локальных объемов пространства по наклонным трассам его значение будет зависеть от угла подсвета θ . В этом случае

$$\Delta R = \frac{L}{\cos \theta}, \quad (2)$$

где L – поперечный размер следа летательного аппарата.

Вторым важным фактором является учет зависимости формы контура линий поглощения исследуемых молекул и величины сечения поглощения от параметров выхлопных газов авиационных и ракетных двигателей. Известно, что контур линии поглощения молекулы является функцией от давления P и температуры T среды и описывается известным выражением[2]:

$$\gamma(P, T) = \gamma(P_0, T_0) \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где $\gamma(P, T)$ – полуширина контура линии поглощения; $\gamma(P_0, T_0)$ – полуширина контура линии поглощения при $P_0 = 1$ атм и $T_0 = 300$ К.

Когда уширение давлением доминирует, контур линии поглощения является лоренцевским и сечение поглощения описывается формулой

$$\sigma(P, T, \nu) = \frac{\sigma_0}{\pi} \frac{\gamma(P, T)}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2(P, T)}, \quad (4)$$

где $\sigma_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\nu) d\nu$ – интегральная интенсивность поглощательного перехода; $\sigma(\nu)$ – спектральное

сечение поглощения молекулой; ν_0 – частота, соответствующая центру линии поглощения молекулы.

С учетом реальных значений давления P и температуры T в выхлопных газах двигателей аэродинамических объектов были оценены характер и величина изменения сечения поглощения молекул исследуемого газа. Результаты оценки, представленные на рис. 1 и 2, показали, что для типичных параметров выхлопных газов контур линии поглощения в достаточной степени уширяется, что приводит к соответствующему уменьшению сечения поглощения.

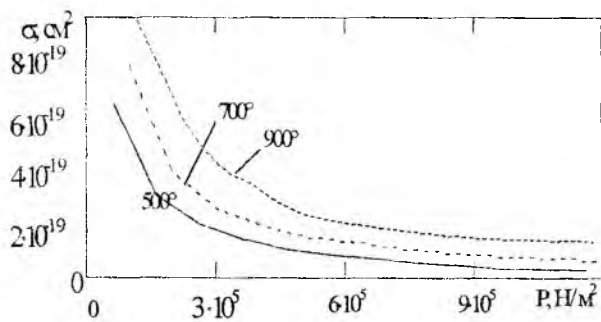


Рис. 1

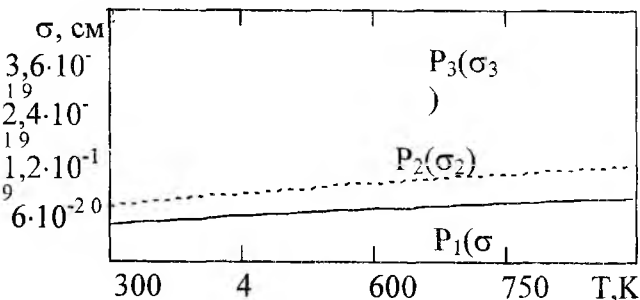


Рис. 2

При реализации метода ДПР уровни сигналов $E(\lambda_0, R)$ и $E(\lambda_{00}, R)$ на двух разных длинах волн, принятых с расстояния R , фактически не зависят от процесса поглощения излучения в пределах следа объекта. Поэтому, при незначительном отличии длин волн λ_0 и λ_{00} , что обычно имеет место в ДПР-

лидарах, отношение $E(\lambda_0, R) / E(\lambda_\omega, R)$ будет приближаться к 1, если отсутствует поглощение на трассе. В случае, когда значения фоновой концентрации поглощающих компонент достаточно большие (например, для CO , CH_4 , CO_2), следует учитывать поглощение по всей протяженности трассы. Тогда указанное отношение можно заменить множителем

$$\frac{E(\lambda_0, R)}{E(\lambda_\omega, R)} = \exp\left(-2 \int_0^R N_{\text{фон}}(R) \sigma(\lambda) dR\right), \quad (5)$$

где $N_{\text{фон}}(R)$ – фоновая концентрация исследуемого газа на лоцируемой трассе.

Результаты моделирования в соответствии с выражением (5) для различных газов (NO , CH_4 , CO_2) и типичных атмосферных условий представлены на рис. 3.

Анализ зависимости показал, что наличие фоновых концентраций исследуемого газа на протяженных локационных трассах приводит к значительному ослаблению зондирующего излучения.

Таким образом, подставляя соотношения (2), (3), (4), (5) в (1), получим окончательное выражение, описывающее процедуру измерения текущей концентрации выбранного газа в следе аэродинамического объекта:

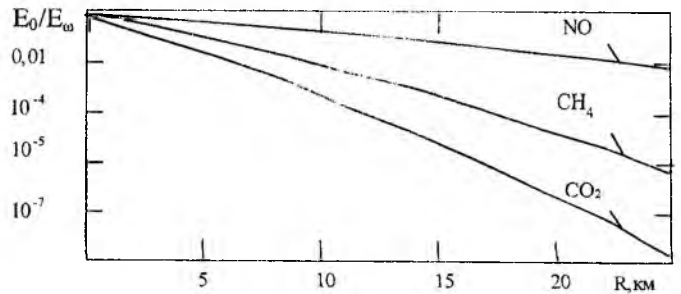


Рис. 3

$$N_{\text{изм}} = \frac{\cos \theta \left\{ (v - v_0)^2 + \left[\gamma(P_0, T_0) \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \right\}}{2 L \sigma_0 \gamma(P_0, T_0) \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}}} \times$$

$$\times \left\{ \ln \frac{E(\lambda_\omega, R + \Delta R)}{E(\lambda_0, R + \Delta R)} \cdot e^{-2 \int_0^R N_{\text{фон}}(R) \sigma(\lambda) dR} + \ln \frac{\beta(\lambda_0, R + \Delta R) \cdot \beta(\lambda_\omega, R)}{\beta(\lambda_0, R) \cdot \beta(\lambda_\omega, R + \Delta R)} \right\} - \quad (6)$$

$$- 2 [K(\lambda_0, R + \Delta R) - K(\lambda_\omega, R + \Delta R)]$$

Зависимости измеренных значений концентрации выхлопных газов ЛА от отношения принятых сигналов для разных значений сечения поглощения представлены на рис. 4.

Анализ графиков показывает, что изменения параметров следа ЛА и условий его локации приводят к существенным вариациям значений измеряемой концентрации исследуемого газа. Это обуславливает необходимость точного определения модельных профилей исходных величин, наиболее адекватно отражающих условия зондирования выхлопных газов аэродинамических объектов, и оптимального выбора методики лидарных измерений, позволяющей снизить систематические ошибки.

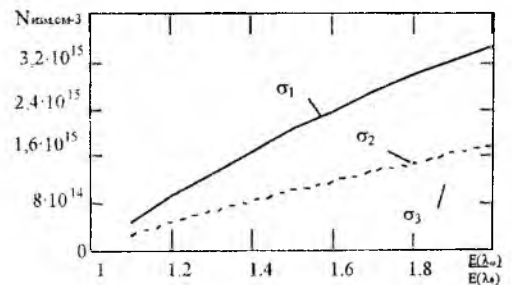


Рис. 4

Для организации процесса обнаружения ЛА алгоритм функционирования лидарной системы должен также обеспечить вычисление порогового значения концентрации исследуемого газа. Для метода ДПР эта процедура заключается в механизме расчета предельного (минимального) значения концентрации выбранной газовой компоненты, которое может быть зарегистрировано данной лидарной системой с заданными характеристиками обнаружения (D и F). При этих условиях для обнару-

жения дифференциального уменьшения энергии сигнала, рассеянного в обратном направлении с длиной волны λ_0 , требуется соблюдение неравенства:

$$E(\lambda_0, R) - E(\lambda_0, R + \Delta R) > \frac{E(\lambda_0, R + \Delta R)}{q}, \quad (7)$$

где q – отношение сигнал/шум на выходе детектора.

Тогда с учетом (2), (3), (4), (5), (8) и лидарного уравнения можно получить выражение для расчета порогового объемного числа молекул, определяемого с заданными характеристиками обнаружения:

$$N_{\text{пор}} = \frac{\cos \theta \left\{ (v - v_0)^2 + \left[\gamma(P_0, T_0) \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \right\}}{2\sigma_0 \gamma(P_0, T_0) \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}} L} \cdot \ln \left[\left\{ 1 + \frac{1}{q} \right\} \left(\frac{R}{R + \Delta R} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Обнаружение аэродинамического объекта по результатам измерения концентрации газовых компонент будет осуществлено в случае, когда :

$$\Delta N = N_{\text{изм}} - N_{\text{пор}} > 0. \quad (9)$$

Тогда окончательно модель обнаружения будет описываться выражением :

$$\Delta N = \frac{\cos \theta \left\{ (v - v_0)^2 + \left[\gamma(P_0, T_0) \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \right\}}{2\sigma_0 \gamma(P_0, T_0) \left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}} L} \times$$

$$\left[\ln \frac{E(\lambda_w, R + \Delta R)}{E(\lambda_0, R + \Delta R)} \cdot e^{-2 \int_0^R N_{\text{ФОН}}(R) \tau(\lambda) dR} + \ln \frac{\beta(\lambda_0, R + \Delta R) \cdot \beta(\lambda_w, R)}{\beta(\lambda_0, R) \cdot \beta(\lambda_w, R + \Delta R)} \right] -$$

$$2 \left[K(\lambda_0, R + \Delta R) - K(\lambda_w, R + \Delta R) \right] - \ln \left[\left\{ 1 + \frac{1}{q} \right\} \left(\frac{R}{R + \Delta R} \right)^2 \right] > 0 \quad (10)$$

Данная модель описывает процесс сравнения измеренной концентрации молекул газовой компоненты с ее пороговым значением, которое зависит от характеристик обнаружения D и F , параметров приемника и условий локации и определяет факт превышения измеренной концентрации над пороговой. При этом, если ΔN – положительное число, принимается решение об обнаружении летательного аппарата.

Результаты моделирования в соответствии с выражением (11) для типичных параметров лидара представлены на рис. 5.

Анализ полученных результатов показал, что для заданных характеристик обнаружения (D, F), известных параметрах лидарной системы и условиях локации процесс обнаружения аэродинамических целей по результатам измерений концентрации выбранной компоненты выхлопных газов будет осуществляться при определенном соотношении уровней принятых сигналов на длинах волн λ_0 и λ_w . При этом уровни сигналов должны быть не менее пороговой чувствительности приемного устройства лидара, а дифференциальное изменение их соотношения должно быть заметным по сравнению с шумами системы.

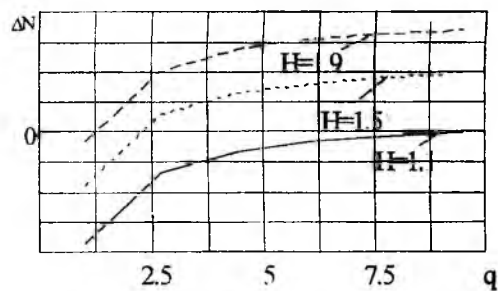


Рис. 5

Список литературы 1. Быков М.М., Тюрин С.В., Глиняный А.В., Ромаченко А. / Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С.17-20. 2. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.

Харьковский военный университет
Харьковский национальный университет радиозлектроники

Поступила в редакцию 7.11.2001

ОПТИМАЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ ИЗМЕРЕНИЯ НЕСУЩЕЙ ЧАСТОТЫ ПАЧКИ РАДИОИМПУЛЬСОВ С УЧЕТОМ ФЛУКТУАЦИЙ ИХ НАЧАЛЬНЫХ ФАЗ И АДДИТИВНЫХ ШУМОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

На практике широко используется когерентная пачка импульсов при измерении радиальной скорости объекта. Как известно, в основе этой операции лежит измерение несущей частоты пачки. Фазовые флуктуации принимаемого сигнала приводят к нарушению его временной когерентности, что ограничивает точность измерения данного параметра.

Предлагается алгоритм измерения несущей частоты пачки радиоимпульсов с учетом флуктуаций их начальных фаз и аддитивных шумовых колебаний.

При приеме когерентного сигнала со случайной равномерной распределенной начальной фазой и случайной, распределенной по закону Релея амплитудой на фоне некоррелированного шума, отношение правдоподобия в соответствии с [1] имеет вид:

$$\ell = \frac{1}{1 + \frac{q^2}{2}} \exp \frac{\frac{q^4}{4}}{1 + \frac{q^2}{2}} \rho^2, \quad (1)$$

где q^2 – отношение сигнал-шум по мощности и ρ – нормированная функция рассогласования.

Полагая, что $q^2 \gg 1$, выражение (1) можно записать в виде:

$$\ell \approx \frac{2}{q^2} \exp \frac{q^2 \rho^2}{2}. \quad (2)$$

В случае когерентной пачки из n импульсов с постоянным периодом следования квадрат нормированной функции рассогласования описывается выражением:

$$\rho^2(\Omega) = \left| \sum_{i=1}^n \xi_i \exp \left\{ j \left[\Phi_i + \varphi_i - \left(\frac{n+1-2i}{2} T \right) \Omega \right] \right\} \right|^2, \quad (3)$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$ – рассогласование между ожидаемой ω и наблюдаемой ω_0 несущими частотами пачки импульсов; n – число импульсов в пачке; i – номер импульса, отсчитываемый от начала пачки;

$\xi_i = \frac{Z_i}{Z_\Sigma}$; $Z_i = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \dot{Y}_i(t) \dot{X}_i^*(t) dt \right|$ – модуль сигнальной части комплексного корреляционного интеграла для i -го импульса (результат его временной обработки); $\dot{Y}_i(t)$ – комплексная огибающая принятого i -го импульса; $\dot{X}_i^*(t)$ – комплексно сопряженная огибающая опорного напряжения при

обработке i -го импульса; $Z_\Sigma = \sum_{i=1}^n Z_i$; Φ_i – наблюдаемое значение начальной фазы i -го импульса;

φ_i – случайная (флуктуационная) составляющая фазы i -го импульса; $\frac{n+1-2i}{2} T \Omega$ – ожидаемое слагаемое начальной фазы i -го импульса, обусловленное рассогласованием по несущей частоте; T – период следования импульсов пачки.

Воспользовавшись формулой Эйлера $e^{jx} = \cos(x) + j \sin(x)$ и выражениями перехода от квадрата суммы к двойной сумме $\left[\sum_{i=1}^n x_i \right]^2 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n x_i x_j$, получим:

$$\rho^2(\Omega) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \xi_i \xi_j \cos[\Phi_i - \Phi_j + \varphi_i - \varphi_j + (i-j)\Omega T], \quad (4)$$

где $\Phi_i - \Phi_j$ – наблюдаемая разность фаз i -го и j -го импульсов пачки; $(i-j)\Omega T$ – ожидаемая разность фаз i -го и j -го импульсов пачки; $\varphi_i - \varphi_j$ – случайная разность фаз i -го и j -го импульсов.

При малом рассогласовании наблюдаемых и ожидаемых значений разностей начальных фаз импульсов получим:

$$\rho^2(\Omega) \cong 1 - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \xi_i \xi_j [\Phi_i - \Phi_j + \varphi_i - \varphi_j + (i-j)\Omega T]^2. \quad (5)$$

Чтобы избежать громоздких выражений, в дальнейшем будем рассматривать пачки импульсов с симметричным амплитудным распределением

$$\xi_i = \xi_{n+1-i}.$$

Путем рациональной группировки входящих в соотношение (5) разностей фаз его можно преобразовать к виду:

$$\rho^2(\Omega) \cong 1 - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \xi_k [\Delta\Phi_k + \Delta\varphi_k - (2k-1)\Omega T]^2 - \sum_{k=l=1}^m \xi_k \xi_l (S_k - S_l)^2, \quad (6)$$

где $\Delta\Phi_k = \Phi_{m+1-k} - \Phi_{m+k}$ – разность фаз симметричных импульсов пачки; $\Delta\varphi_k = \varphi_{m+1-k} - \varphi_{m+k}$, $S_k = \varphi_{m+1-k} + \varphi_{m+k}$ – разность и сумма флуктуационных составляющих фаз импульсов пачки; k и l – номера пар импульсов симметричных относительно центра пачки.

Нумерация симметричных пар импульсов пачки производится от ее центра до $m = \frac{n}{2}$.

В выражении (6) последнее слагаемое не зависит от измеряемого параметра, поэтому в дальнейшем рассмотрении его можно не учитывать. Таким образом, информация о несущей частоте пачки содержится в разности фаз ее симметричных импульсов.

Наличие в выражении (6) случайных составляющих разностей фаз симметричных импульсов пачки обуславливает необходимость перехода к усредненному отношению правдоподобия:

$$\bar{\ell}(\Omega) = \int_{(\Delta\bar{\varphi})} \ell(\Omega, \Delta\bar{\varphi}) p(\Delta\bar{\varphi}) \delta\Delta\bar{\varphi}, \quad (7)$$

где $\Delta\bar{\varphi} = \|\Delta\varphi_k\|$ – вектор-столбец значений случайных составляющих разностей фаз симметричных импульсов пачки; $p(\Delta\varphi)$ – закон распределения их плотности вероятности; $d\Delta\bar{\varphi} = d\Delta\varphi_1 d\Delta\varphi_2 \dots d\Delta\varphi_m$.

Предполагается, что фазовые флуктуации распределены по нормальному закону, а корреляционная матрица фазовых флуктуаций имеет следующий вид:

$$K = \sigma_\varphi^2 |a^{i-j}|,$$

где σ_φ^2 – дисперсия фазовых флуктуаций; a – коэффициент корреляции фазовых флуктуаций соседних импульсов пачки; i и j – номера импульсов пачки.

Таким образом, при $a > 0$ с увеличением интервала между импульсами пачки корреляция убывает по экспоненциальному (рис. 1, а), а при $a < 0$ – по знакопеременному закону (рис. 1, б).

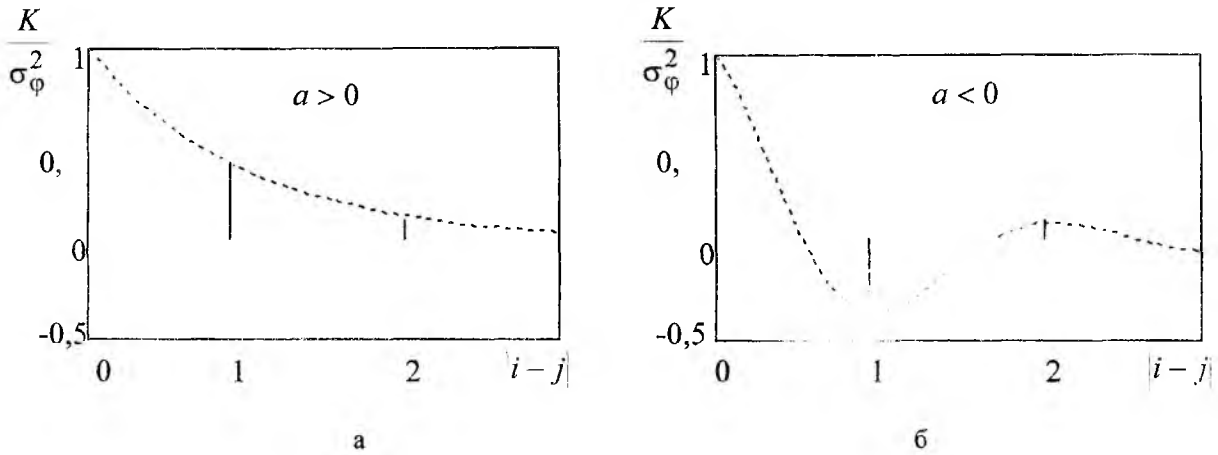


Рис. 1

Распределение плотности вероятности случайных составляющих разностей фаз симметричных импульсов пачки при $m \geq 2$ имеет следующий вид:

$$p(\Delta\vec{\varphi}) = \frac{\sqrt{1+a}}{(2\sqrt{\pi}\sigma_\varphi)^m(1-a^2)^{m/2}} \exp\left\{-\frac{1}{4\sigma_\varphi^2(1-a^2)} \left[\Delta\varphi_m^2 + (1+a+a^2)\Delta\varphi_1^2 + (1+a^2) \sum_{k=2}^{m-1} \Delta\varphi_k^2 - 2a \sum_{k=1}^{m-1} \Delta\varphi_k \Delta\varphi_{k+1} \right] \right\} \quad (8)$$

Выражение для усредненного отношения правдоподобия с учетом соотношений (2), (6), (7), (8) можно записать в виде:

$$\bar{l}(\Omega) = K \int_{(\Delta\vec{\varphi})} \exp\left[-\frac{q^2}{2} (a_{1,1}\Delta\varphi_1^2 + a_{m,m}\Delta\varphi_m^2 + a_{k,k} \sum_{k=2}^{m-1} \Delta\varphi_k^2 - 2a_{k,k+1} \sum_{k=1}^{m-1} \Delta\varphi_k \Delta\varphi_{k+1} + 2 \sum_{k=1}^m a_{k,m+1} \Delta\varphi_k) \right] d\Delta\varphi_1 d\Delta\varphi_2 \dots d\Delta\varphi_m \quad (9)$$

где $K = \frac{2\sqrt{1+a}}{q^2(2\sqrt{\pi}\sigma_\varphi)^m(1-a^2)^{m/2}} \exp\left[\frac{q^2}{2} \left(1 - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \xi_k \delta\Phi_k^2 \right) \right]$; $a_{1,1} = \frac{1+a+a^2}{2\gamma(1+a)} + \frac{\xi_1}{2}$;

$$a_{m,m} = \frac{1}{2\gamma(1+a)} + \frac{\xi_m}{2}; \quad a_{k,k} = \frac{1+a^2}{2\gamma(1+a)} + \frac{\xi_k}{2} \quad (k=2,3,\dots,m-1); \quad a_{k,k+1} = -\frac{a}{2\gamma(1+a)};$$

$$a_{k,m+1} = a_{m+1,k} = \frac{1}{2} \xi_k \delta\Phi_k; \quad \gamma = q^2 \sigma_\varphi^2 (1-a); \quad \delta\Phi_k = \Delta\Phi_k - (2k-1)\Omega T.$$

Параметр γ позволяет одновременно учитывать влияние как внутренних шумов, так и коррелированных фазовых флуктуаций. При преобладающем влиянии внутренних шумов параметр γ принимает малые значения ($\gamma \ll 1$), а при преобладании фазовых флуктуаций данный параметр достигает значительных величин ($\gamma \gg 1$).

Из соотношения (9) видно, что в показателе экспоненты, находящейся под знаком интеграла, содержатся слагаемые, образующие квадратичную форму m переменных $\Delta\varphi$.

Для того, чтобы взять этот интеграл, необходимо перейти от произвольной записи квадратичной формы к ее каноническому виду. То есть в соотношении (9) показатель экспоненты привести к виду [3]:

$$-\frac{q^2}{2} \left(\sum_{k=1}^m \lambda_k y_k^2 + \frac{|\Delta|}{|\Theta|} \right), \quad (10)$$

где $\Delta = \begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & 0 & \dots & 0 & a_{1,m+1} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & a_{2,3} & \dots & 0 & a_{2,m+1} \\ 0 & a_{3,2} & a_{3,3} & \dots & 0 & a_{3,m+1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & a_{m,m-1} & a_{m,m} & a_{m,m+1} \\ a_{m+1,1} & a_{m+1,2} & \dots & a_{m+1,m-1} & a_{m+1,m} & 0 \end{vmatrix}$ – определитель матрицы Δ коэффициентов квадратичной формы; $|\Theta|$ – определитель матрицы Θ коэффициентов при членах второй степени квадратичной формы; $\vec{y} = \|y_k\|$ – новые переменные; $\|\lambda_k\|$ – собственные значения матрицы Θ , полученной из матрицы Δ вычеркиванием $(m+1)$ -ой строки и $(m+1)$ -го столбца.

Используя выражение (10), усредненное отношение правдоподобия (9) представляется в следующем виде:

$$\bar{\ell}(\Omega) \cong K \exp\left(-\frac{q^2}{2} \frac{|\Delta|}{|\Theta|}\right) \prod_{k=1}^m \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{q^2 \lambda_k y_k^2}{2}\right) dy_k. \quad (11)$$

Учитывая табличный интеграл [2] $\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{q^2 \lambda y^2}{2}\right) dy = \sqrt{\frac{2\pi}{q^2 \lambda}}$ и свойство собственных значений [3] $\prod_{k=1}^m \lambda_k = |\Theta|$, выражение (11) запишется в виде:

$$\bar{\ell}(\Omega) = K \prod_{k=1}^m \sqrt{\frac{2\pi}{q^2 \lambda_k}} \exp\left(-\frac{q^2}{2} \frac{|\Delta|}{|\Theta|}\right). \quad (12)$$

Беря натуральный логарифм выражения (12) и оставляя зависящие от измеряемого параметра слагаемые, получим соотношение для достаточной статистики:

$$S(\Omega) = \frac{q^2}{2} \left(1 - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \xi_k \delta \Phi_k^2 \right) - \frac{q^2}{2} \frac{|\Delta|}{|\Theta|}. \quad (13)$$

Элементы $(m+1)$ -ой строки и $(m+1)$ -го столбца матрицы Δ содержат измеряемый параметр. Используя известное свойство, определитель $|\Delta|$ можно записать в следующем виде:

$$|\Delta| = \sum_{k=1}^m a_{k,m+1} A_{k,m+1}, \quad (14)$$

где $A_{k,m+1}$ – алгебраическое дополнение элемента $a_{k,m+1}$ матрицы Δ . Для выделения $\delta \Phi_k$ свойство (14) применяется повторно к элементам $(m+1)$ -ой строки матрицы Δ . Таким образом, формула для расчета определителя $|\Delta|$ принимает вид:

$$|\Delta| = - \sum_{k=1}^m (-1)^k a_{k,m+1} \sum_{i=1}^m a_{m+1,i} (-1)^i |\Theta_{k,i}| = -\frac{1}{4} \sum_{k=1}^m (-1)^k \xi_k \delta \Phi_k \sum_{i=1}^m (-1)^i \xi_i \delta \Phi_i |\Theta_{k,i}|, \quad (15)$$

где $|\Theta_{k,i}|$ – минор элемента k,i матрицы Θ .

С учетом (15) и (13) получим выражение для достаточной статистики:

$$S(\Omega) = \frac{q^2}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\sum_{k=1}^m \xi_k \delta \Phi_k^2 \left(1 - \frac{1}{2|\Theta|} \xi_k |\Theta_{k,k}| \right) - \frac{1}{|\Theta|} \sum_{k=1}^{m-1} \sum_{i=k+1}^m (-1)^{k+i} \xi_k \xi_i \delta \Phi_k \delta \Phi_i |\Theta_{k,i}| \right] \right\}. \quad (16)$$

Алгоритмами оптимального оценивания несущей частоты могут быть все возможные процедуры решения уравнения правдоподобия [1]:

$$\frac{\partial S(\Omega)}{\partial \Omega} = 0 \quad \text{при} \quad \Omega = \hat{\Omega}. \quad (17)$$

Одна из возможных форм записи решения уравнения (17) имеет вид

$$\hat{\Omega} = \frac{1}{T} \sum_{k=1}^m g_k \frac{\Delta \Phi_k}{(2k-1)}. \quad (18)$$

Из выражения (18) видно, что при оптимальном оценивании несущей частоты измеряются разности фаз симметричных импульсов пачки и далее суммируются с весовыми коэффициентами g_k . Особо следует отметить, что наличие в (18) в явном виде разностей $\Delta \Phi_k$ определяет только один из способов оценивания несущей частоты, возможны также и другие варианты.

Весовые коэффициенты g_k , входящие в выражение (18), списываются соотношениями

$$g_k = (2k-1) \xi_K \frac{A_k}{B}, \quad (19)$$

$$\text{где } A_k = (2k-1) Z_k - \frac{1}{2|\Theta|} \left[\sum_{i=1}^{k-1} (-1)^{k+i} \xi_i (2i-1) |\Theta_{k,i}| + \sum_{i=k+1}^m (-1)^{k+i} (2i-1) \xi_i |\Theta_{k,i}| \right];$$

$$B = \sum_{k=1}^m \xi_k (2k-1)^2 Z_k - \frac{1}{|\Theta|} \sum_{k=1}^{m-1} \sum_{i=k+1}^m (-1)^{k+i} (2k-1)(2i-1) \xi_k \xi_i |\Theta_{k,i}|; \quad Z_k = 1 - \frac{1}{2|\Theta|} \xi_k |\Theta_{k,k}|.$$

Весовые коэффициенты g_k зависят от интервала $(2k-1)T$ между симметричными импульсами пачки, параметра γ и амплитудного веса ξ_k симметричных импульсов.

При преобладающем влиянии аддитивного шума, то есть при $\gamma \ll 1$, используя соотношения (18) и (19), получим выражение для оптимальной оценки несущей частоты пачки:

$$\hat{\Omega} = \frac{1}{T} \frac{\sum_{k=1}^m \xi_k (2k-1) \Delta \Phi_k}{\sum_{k=1}^m \xi_k (2k-1)^2}. \quad (20)$$

Из выражения (20) следует, что весовые коэффициенты пропорциональны интервалу между симметричными импульсами пачки и амплитудному множителю ξ_k .

Если же преобладает влияние коррелированных фазовых флуктуаций, то есть при условии $\gamma \gg 1$, из выражений (18) и (19) получим соотношение для оптимальной оценки:

$$\hat{\Omega} = \frac{1}{T} \frac{\sum_{k=1}^{m-1} (2k-1) \Delta \Phi_k + [2m-1 - (2m-3)a] \Delta \Phi_m / (1-a)^2}{\sum_{k=1}^{m-1} (2k-1)^2 + (2m-1)[2m-1 - (2m-3)a] / (1-a)^2}. \quad (21)$$

Из выражения (21) видно, что весовые коэффициенты зависят от интервала между симметричными импульсами пачки и коэффициента корреляции фазовых флуктуаций между соседними импульсами и не зависят от амплитудного веса симметричных импульсов.

На рис. 2 представлены графики зависимостей весовых коэффициентов g_k и g'_k от значений параметра γ при фиксированном значении коэффициента корреляции фазовых флуктуаций ($a = 0,5$) и различных соотношениях амплитуд симметричных пар для пачки из десяти импульсов.

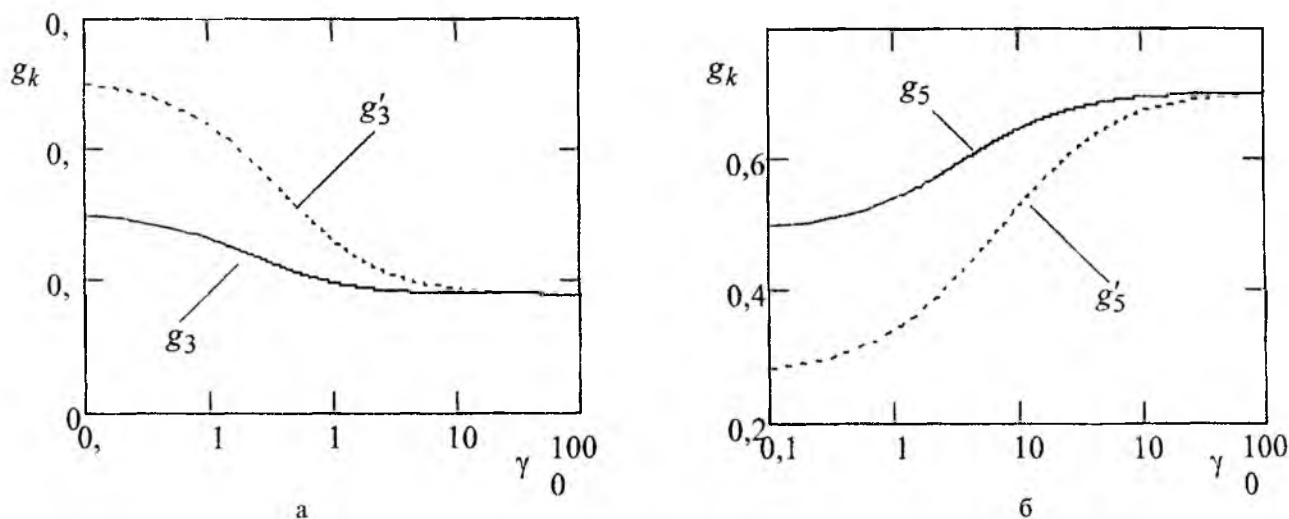


Рис. 2

Весовые коэффициенты g_3 и g_5 соответствуют пачке с равномерным распределением амплитуд импульсов. Весовые коэффициенты g'_3 и g'_5 соответствуют пачке со спадающим от центра к краям по закону $\frac{\xi_k}{\xi_1} = 1 - 0,2(k - 1)$ $k = 1, 2 \dots m$ распределением амплитуд импульсов.

На рис. 3 представлены аналогичные графики для пачки из десяти импульсов с равномерным распределением амплитуд при различных значениях коэффициента корреляции фазовых флуктуаций.

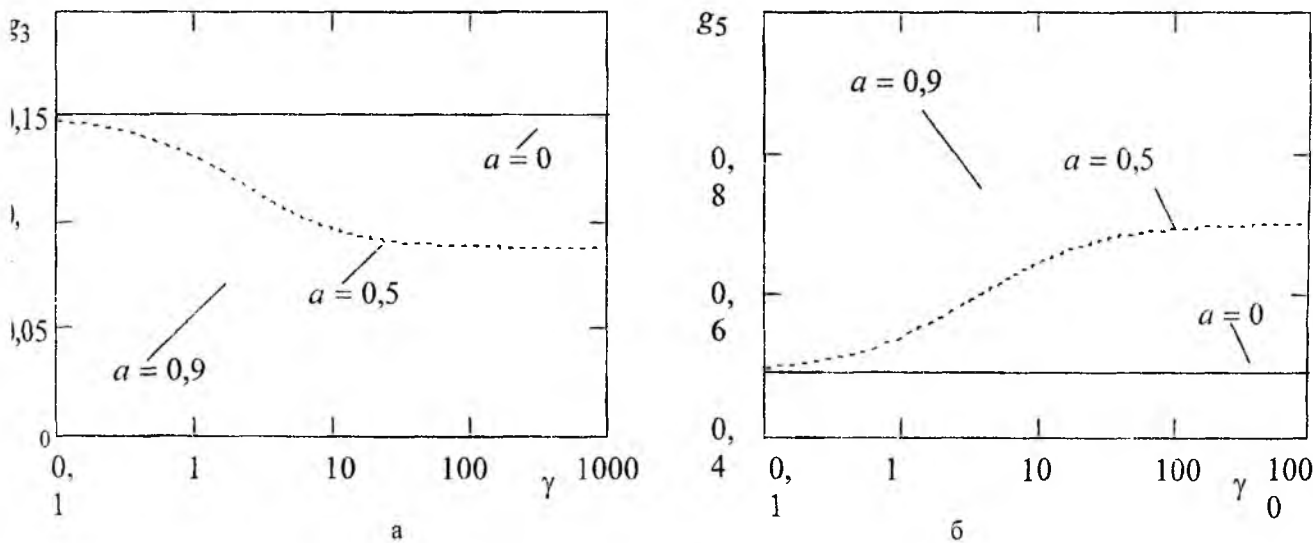


Рис. 3

На данных рисунках представлены графики только для весовых коэффициентов g_3, g'_3 и g_5, g'_5 . Графики для остальных весовых коэффициентов не приводятся, так как g_1, g'_1 и g_2, g'_2 по характеру соответствующих зависимостей аналогичны g_3 и g'_3 , только принимают существенно

меньшие значения, а g_4, g_4' принимают соответствующие промежуточные значения между g_3, g_3' и g_5, g_5' .

Из графиков на рис. 2, видно, что при изменении параметра γ в области малых значений (при преобладающем влиянии аддитивного шума ($\gamma \ll 1$)) величины весовых коэффициентов существенно не изменяются. На значения весовых коэффициентов оказывают влияние отношения амплитуд пар симметричных импульсов пачки. Как следует из графиков на рис. 3, при тех же значениях параметра γ на весовые коэффициенты не оказывает существенного влияния значение коэффициента корреляции фазовых флуктуаций. Эти особенности в явном виде отражает структура выражения (20) с помощью которого оценивается несущая частота при данных значениях параметра γ .

В области больших значений параметра γ (при преобладающем влиянии коррелированных фазовых флуктуаций ($\gamma \gg 1$)), кривые на рис. 2 демонстрируют, что значения весовых коэффициентов практически не изменяются при увеличении параметра γ и зависят от отношений амплитуд пар симметричных импульсов пачки. Из графиков на рис. 3 следует, что при больших значениях параметра γ на величину весовых коэффициентов существенное влияние оказывает коэффициент корреляции фазовых флуктуаций. Эти особенности отражены в структуре выражения (21), с помощью которого оценивается несущая частота при $\gamma \gg 1$.

В области промежуточных значений параметра γ величины весовых коэффициентов существенно меняются при изменении γ . Как следует из соответствующих графиков на рис. 2 и рис. 3, на значения весовых коэффициентов оказывают влияние как отношения амплитуд пар симметричных импульсов пачки, так и значение коэффициента корреляции фазовых флуктуаций. В данном случае для оценивания несущей частоты необходимо использовать общее выражение (19).

Приведенные на рис. 2 и 3 зависимости позволяют уточнить граничные значения параметра γ , при которых целесообразно применять одно из соотношений (19-21).

Список литературы: 1. Ширман Я. Д., Манжос В. Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 416 с. 2. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1108 с. 3. Окунев Л. Я., Высшая алгебра. М.: Просвещение, 1966. 335 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 08.10.2001

ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ОЦЕНКИ ОШИБОК ПАССИВНОГО СЛЕДЯЩЕГО ФИЛЬТРА

С 50-х годов фазовые следящие системы, использующие системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), играют заметную роль в связи, управлении и измерениях при синхронизации (синтезе) несущего сигнала [1] и шкал времени в цифровых сетях связи [2]. При использовании ФАПЧ для угловой демодуляции [3] эффект аналогичен применению расширенного фильтра Калмана [4]. Альтернативный подход основан на автоматической подстройке частоты (АПЧ) пассивного следящего фильтра (СФ). Поскольку ФАПЧ действует как активный СФ с полосой много меньшей, чем у наилучшего высокооборотного LC-контура, то в течение нескольких десятилетий АПЧ не имела широкого применения.

Новые возможности для АПЧ открылись с применением резонаторов и фильтров на поверхностных акустических волнах (ПАВ). Отметим два применения. В работе [5] М. Дрисколл показал, что для генерирования малошумящих СВЧ-сигналов в полосе частот отстройки до нескольких килогерц использование каскадно включенных ПАВ-резонаторов на 10 дБ более эффективно, чем применение ФАПЧ. В работе [6] показано применение ангармонического контура кварца как СФ-датчика нестабильности частоты, работающего при соотношении сигнал/шум (ССШ), близком к единице.

На рис. 1 показана структура АПЧ с пассивным СФ. Слежение за входом достигается следующим образом. Если частота СФ изменилась, то фазовым детектором (ФД) измеряется соответствующий сдвиг между фазами ϕ_s и ϕ_f и СФ подстраивается через фильтр нижних частот (ФНЧ). При этом регулярная и случайная ошибки слежения в первую очередь зависят от чувствительности (крутизны) фазово-частотной характеристики (ФЧХ) СФ.

Поскольку крутизна ФЧХ определяется как отношение фазового сдвига к соответствующему изменению частоты, задача статистической оценки ошибок слежения сводится к вероятностному анализу взвешенного фазового сдвига двух шумящих гармонических колебаний с частотами левее и правее резонанса.

Модель СФ

Будем полагать, что СФ линеен, а источник его флуктуаций приведен ко входу в виде гауссовского шума $n(t)$ (рис.1). На рис.2 показан пример ФЧХ СФ, где фазы $\phi_1(t)$ и $\phi_2(t)$ соответствуют частотам ω_1 и ω_2 левее и правее резонансной частоты ω_0 .

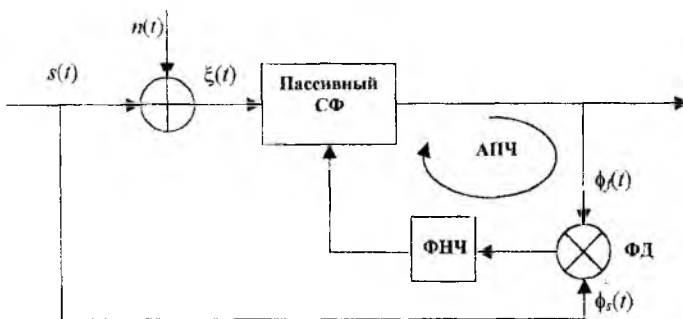


Рис. 1

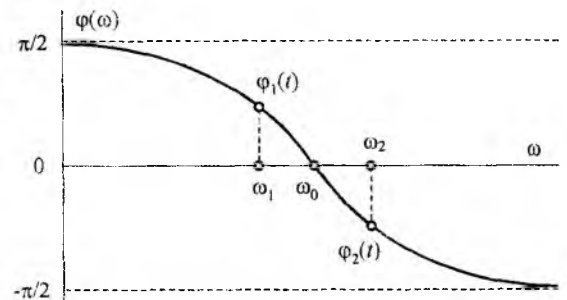


Рис. 2

Для гармонического входного сигнала $s(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \Delta\omega t + \vartheta)$, где A_0 и ϑ – константы; $\Delta\omega$ – сдвиг частоты по отношению к ω_0 , гауссовский шум опишем узкополосной моделью $n(t) = A(t) \cos[\omega_0 t + \theta(t)]$, где $0 \leq A(t)$ – случайная амплитуда, распределенная по закону Релея и $-\pi \leq \theta(t) \leq \pi$ – равномерно распределенная приведенная случайная фаза [7]. Тогда сумма сигнала и шума находится как $\xi(t) = s(t) + n(t) = V(t) \cos[\omega_0 t + \psi(t)]$, где $0 \leq V(t)$ и $|\psi(t)| \leq \pi$ – случайная огибающая и приведенная фаза.

В работе [8] Беннет показал, что для упомянутой выше модели сигнала $\xi(t)$ его фаза $|\psi(t) \leq \pi$ имеет условное распределение

$$p(\psi|\vartheta) = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{a^2}{2}\right) \left[1 + a\sqrt{2\pi} \exp\left(\frac{a^2}{2} \cos^2 \theta\right) \Phi(a \cos \theta) \cos \theta \right], \quad (1)$$

где $\theta = \Delta\omega t + \vartheta - \psi$; $a = A_0 / \sigma_n$ – ССШ; σ_n^2 – дисперсия шума $n(t)$; $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt$ – интеграл вероятности. При прохождении через линейный СФ фаза входного сигнала получает приращение на величину фазы ФЧХ СФ $\beta(\omega)$ и, как следует из [6], распределение фазы по модулю 2π , т.е. $|\varphi(t) \leq \pi$, для $\vartheta = 0$ находится как

$$p(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{a^2}{2}\right) \left\{ 1 + a\sqrt{2\pi} \exp\left[\frac{a^2}{2} \cos^2(\varphi - \beta)\right] \Phi[a \cos(\varphi - \beta)] \cos(\varphi - \beta) \right\}. \quad (2)$$

Отметим, что более общее распределение фазы для нестационарного входного сигнала $s(t)$ можно найти в работе [9].

Вероятностное распределение крутизны ФЧХ

Определим крутизну ФЧХ СФ для $0 \leftarrow \Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ как

$$\varphi'_\omega(t) = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{\varphi_2(t) - \varphi_1(t)}{\omega_2 - \omega_1} = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{\Delta\varphi(t)}{\Delta\omega}, \quad (3)$$

где фазы $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ оцениваются в различные моменты времени и являются статистически независимыми процессами, распределенными по закону (2). При этом совместную плотность распределения вероятностей независимых процессов $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ запишем как

$$p(\varphi_1, \varphi_2) = p(\varphi_1)p(\varphi_2). \quad (4)$$

Для нахождения распределения крутизны $\varphi'_\omega(t)$ перейдем от системы функций $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ к системе функций $\varphi_1(t)$ и $\varphi'_\omega(t)$. Опуская знак предела в (3), запишем $\varphi_2(t) = \Delta\omega\varphi'_\omega(t) + \varphi_1(t)$, после

чего найдем якобиан $J_2(\varphi_1, \varphi'_\omega) = \frac{\partial(\varphi_1, \varphi_2)}{\partial(\varphi_1, \varphi'_\omega)} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 1 & \Delta\omega \end{vmatrix} = \Delta\omega$ и перейдем от (4) к распределению

$$p(\varphi_1, \varphi'_\omega) = p(\varphi_1)p(\varphi_2)J_2(\varphi_1, \varphi'_\omega). \quad (5)$$

Для упрощения преобразований обозначим $\varphi \equiv \varphi_1$ и $\varphi_2 = \varphi + \Delta\omega\varphi'_\omega$ и, путем интегрирования (5) по φ от $-\pi$ до $+\pi$, выделим требуемое одномерное распределение крутизны

$$p(\varphi'_\omega) = \Delta\omega \int_{-\pi}^{\pi} p(\varphi)p(\varphi + \Delta\omega\varphi'_\omega) d\varphi, \quad (6)$$

где обе подынтегральные функции с учетом (2) запишем в виде

$$p(\varphi) = A_1 [1 + f_1(\varphi)], \quad (7)$$

$$p(\varphi + z) = A_2 [1 + f_2(\varphi + z)], \quad (8)$$

где $A_{1,2} = \frac{1}{2\pi} \exp\left(-\frac{a_{1,2}^2}{2}\right)$; $a_1 = \frac{y(\omega_1)}{\sigma_n}$; $a_2 = \frac{y(\omega_2)}{\sigma_n}$; $z = \Delta\omega\varphi'_\omega$ — приведенная крутизна,

$$f_1(\varphi) = a_1 \sqrt{2\pi} \exp\left[\frac{a_1^2}{2} \cos^2(\varphi - \beta_1)\right] \Phi\left[\frac{a_1}{2} \cos(\varphi - \beta_1)\right] \cos(\varphi - \beta_1); \quad (9)$$

$$f_2(\varphi + z) = a_2 \sqrt{2\pi} \exp\left[\frac{a_2^2}{2} \cos^2(\varphi + z - \beta_2)\right] \Phi\left[\frac{a_2}{2} \cos(\varphi + z - \beta_2)\right] \cos(\varphi + z - \beta_2). \quad (10)$$

Подстановкой (7) и (8) в (6) находим

$$p(z) = \frac{1}{2\pi} \left\{ e^{-\frac{a^2}{2}} + e^{-\frac{(a+\Delta a)^2}{2}} - e^{-\frac{a^2+(a+\Delta a)^2}{2}} \left[1 - \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f_1(\varphi) f_2(\varphi + z) d\varphi \right] \right\}, \quad (11)$$

где $a \equiv a_1$ и $\Delta a = a_2 - a_1$. Далее, поскольку $0 \leftarrow \Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$, положим $\Delta a \rightarrow 0$ и перейдем от (11) к окончательной форме

$$p(z) = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{a^2}{2}} \left(2 - e^{-\frac{a^2}{2}} \right) + \frac{e^{-a^2}}{4\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} f_1(\varphi) f_2(\varphi + z) d\varphi. \quad (12)$$

Дальнейшие преобразования (12) затруднены видом функций (9) и (10). Поэтому исследуем предельные случаи.

Для предельно малых ССШ $0 \leftarrow a \ll 1$ интеграл в (12) стремится к нулю и распределение переходит к виду

$$p(z) \Big|_{a \ll 1} = \frac{1}{2\pi} e^{-\frac{a^2}{2}} \left(2 - e^{-\frac{a^2}{2}} \right). \quad (13)$$

Кроме того, поскольку $a \ll 1$, в (13) можно допустить разложение $e^x \Big|_{x \ll 1} \approx 1 + x$ и записать

$$p(z) \Big|_{a \ll 1} = \frac{1}{2\pi}. \quad (14)$$

Таким образом, для предельно малых ССШ распределение (12) равномерно и, как следствие, дальнейшее статистическое оценивание фазы будет требовать много времени.

Для второго предельного случая $1 \ll$ ССШ вначале функцию (12) приведем к виду

$$p(z) \Big|_{a \gg 1} = \frac{a(a+\Delta a)}{2\pi} e^{-\frac{a^2+(a+\Delta a)^2}{2}} \int_{-\pi}^{\pi} e^{\frac{a^2}{2} \cos^2(\varphi-\beta) + \frac{(a+\Delta a)^2}{2} \cos^2(\varphi+z-\beta-\Delta\beta)} \times \Phi[a \cos(\varphi-\beta)] \Phi[(a+\Delta a) \cos(\varphi+z-\beta-\Delta\beta)] \cos(\varphi-\beta) \cos(\varphi+z-\beta-\Delta\beta) d\varphi. \quad (15)$$

Затем, поскольку при $1 \ll$ ССШ шум проявляется весьма слабо, примем $\varphi - \beta \ll 1$; $\cos^2(\varphi + z - \beta - \Delta\beta) \cong 1 - (\varphi + z - \beta - \Delta\beta)^2 \cong 1$; $\varphi + z - \beta - \Delta\beta \ll 1$; $\cos^2(\varphi - \beta) \cong 1 - (\varphi - \beta)^2 \cong 1$; $\Phi(a, \varphi, \beta) \cong 1$; $\Phi(a + \Delta a, z, \varphi, \beta + \Delta\beta) \cong 1$; $\cos(\varphi + z - \beta - \Delta\beta) \cong 1$ и $\cos(\varphi - \beta) \cong 1$.

Используя интеграл $\int e^{-(ax^2+bx+c)} dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{\frac{b^2-4ac}{4a}} \operatorname{erf}\left(x\sqrt{a} + \frac{b}{2\sqrt{a}}\right)$, приведем (15) к виду

$$p(z) \Big|_{a \gg 1} \cong \frac{a(a+\Delta a)}{4\sqrt{\pi a(a+\Delta a)}} e^{\frac{(a+\Delta a)^2(z-\Delta\beta)^2-4ac}{4a(a+\Delta a)}} \left\{ \operatorname{erf}\left[a(\pi-\beta) + \frac{a(z-\Delta\beta)}{2}\right] - \operatorname{erf}\left[-a(\pi+\beta) + \frac{a(z-\Delta\beta)}{2}\right] \right\}, \quad (16)$$

где $c = 0.5(a + \Delta a)^2(z - \Delta\beta)^2$ и $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt = 2\Phi(x\sqrt{2}) - 1$ – вероятностная функция. Поскольку при $a \rightarrow \infty$ переменные x_1 и x_2 первой и второй erf-функций в (16) стремятся к $+\infty$ и $-\infty$ соответственно, то $\operatorname{erf}(x_1) - \operatorname{erf}(x_2) \rightarrow 2$ и (16) сводится к виду

$$p(z)|_{a \gg 1} \cong \frac{a}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{a^2(z - \Delta\beta)^2}{4}\right]. \quad (17)$$

Легко можно показать, что (17) есть нормальное распределение $p_1(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{(z - \Delta\beta)^2}{2\sigma^2}\right]$ с математическим ожиданием $\Delta\beta$ и дисперсией

$$\sigma^2 = \frac{2}{a^2} \quad (18)$$

Таким образом, следует, что с ростом ССШ распределение (12) нормализуется, а его дисперсия уменьшается. Более того, оба предельные распределения (14) и (17) весьма близки к точному закону (12) при ССШ $a < 0,3$ и $3 < a$ соответственно.

Аппроксимация распределением Тихонова

Выше мы показали, что интересный для практики случай $0,3 < a < 3$ не может быть строго описан простым распределением. Для приближенного описания можно воспользоваться законом Тихонова [10]

$$p^r(\varphi) = \frac{1}{2\pi I_0(D)} \exp[D \cos(\varphi - \beta)], \quad (19)$$

где $\varphi \leq \pi$; $I_0(D)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка и D — параметр, зависящий от ССШ. Аппроксимация функции (12) законом (19) дает

$$p^a(z) = \frac{1}{4\pi^2 I_0(D) I_0(D_1)} \int_{-\pi-\beta}^{\pi-\beta} e^{D \cos x + D_1 \cos(x+z-\Delta\beta)} dx, \quad (20)$$

где $D = b_0 + b_1 a + b_2 a^2$; $D_1 = b_0 + b_1(a + \Delta a) + b_2(a + \Delta a)^2$; $b_0 \approx 0,1715$, $b_1 \approx 0,07955$ и $b_2 \approx 0,9956$ — коэффициенты полинома аппроксимации [10]. Вводя для (20) обозначения $d_1 = D + D_1 \cos(z - \Delta\beta)$ и $d_2 = D_1 \sin(z - \Delta\beta)$, перейдем к функции

$$p^a(z) = \frac{1}{4\pi^2 I_0(D) I_0(D_1)} \int_{-\pi-\beta}^{\pi-\beta} e^{d_1 \cos x - d_2 \sin x} dx. \quad (21)$$

Далее положим $d_1 \cos x - d_2 \sin x = r \cos(x - \vartheta)$, где $r = \sqrt{d_1^2 + d_2^2}$ и $\vartheta = -\operatorname{arctg}(d_2 / d_1)$, приведем интеграл в (21) к модифицированной функции Бесселя первого порядка $I_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{x \cos(\varphi - \vartheta)} d\varphi$ и получим

$$p^a(z) = \frac{1}{2\pi I_0(D) I_0(D_1)} I_0\left(\sqrt{D^2 + 2DD_1 \cos(z - \Delta\beta) + D_1^2}\right). \quad (22)$$

Наконец, для $0 \leftarrow \Delta a \ll a$ примем $D \cong D_1$ и преобразуем (22) к окончательному виду

$$p^a(z) = \frac{1}{2\pi I_0^2(D)} I_0\left(D \sqrt{2[1 + \cos(z - \Delta\beta)]}\right). \quad (23)$$

В противоположность (12) формула (23) анализируется просто и остается последний вопрос, связанный с ошибками аппроксимации. Проведем необходимые оценки, начиная с тех же предельных случаев, что и для точной формулы (12).

При $a \ll 1$ полагаем $D \cong D_1 \ll 1$, $I_0(D) \cong I_0(D_1) \cong 1$ и $I_0(r) \cong 1$, где $r = D\sqrt{2[1 + \cos(z - \Delta\beta)]}$, и заключаем, что (23) приводится к равномерному распределению (14).

Для $a \gg 1$ с использованием аппроксимации $I_0(x)_{x \ll x} \approx \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}}$ приведем функции Бесселя к виду

$$I_0(D) \cong I_0(D_1) \cong \frac{e^{a^2}}{a\sqrt{2\pi}} \text{ и } I_0(r) \cong \frac{e^{2a^2[1-(z-\Delta\beta)^2/8]}}{2a\sqrt{\pi[1-(z-\Delta\beta)^2/8]}}. \text{ Здесь также видно, что (23) трансформируется в нормальный закон (17) с той же дисперсией (18). Таким образом, оба закона (12) и (23) имеют одинаковые асимптотики и, следовательно, дают близкие значения в областях ССШ } a < 0,3 \text{ и } 3 < a.$$

Для получения представления об ошибках аппроксимации в наиболее "неудобной" области $0,3 < a < 3$ рассмотрим рис. 3, на котором представлено семейство точных (12) и приближенных (23) распределений для нескольких ССШ и фазового сдвига $\Delta\beta = -\pi/2$. Из их анализа следует, что ошибка аппроксимации составляет около 8% в области $0,5 < \text{ССШ} < 0,9$, $\approx 6\%$ при $\text{ССШ} = 1$, $\approx 3\%$ при $\text{ССШ} = 3$ и $< 2\%$ при $3 \leq \text{ССШ}$. Очевидно, что для практических инженерных оценок такой точности вполне достаточно.

Среднее и дисперсия
Найдем статистические оценки крутизны ФЧХ, базирываясь на приближенной формуле (23). Среднее $\bar{z} = \int_{-\pi}^{\pi} zp_1^a(z) dz$ легко приводится к виду

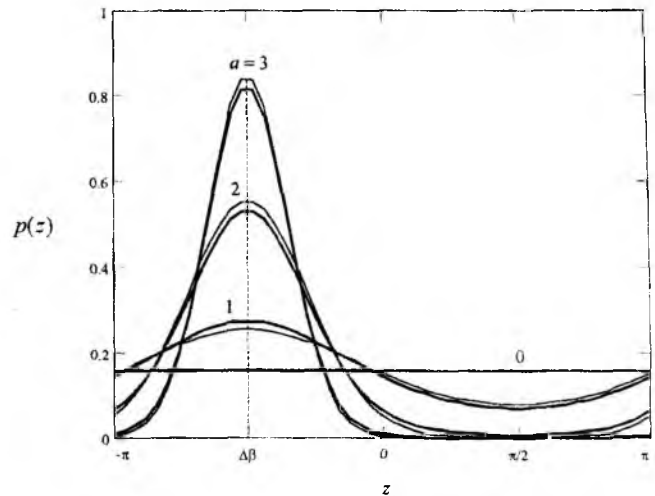


Рис. 3

$$\bar{z}(a) = \frac{2}{I_0^2(D)} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^{i+1}}{i} I_i^2(D) \sin(i\Delta\beta). \tag{24}$$

Дисперсия, однако, не выражается в простой форме, и мы исследуем ее численно. На рис. 4 показаны зависимости среднего (24) и среднеквадратического отклонения (СКО) $\sigma_z(a)$ для приведенной крутизны z в области малых ССШ ≤ 6 . Как можно заметить (рис. 4а), среднее изменяется слабо при большом шуме (ССШ < 1) и практически достигает $\Delta\beta$ при $3 < \text{ССШ}$. Для инженерных расчетов полезной может быть простая формула $\bar{z}(a) \cong \Delta\beta \frac{0,6a^4}{1 + 0,6a^4}$. В противоположность СКО собственно фазы $\sigma_\varphi(a)$, найденной для (2) в работе [8], СКО крутизны $\sigma_z(a)$ практически не изменяется при большом шуме (ССШ < 1), быстро уменьшается в области $1 < \text{ССШ} < 3$ и при $3 < \text{ССШ}$ асимптотически и очень медленно приближается к нулю (рис. 4б). В целом же, по сравнению с собственно ФЧХ, ее крутизна демонстрирует большую дисперсию при любых ССШ, исключая тривиальный случай ССШ = 0, при котором обе дисперсии максимальны и равны. Здесь также можно показать полезные аппроксимации для инженерных расчетов, именно: $\sigma_z(a) \cong \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{1 + 0,136a^{4,43}}}$

Дисперсия, однако, не выражается в простой форме, и мы исследуем ее численно. На рис. 4 показаны зависимости среднего (24) и среднеквадратического отклонения (СКО) $\sigma_z(a)$ для приведенной крутизны z в области малых ССШ ≤ 6 . Как можно заметить (рис. 4а), среднее изменяется слабо при большом шуме (ССШ < 1) и практически достигает $\Delta\beta$ при $3 < \text{ССШ}$. Для инженерных расчетов полезной может быть простая формула $\bar{z}(a) \cong \Delta\beta \frac{0,6a^4}{1 + 0,6a^4}$. В противоположность СКО собственно фазы $\sigma_\varphi(a)$, найденной для (2) в работе [8], СКО крутизны $\sigma_z(a)$ практически не изменяется при большом шуме (ССШ < 1), быстро уменьшается в области $1 < \text{ССШ} < 3$ и при $3 < \text{ССШ}$ асимптотически и очень медленно приближается к нулю (рис. 4б). В целом же, по сравнению с собственно ФЧХ, ее крутизна демонстрирует большую дисперсию при любых ССШ, исключая тривиальный случай ССШ = 0, при котором обе дисперсии максимальны и равны. Здесь также можно показать полезные аппроксимации для инженерных расчетов, именно: $\sigma_z(a) \cong \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{1 + 0,136a^{4,43}}}$

Дисперсия, однако, не выражается в простой форме, и мы исследуем ее численно. На рис. 4 показаны зависимости среднего (24) и среднеквадратического отклонения (СКО) $\sigma_z(a)$ для приведенной крутизны z в области малых ССШ ≤ 6 . Как можно заметить (рис. 4а), среднее изменяется слабо при большом шуме (ССШ < 1) и практически достигает $\Delta\beta$ при $3 < \text{ССШ}$. Для инженерных расчетов полезной может быть простая формула $\bar{z}(a) \cong \Delta\beta \frac{0,6a^4}{1 + 0,6a^4}$. В противоположность СКО собственно фазы $\sigma_\varphi(a)$, найденной для (2) в работе [8], СКО крутизны $\sigma_z(a)$ практически не изменяется при большом шуме (ССШ < 1), быстро уменьшается в области $1 < \text{ССШ} < 3$ и при $3 < \text{ССШ}$ асимптотически и очень медленно приближается к нулю (рис. 4б). В целом же, по сравнению с собственно ФЧХ, ее крутизна демонстрирует большую дисперсию при любых ССШ, исключая тривиальный случай ССШ = 0, при котором обе дисперсии максимальны и равны. Здесь также можно показать полезные аппроксимации для инженерных расчетов, именно: $\sigma_z(a) \cong \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{1 + 0,136a^{4,43}}}$

для $0 \leq \text{ССШ} \leq 2,5$ и $\sigma_z(a) \cong \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{1+1,158a^{2,2}}}$ для $2,5 < \text{ССШ}$.

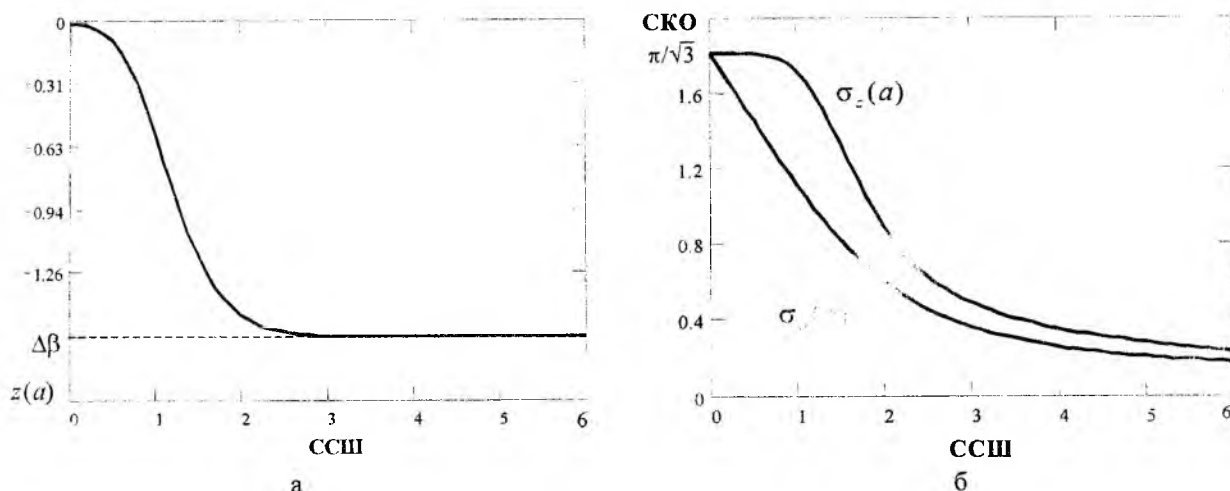


Рис. 4

Рис. 3 и 4 позволяют сделать основные выводы касательно ошибок слежения.

При $\text{ССШ} \ll 1$ среднее весьма близко к нулю (рис. 4а). Несомненно, это свидетельствует о весьма слабой чувствительности СФ к изменению входной частоты, что приводит к значительной регулярной ошибке слежения, сопровождающейся к тому же максимально возможной случайной ошибкой с дисперсией $\pi^2/3$ (рис. 4б). Можно говорить, что при $\text{ССШ} \ll 1$ фильтр практически не следит за фазой входного сигнала. И даже с приближением ССШ к единице случайная ошибка практически не меняется (рис. 4б), а регулярная остается достаточно большой (рис. 4а).

Картина существенно изменяется при $3 < \text{ССШ}$. Распределение концентрируется вокруг $\Delta\beta$ (рис. 3), среднее становится практически равным $\Delta\beta$, а дисперсия случайной ошибки существенно уменьшается (рис. 4б), и мы заключаем, что уже при $3 < \text{ССШ}$ следящий фильтр функционирует достаточно эффективно.

Список литературы: 1. Линдсей В. Системы синхронизации в связи и управлении. М.: Советское радио, 1978. 600 с. 2. Saito T. Application of phase-locked oscillator for PCM network synchronization / IEEE Trans. Comm. 1982. V. COM-30, P. 2344—2354. 3. Пестряков В. Б. Фазовые радиотехнические системы. М.: Советское радио, 1968. 468 с. 4. Tam P. K. S., Moore J. B. A Gaussian sum approach to phase and frequency estimation / IEEE Trans. Comm. 1977. V. 25, P. 935—442. 5. Driscoll M. M. Surface acoustic wave resonator tracking filter for UHF signal stability improvement / Proc. of IEEE Ultrasonics Symp. 1983. P. 271—275. 6. Shmaliy Yu. S. The modulational method of quartz crystal oscillator frequency stabilization / IEEE Trans. Ultrason. Ferroel. Freq. Control. 1998. V. 45. P.1476—1484. 7. Pawula R. F., Rice S. O., Roberts J. H. Distribution of the phase angle between two vectors perturbed by Gaussian noise / IEEE Trans. Comm. 1982. V. COM-30. P. 1828—1841. 8. Bennett W. R. Methods of solving noise problems / Proc. IRE, 1956. V. 44. P. 609—638. 9. Shmaliy Yu. S. Probability distributions of the envelope and phase, and their derivatives in time of the sum of a non-stationary sine signal and narrow-band Gaussian noise / Journal of the Franklin Institute. 1999. V. 336, № 6. P.1013—1022. 10. Тихонов В. И. Нелинейные преобразования случайных процессов. М.: Радио и связь. 1986. 325 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
Университет Гуанахуато, Мексика

Поступила в редколлегию 18.10.2001

ПРОСТРАНСТВЕННО-ФАЗОВО-ЧАСТОТНАЯ ФОКУСИРОВКА СИГНАЛОВ В ПЛОСКИХ ФАР ПРИ V-ОБРАЗНОЙ ДИСКРЕТИЗАЦИИ ЧАСТОТ

К настоящему времени известны уже различные и рассматриваемые, как правило, независимо друг от друга методы фокусировки электромагнитного излучения (ЭМИ), реализуемые с помощью как зеркальных антенн, так и фазированных антенных решеток (ФАР) [1-9]. Наибольшие возможности и гибкость управления параметрами сфокусированного ЭМИ обеспечиваются с помощью ФАР. При этом возможны различные способы управления фокусировкой [3-9]. Каждому из них присущи свои достоинства и недостатки. Классифицировать методы фокусировки ЭМИ, в первую очередь, целесообразно по этим способам управления.

Рассмотрим поле излучения ФАР в точке наблюдения в заданный момент времени, для описания которого и определения возможностей по управлению его структурой будем использовать математическую модель вида скалярного дифракционного поля по Кирхгофу [2,10,11]. Результирующее поле в точке наблюдения $P(x_n, y_n, z_n)$ той же поляризации что и излучателей описывается скалярным полем $E(x_n, y_n, z_n)$ и находится путем интегрирования элементарных излучающих элементов на площадке $dxdy$ по всей апертуре S . Скалярное поле дифракции Френеля-Кирхгофа выражается уравнением [10]:

$$E(x_n, y_n, z_n) = \frac{1}{4\pi} \int_S G(x, y) \frac{e^{-jkr}}{r} \left[\left(jk + \frac{1}{r} \right) \cdot \cos(n, r) + jk \cdot \cos(n, s) \right] dx dy, \quad (1)$$

где $G(x, y)$ – распределение поля в плоскости апертуры; (n, r) – угол между нормалью к плоскости апертуры и направлением r ; (n, s) – угол между нормалью к плоскости апертуры и вектором Пойтинга поля на апертуре; $k = 2\pi/\lambda = \omega/C$, где λ – длина волны; ω – круговая частота излучения; C – скорость распространения ЭМИ.

Почти для всех распределений поля по апертуре, при которых энергия концентрируется вдоль оси Z , угол (n, s) очень близок к нулю и $\cos(n, s) \approx 1$. При интегрировании для получения поля в зоне Френеля и Фраунгофера можно также использовать следующие упрощения: членом $1/r$ в круглых скобках выражения (1) можно пренебречь по сравнению с $k = 2\pi/\lambda$; множитель $1/r$, стоящий перед скобками, приближенно равен $1/R$. В свою очередь, $\cos(n, r) = \cos(n, R) = \cos \theta$, где θ – угол между направлением в точку, в которой определяется поле, и осью OZ . Поэтому с целью упрощения выкладок без ущерба для выявления основных закономерностей управления размерами сфокусированного ЭМИ аддитивные фазовые добавки (или временные и частотные) также можно не учитывать и принять $\cos \theta \approx 1$.

С учетом вышесказанного выражение (1) для напряженности электрического поля в точке наблюдения в заданный момент времени можно представить в виде суперпозиции полей, создаваемых каждым источником излучения [2,10]:

$$E(x, y, z, t) = \left\{ \sum_{n=1}^N \frac{J_n(x, y, z, t)}{R} \exp \left\{ -j \left(2\pi f_n(x, y, z, t) \left(t - \frac{R}{C} \right) + \varphi_n(x, y, z, t) \right) \right\} \right\}, \quad (2)$$

где $R = \sqrt{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2 + (z - z_n)^2}$ – расстояние между точкой наблюдения с координатами (x, y, z) и центром n -го источника излучения с координатами (x_n, y_n, z_n) ; $J_n(x_n, y_n, z_n, t)$, $f_n(x_n, y_n, z_n, t)$, $\varphi_n(x_n, y_n, z_n, t)$ – соответственно амплитуда, частота и начальная фаза подводимых к n -му источнику излучения (каналу ФАР) колебаний, N – общее количество излучателей. Выражение (2) получено без учета взаимных связей между излучателями и с учетом формул запаздывающих потенциалов [8].

Из (2) видно, что с точки зрения возможных степеней свободы могут быть использованы следующие виды управления пространственным распределением токов для формирования пространственной структуры ЭМИ в заданной точке наблюдения:

- пространственно-амплитудное (ПА);
- пространственно-частотное (ПЧ);
- пространственно-временное (ПВ);
- пространственно-фазовое (ПФ);
- взаимосогласованные комбинированные с одновременным использованием соответствующих комбинаций из четырех предыдущих.

Таким образом, можно предложить следующую классификацию для рассмотренных в [3-9] методов фокусировки ЭМИ по используемым степеням свободы при управлении:

- 1) фокусировка ЭМИ на основе ПВ управления;
- 2) фокусировка ЭМИ на основе ПФ управления;
- 3) фокусировка ЭМИ на основе взаимосогласованного пространственно-фазово-частотного (ПФЧ) управления;
- 4) фокусировка ЭМИ на основе взаимосогласованного пространственно-фазово-частотно-временного (ПФЧВ) управления;
- 5) фокусировка ЭМИ на основе взаимосогласованного пространственно-амплитудно-фазово-частотно-временного (ПАФЧВ) управления.

Фокусировка в зоне Френеля непрерывных монохроматических и длинных простых импульсных сигналов с помощью зеркальных антенн и плоских ФАР конечных размеров на основе ПФ и ПВ управления относится к традиционной и классической. Используемая при этом ПФ степень свободы для управления фокусировкой ЭМИ является также одной из основополагающих при всех других известных методах. Основное достоинство в случае длинноимпульсных сигналов состоит в относительной простоте технической реализации. Основными недостатками являются необходимость использования весьма крупноапертурных антенн для обеспечения фокусировки ЭМИ на больших дальностях, существенная зависимость протяженности сфокусированного ЭМИ от дальности до точки фокусировки и возможность фокусировки только в первой половине зоны Френеля.

Взаимосогласованное ПАФЧВ управление, рассмотренное в [4-6], показало, что при возбуждении антенны короткими (вплоть до пикосекундных) импульсами стороннего тока с задержками, квадратично зависящими от координат x_n и y_n излучателей в плоскости ФАР ($z_n=0$) в сочетании со специальными амплитудно-частотными мерами можно обеспечить фокусировку ЭМИ на большие расстояния с сохранением их формы в выбранной точке или заданном угловом направлении. Основным недостатком является то, что при этом необходимы принципиально новые разработки сверхширокополосных устройств формирования сигналов и элементов каналов передающих ФАР, техническая реализация которых на современном уровне развития техники пока невозможна.

Более эффективны методы фокусировки ЭМИ на основе взаимосогласованного ПФЧ и ПФЧВ управления, которые лишены большинства недостатков и объединяют основные достоинства указанных выше методов. Основными достоинствами этих методов являются не только то, что они обеспечивают высокую концентрацию энергии сфокусированных ЭМИ в узких пространственно-временных интервалах (вплоть до наносекундных) в первой половине зоны Френеля и сохраняют их форму при распространении в заданном угловом направлении во второй половине зоны Френеля и в зоне Фраунгофера при несущественной для практики зависимости от размеров апертуры плоской ФАР, но и то, что они обеспечивают высокую скорость сканирования сфокусированного ЭМИ (за время усредненной длительности импульсов излучателей ФАР) в пределах заданного в пространстве отрезка прямой. Причем все это реализуется при практически освоенных традиционных типах элементов трактов плоских ФАР и технических требованиях к их параметрам. В [7] показано, что, начиная со второй половины зоны Френеля, протяженность пространственно-временного импульса (ПВИ) сфокусированного ЭМИ постоянна, не зависит от дальности до точки фокусировки, слабо зависит от размера ФАР, в основном определяется законом ПЧ управления и обратно пропорциональна максимальному разнесу несущих частот сигналов излучателей по раскрытию ФАР. Выигрыш в величине напряженности электрического поля в максимуме ПВИ по сравнению с ФАР только с ПФ управлением на расстояниях до точки фокусировки 0,01...0,25 от дальней границы зоны Френеля несколько выше за счет дополнительной ПЧ фокусировки. Однако синтезированные в [7] квадратичные законы ПФ и ПЧ управления требуют все таки достаточно сложной аппаратной реализации. Так же требуется для ограничения области сканирования использовать ПВ управление сигналами в каждом канале, что приводит к увеличению габаритов и стоимости ФАР.

Ниже предлагается более простой в реализации модифицированный метод фокусировки на основе ПФЧ управления с использованием дискретного V-образного закона распределения частот. Ис-

пользование дискретного V-образного закона ПЧ управления как при непрерывных, так и при любой длительности импульсных сигналах позволяет осуществить фокусировку ЭМИ в заданном угловом направлении, которое, в свою очередь, определяется законом ПФ управления.

Рассмотрим плоскую прямоугольную эквидистантную ФАР размером $L_x=N_x \cdot d$, $L_y=N_y \cdot d$, где $N_x \times N_y=N$ – количество излучателей, d – расстояние между центрами соседних излучателей. Пусть точка фокусировки находится на оси OZ и имеет координаты $P_F(x_F=0; y_F=0; z_F) = P_F(0; 0; z_F)$. Расстояние до точки P_F от каждого излучающего элемента равно:

$$R_{Fmn} = \sqrt{(x_F - x_{mn})^2 + (y_F - y_{mn})^2 + (z_F - z_{mn})^2}.$$

Для плоской прямоугольной ФАР ($z_{mn}=0$) и выбранной точки фокусировки

$$R_{Fmn} = \sqrt{x_{mn}^2 + y_{mn}^2 + z_F^2}.$$

С учетом выражения (2) расчет в декартовых координатах поля излучения, создаваемого плоской квадратной ФАР с апертурными излучателями при V-образном законе распределения частот, будем проводить по формуле для нечетного количества N_x и N_y [12]:

$$E(x, y, z, t) = \left\{ \sum_{m=-\frac{N_x-1}{2}}^{\frac{N_x-1}{2}} \sum_{n=-\frac{N_y-1}{2}}^{\frac{N_y-1}{2}} \frac{J_{mn}(x, y, t)}{z} \cdot \exp \left[-j \left(2\pi f_{0mn} \left(t - \frac{R_{mn}}{c} \right) + \varphi_{0mn} \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $J_{mn}(x, y, t)$ – амплитуда подводимого к элементарному источнику излучения гармонического сигнала;

$$\begin{cases} f_{0mn} = f_0 + m \Delta F_x, \text{ если } m \Delta F_x \geq n \Delta F_y, \\ f_{0mn} = f_0 + n \Delta F_y, \text{ если } m \Delta F_x < n \Delta F_y; \end{cases} \quad (4)$$

$$m \in \left[-\frac{N_x-1}{2} \dots \frac{N_x-1}{2} \right], \quad n \in \left[-\frac{N_y-1}{2} \dots \frac{N_y-1}{2} \right],$$

$R_{mn} = \sqrt{(x - x_{mn})^2 + (y - y_{mn})^2 + z^2}$ – расстояние до точки наблюдения от каждого излучающего элемента;

$$t_F = \frac{\sqrt{x_F^2 + y_F^2 + z_F^2}}{c}; \quad t = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{c};$$

$$\varphi_{0mn} = -2\pi f_{0mn} \left(t_F - \frac{R_{Fmn}}{c} \right). \quad (5)$$

Рассмотрим закон ПФ управления сигналами в каналах выбранной ФАР. Условия когерентного сложения сигналов в заданной точке фокусировки выполняются в случае:

$$2\pi f_{0mn} \left(t_F - \frac{R_{Fmn}}{c} \right) + \varphi_{0mn} = 0,$$

где $t_F = \frac{z_F}{c}; \quad \varphi_{0mn} = -2\pi f_{0mn} \left(\frac{z_F}{c} - \frac{R_{Fmn}}{c} \right).$

Разложим R_{Fmn} в ряд Тейлора в точке фокусировки и ограничимся первыми двумя членами разложения:

$$R_{Fmn} = z_F \cdot \sqrt{\frac{x_{mn}^2 + y_{mn}^2}{z_F^2} + 1} = z_F + \frac{x_{mn}^2 + y_{mn}^2}{2z_F}$$

С учетом этого имеем:

$$\varphi_{0mn} = -\frac{2\pi f_{0mn}}{C} \left(z_F - z_F - \frac{x_{mn}^2 + y_{mn}^2}{2z_F} \right) = \frac{\pi f_{0mn}}{z_F C} (x_{mn}^2 + y_{mn}^2). \quad (6)$$

Выражение (6) является каноническим уравнением параболоида вращения вокруг оси OZ.

При проведении расчетов были выбраны следующие исходные данные: $\lambda = 0,02\text{ м}$; $N_x = N_y = 33$; $\Delta F_x = \Delta F_y = 10\text{ МГц}$; расстояние между центрами излучающих элементов ФАР равно λ . Для представления результатов моделирования в наиболее общем виде используем также приведенные координаты:

$$x^{\text{II}} = x/L_x, \quad z^{\text{II}} = z/z_d,$$

где $z_d = 2L_x^2/\lambda$ - дальняя граница зоны Френеля; L_x - размер апертуры ФАР по оси OX.

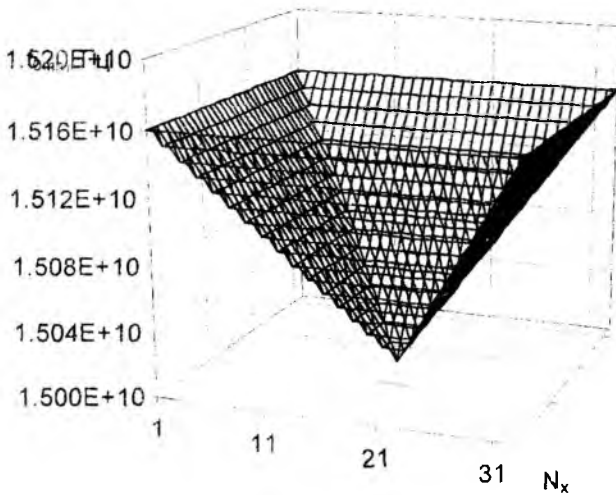


Рис. 1

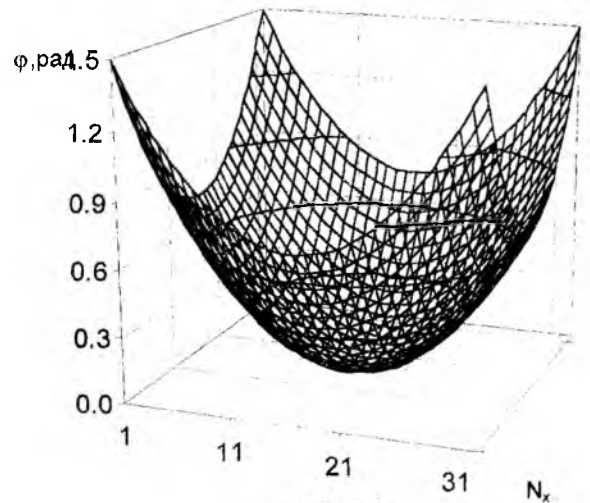


Рис. 2

На рис. 1 и 2 приведен вид распределения несущих частот и начальных фаз по апертуре ФАР в соответствии с выражениями (5) и (6) при $Z_F = 0,5Z_d$. Максимальная разность фаз между излучателями при пространственно-фазово-частотной фокусировке на дальность $Z_F = 0,5Z_d$ составляет $\pi/2$. Соответственно, при увеличении дальности фокусировки $Z_F > 0,5Z_d$ разность фаз между излучателями уменьшается и ПФ управление не оказывает существенного влияния на форму ПВИ (т.е. приближается к случаю, когда $\varphi_{0mn} = 0$).

На рис. 3 и 4 приведен вид нормированного поля излучения плоской ФАР $E_n = E(x, y, z, t)/E_{\text{max}}(x, y, z, t)R_{mn}$, рассчитанного по выражению (3) при $J_{mn}(x, y, t) = 1$ для $Z_F = 0,2Z_d$ и $Z_F = Z_d$ соответственно. За счет использования V-образного закона ПЧ управления произошла локализация излучаемого поля в заданном угловом направлении. Уровень первого бокового пика не превышает $E_{\text{бок}} = 0,35E_{\text{max}}$.

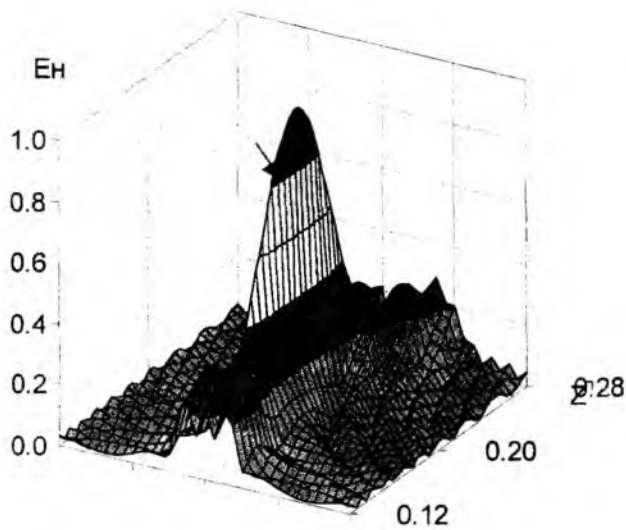


Рис. 3

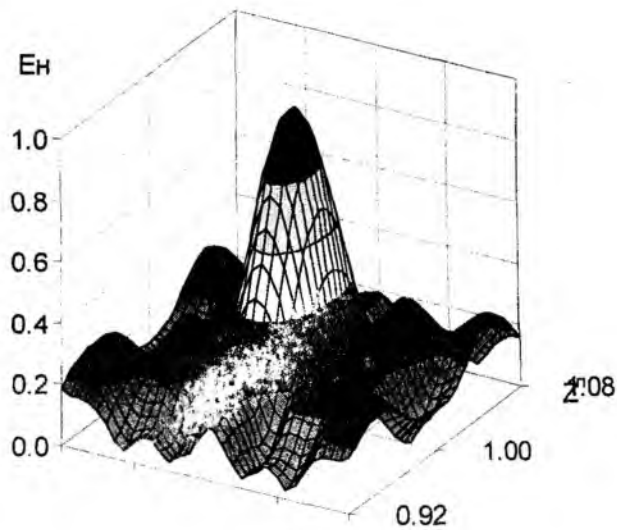


Рис. 4

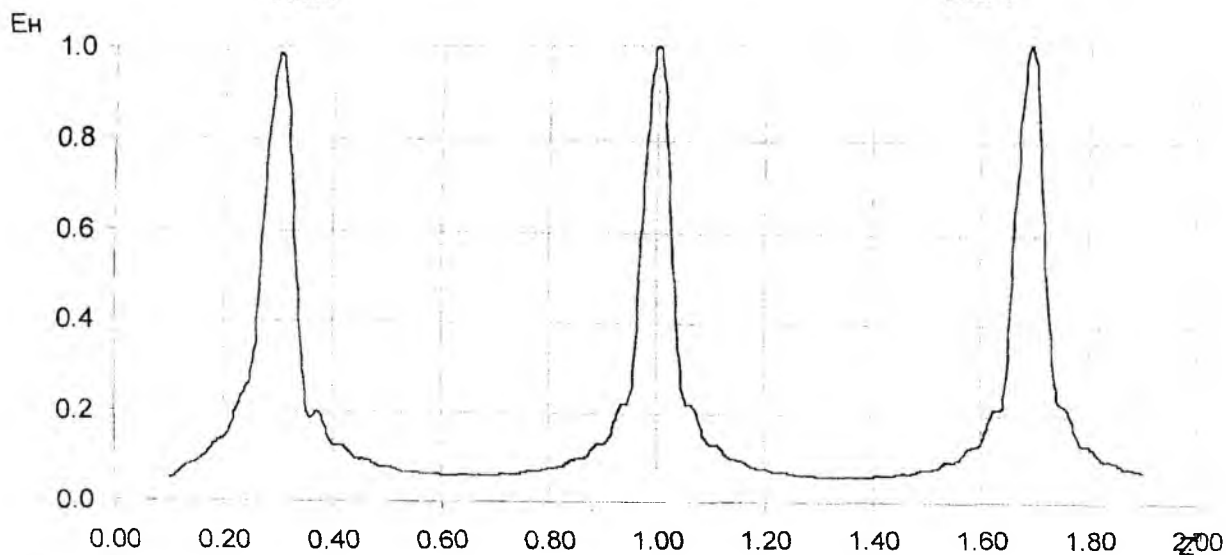


Рис. 5

Рассмотрим структуру поля излучения по нормали к апертуре ФАР. Как видно из рис 5, нормированное поле излучения плоской ФАР при симметричном V-образном распределении частот представляет собой периодическую последовательность коротких пространственно-временных импульсов при непрерывном излучении ФАР. Амплитуда ПВИ убывает с расстоянием пропорционально $1/R$. Период следования импульсов определяется как

$$T_{\text{ПВИ}} = \frac{Dz}{C} = \frac{1}{\Delta F_x}, \quad (7)$$

где Dz – расстояние между ПВИ.

На рис. 6 и 7 приведены зависимости нормированного поля от дальности для $Z_F = 0,2Z_d$ и $Z_F = 0,5Z_d$ соответственно. Из графиков видно несущественное смещение максимума ПВИ в сторону апертуры при отсутствии фазовой фокусировки, что является одним из свойств сфокусированных полей [13]. Отсутствие ПФ управления ($\varphi_{0mn} = 0$) приводит к снижению уровня максимума ПВИ, но только в первой половине зоны Френеля.

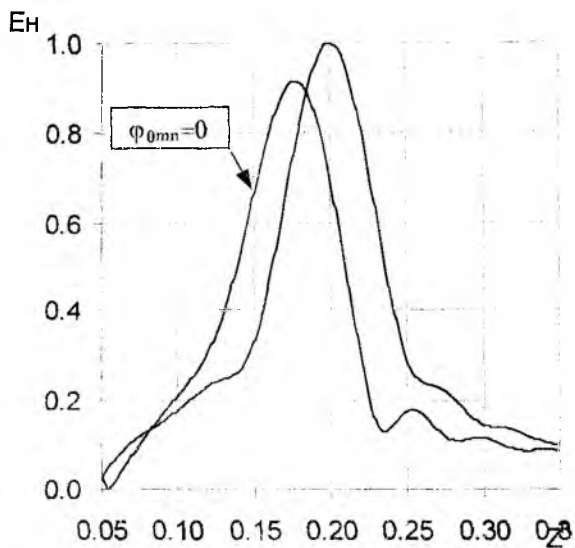


Рис. 6

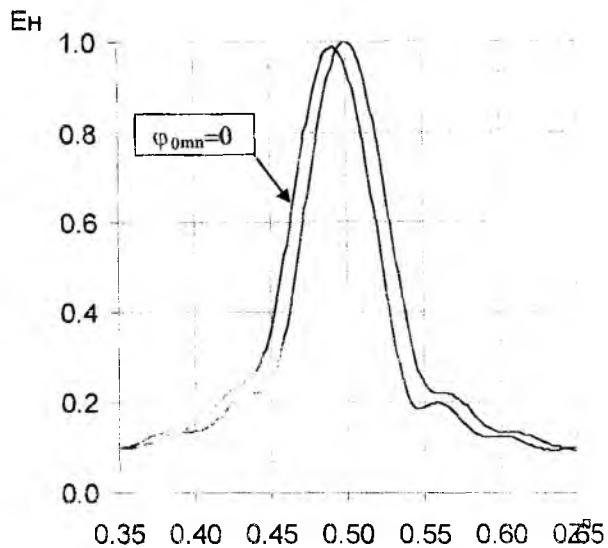


Рис. 7

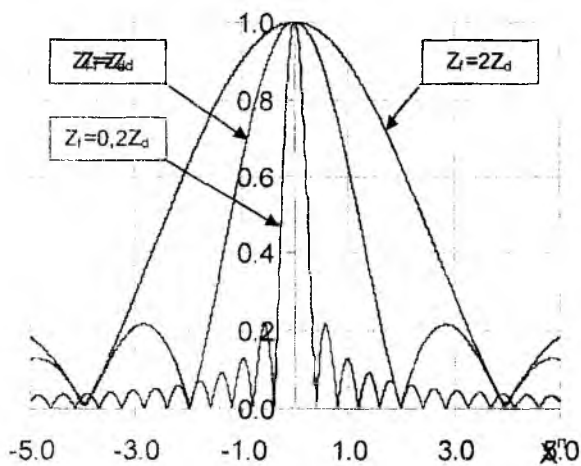


Рис. 8

Протяженность ПВИ по дальности определяется только максимальным разносом несущих частот по апертуре $\Delta F_{x \max}$ и равна

$$\Delta Z_F = \frac{C}{\Delta F_{x \max}} \quad (8)$$

На рис. 8 приведены зависимости нормированного поля от дальности по оси OX^{II} для $Z_F = 0,2Z_d$, $Z_F = Z_d$ и $Z_F = 2Z_d$. Как видно из рис. 8, размер ПВИ по оси OX^{II} зависит от линейных размеров антенны и расстояния до точки фокусировки z_f . Он определяется, как и для синфазных ФАР [2]:

$$\Delta x_F \approx \frac{\lambda}{L_x} \cdot z_f \quad (9)$$

Выводы: 1. Анализ известных методов фокусировки ЭМИ показал, что более эффективны методы фокусировки на основе взаимосогласованного ПФЧ и ПФЧВ управления. Однако сложные законы ПФ и ПЧ управления требуют достаточно сложной аппаратной реализации. Предложенный модифицированный метод фокусировки на основе ПФЧ управления с использованием дискретного V-образного закона ПЧ управления позволяет осуществить локализацию ЭМИ в заданном угловом направлении без сканирования, присущего ранее предложенным в [7] методам ПФЧ и ПФЧВ управления фокусировкой.

2. Применение дискретного V-образного закона ПЧ управления позволяет формировать ПВИ на любой дальности без дополнительного использования ПВ управления, что приводит к упрощению каждого канала и, в целом, к уменьшению габаритов и стоимости ФАР.

3. Предлагаемое взаимосогласованное ПФЧ управление фокусировкой ЭМИ при непрерывных и импульсных сигналах в каналах плоской эквидистантной ФАР (выражения (4) и (5)) может быть достаточно просто технически реализовано при использовании освоенных промышленностью узкополосных СВЧ-трактов.

4. Методом математического моделирования проведен анализ влияния дополнительного ПФ управления фокусировкой ПВИ в зоне Френеля. Исследования показали, что использование взаимосогласованного ПФЧ управления при дискретном V-образном распределении несущих частот по апертуре ФАР позволяет сформировать сфокусированный ПВИ уже в зоне Френеля на расстоянии $Z_f \geq 0,1 Z_d$.

5. Использование симметричного дискретного V-образного распределения несущих частот по апертуре ФАР при непрерывных сигналах позволяет формировать последовательность мощных коротких локальных радиоимпульсов, параметры которых определяются по выражениям (7), (8) и (9) при отсутствии сканирования.

Список литературы: 1. Антенны и устройства СВЧ: Проектирование фазированных антенных решеток / Воскресенский Д.И., Гостюхин В.Л., Грановская Р.А. и др.; Под ред. Д.И. Воскресенского М.: Радио и связь, 1981. 431 с. 2. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высшая школа, 1988. 432 с. 3. Лебедев А.Н. Управление пространственными характеристиками излучения в РЛС с антенными решетками // Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника. 1987. Т.30, № 11. С. 9-15. 4. Зиолковски Р.В. Новые импульсы направленной электромагнитной энергии // SPIE. Vol.873. Microwave and Particle Beam Sources and Propagation. 1988. 5. Фельсен Л.В., Хейшан Е. Методы фокусировки луча от распределенных апертур // SPIE. Vol.873. Microwave and Particle Beam Sources and Propagation. 1988. 6. Содин Л.Г. Фокусировка электромагнитного излучения // Радиотехника и электроника. 1998. № 2. С. 238-243. 7. Гомозов В.И., Гомозов А.Е. Новый метод фокусировки электромагнитного излучения // Вестник междунар. славянского ун-та. 2000. Т.2, № 3. С. 38-39. 8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, т.2. М.: Наука. 1988. 510 с. 9. Замятин В.И., Батулин О.В., Толокнеев Э.А., Левагин Г.А., Яловега Н.А. Гармоническая пространственно-временная модуляция сигналов в кольцевых антенных решетках параллельного обзора пространства // Вестник Харьк. гос. политехн. ун-та. 2000. Вып.125. С. 61-66. 10. Сколник М. Справочник по радиолокации. Т.2. М.: Сов. радио, 1977. 408 с. 11. Сильвер С. Антенны сантиметровых волн: Пер. с англ. Под ред. Я.Н.Фельда. М.: Сов. радио, 1950. 12. Фрадин А.З. Антенно-фидерные устройства. М.: Связь, 1977. 440 с. 13. Ваганов Р.Б. Свойства сфокусированных полей // Радиотехника и электроника. 1983. № 5. С. 834-842.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.10.2001

ПОЛЕ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ФРАКТАЛЬНЫХ МНОЖЕСТВ

Применение инструментальных средств интегродифференциального исчисления в различных задачах об электромагнитных полях и волнах дает возможность получать интересные результаты, которые «высвечивают некоторые известные особенности и многообещающие потенциальные приложения в электромагнитной теории» [1],[2].

Возможность использования моделей масштабно-инвариантных фракталов для приближений и описания природных объектов (аналогично тому, как это обычно осуществлялось с помощью понятий точки, прямой, плоскости, гладких контуров и поверхностей) отмечалась Б. Мандельбротом [3] при обсуждении турбулентности и впоследствии распространено на другие ситуации. Впервые полезность использования мультифракталов при описании экспериментальных данных продемонстрировали авторы [4], которые показали великолепное согласие между простой теоретической моделью и наблюдениями.

До определенного времени исследование фрактальных свойств поверхности реального вещества сводилось к нахождению дробной размерности с помощью различных экспериментальных приемов [5]. Первый пример теоретического расчета скейлингового показателя, связанного с дробной размерностью поверхности, с которой взаимодействует электромагнитная волна, имеется в [6].

Для обоснования применения средств интегродифференциального исчисления к построению математической модели излучателей выберем элемент покрытия контура (поверхности) в виде фрактального α -мерного шара с объемом, определенным как α -мерная мера Хаусдорфа

$$V_{\alpha} = \gamma(\alpha) r^{\alpha}, \quad \gamma(\alpha) = \frac{2\pi^{\alpha/2}}{\alpha \Gamma(\alpha/2)},$$

где $\Gamma(\cdot)$ - гамма-функция Эйлера. Эта мера образуется обыкновенным интегрированием $(\alpha - 1)$ -мерного сечения шара (площади поверхности сферы) $S_{\alpha} = \alpha \gamma(\alpha) / r^{1-\alpha}$. Очевидно, что целые значения скейлингового показателя определяют покрытия в виде шаров, кругов и отрезков. Таким образом, выбирая покрытия в виде геометрических элементов с сечением S_{α} , $\alpha \in (0; 3)$, определяем меру Хаусдорфа как

$$V_{\alpha} = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_0^r \frac{\mu(\alpha)}{(r-t)^{1-\alpha}} dt = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \mu(\alpha) r^{\alpha} = {}_a I_r^{\alpha}(\mu(\cdot)), \quad (1)$$

где ${}_a I_r^{\alpha}(\mu(\cdot))$ - интеграл дробного порядка от $\mu(\alpha) = \Gamma(\alpha) \gamma(\cdot)$

Из (1) следует, что α -мерная мера Хаусдорфа геометрического фрактального объекта может конструироваться применением операции дробного интегрирования к $(\alpha - 1)$ -мере (или дробным дифференцированием $(\alpha - 1)$ -меры). Скейлинговый показатель характеризует локальные свойства в измерениях фрактального множества точек с помощью предельных переходов, когда диаметр покрытия неограниченно уменьшается.

С исследованием распределений физических величин (в нашем случае – токов и зарядов) на геометрических носителях с фрактальными свойствами связано рассмотрение мультифрактальных мер. Поведение компонент электромагнитного поля вблизи фрактальных контуров и поверхностей с α -мерами вида (1) задаем определением их интегродифференциалов $({}_a I_r^{\alpha} u)$ (u - характеристик компонент поля) [7]. При этом наблюдается согласование с физическими допущениями о соответствующей деформации силовых линий поля структурой фрактального контура или поверхности в высокочастотном диапазоне, когда размеры неоднородностей становятся сравнимыми с длиной волны.

Это позволяет рассматривать интегралы типа $\int_L (\vec{H}, dt)$ вблизи фрактального контура как интегродифференциалы $({}_a I_r^{\beta} H)$ с учетом того, что

$$d^{\beta}l = \frac{l^{\beta}}{\Gamma(2-\beta)} \cdot \frac{dl}{(l-l')^{\beta}},$$

где множитель выравнивания размерности длины, $1 < \beta$. Указанный диапазон значений описывает покрытие мерными компактами (например «толстыми» отрезками).

Для перехода от интегральной формы уравнений Максвелла в полном виде к дифференциальной на первом этапе обычно предполагается существование гладких производных тока в однородной среде. В нашем случае выбор сглаживающего покрытия и связанный с этим вид интегродифференциальных характеристик поля и позволяет записывать уравнения Максвелла

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H}^{\alpha} &= \vec{J}^{\alpha} - i\omega\epsilon \\ \text{rot } \vec{E}^{\alpha} &= i\omega\mu\vec{H}^{\alpha}. \end{aligned} \quad (3)$$

Из (3) обычным способом получаем неоднородное уравнение Гельмгольца относительно характеристик для однородной среды с материальными параметрами и фрактальным распределением токов. Решение уравнения Гельмгольца:

$$\begin{aligned} \vec{E}^{\alpha} &= \frac{1}{i\omega\epsilon} \text{rot rot}(\vec{P}^{\alpha} G(r)), \\ \vec{H}^{\alpha} &= \text{rot}(\vec{P}^{\alpha} G(r)), \end{aligned}$$

где $\vec{P}^{\alpha} = \vec{J}l^{\alpha} = \vec{J}$ - момент тока -поля; $G(r) = e^{-ikr}$; - частота; диэлектрическая постоянная; - расстояние от вершины “-поля” (по аналогии с классическим диполем (2-полем), введено N.Englhet [8]) до точки наблюдения [2].

Произвольную фрактальную поверхность можно разделить на элементарные двумерные компоненты Δ . При этом элемент с током рассматриваем как фрактальный - поле Герца и момент тока для него определяем как

$$\Delta\vec{P}^{\alpha} = \vec{J}_s^e \Delta S^{\alpha} = \vec{J}_s^e(\alpha).$$

Перейдя к пределу ΔS и считая, что излучение фрактальной поверхности равняется сумме излучений - полей, получаем

$$\begin{aligned} \vec{E}^e(\alpha) &= \frac{1}{i\omega\epsilon} \int \text{rot rot}(\vec{J}_s^e(\alpha) G(r)) d \\ \vec{H}^e(\alpha) &= \int \text{rot}(\vec{J}_s^e(\alpha) G(r)) dS. \end{aligned} \quad (4)$$

С помощью уравнения (4) решается проблема взаимодействия электромагнитной волны с фрактальной металлической поверхностью [6].

Для стороннего -линейного электрического тока в виде

$$\vec{J}_s^{\alpha}(\vec{r}) = \vec{\tau}_0 J_s \delta^{\alpha}(\vec{r} - \vec{r}'),$$

где $\delta^{\alpha}(\vec{r} - \vec{r}') = D^{\alpha} \delta(\vec{r} - \vec{r}')$, $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$ - функция Дирака, с учетом фрактального распределения точек по оси O ($d^{\alpha}l = \vec{z}_0 \cdot d$) в сферических координатах получаем из (4)

$$\vec{H}^\alpha(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{-z/2}^{z/2} J_s \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} + \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) e^{-jk|\vec{r} - \vec{r}'|} \cdot [\vec{z}_0, \vec{r}_{0q}] d \quad (5)$$



Рис. 1

На рис. 1 показана геометрия «толстого» фрактально-го излучателя, $\vec{r} = \vec{O}$, $\vec{r}' = \vec{O}$, $\vec{PM} = \vec{r}$. Для ма-лого элемента тока $1/|\vec{r} - \vec{r}'| \rightarrow 1$, $[\vec{z}_0, \vec{r}_{0q}] \rightarrow [\vec{z}_0, \vec{r}_0] = \bar{\varphi}_0 \text{ si}$, $e^{-ik|\vec{r} - \vec{r}'|} \rightarrow e^{-ik}$.

Из (5) записывается точное значение - характери-стики магнитного поля фрактальной дипольной точки

$$\vec{H}^\alpha = \bar{\varphi}_0 \frac{P^{(\alpha)}(z)}{r^2} \left(\frac{i}{r^2} - \frac{k}{r} \right) e^{-ikr} \text{ si} \quad (6)$$

с моментом диполя

$$\vec{P}^{(\alpha)}(z) = -i \frac{J_s}{\omega} \cdot \frac{z^\alpha \cdot l}{\Gamma(1+\alpha)} \cdot \vec{z}_0, \quad 0 < \alpha$$

При α получаем классическую линейную модель идеального диполя Герца. Для фрак-тального диполя зависимость момента от длины – нелинейна.

Из первого уравнения Максвелла относительно - характеристик электрического вектора поля вне фрактальной дипольной точки получаем

$$\vec{E}^\alpha = \frac{P^{(\alpha)}}{4\pi\epsilon} \left[\vec{r}_0 \left(\frac{1}{r} + ik \right) \frac{2}{r^2} \cos \theta + \vec{\theta}_0 \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} - k^2 \right) \frac{1}{r} \sin \theta \right] e^{-ikr} \quad (7)$$

Как и в классическом случае, которому соответствует полученные -характеристики, - характеристики фрактального вибратора описывают неоднородную сферическую волну. При $r = \text{const}$ фаза каждой их -характеристик компонент векторов и постоянна, а амплитуда из-меняется в зависимости от угла . От -характеристики не зависят, магнитные силовые линии образуют концентрические окружности в плоскостях $z = \text{const}$, а электрические силовые линии ле-жат в меридиональных плоскостях $\varphi = \text{const}$.

Описание - характеристик квазистационарных ближних полей получаем из (6) и (7) при $kr \ll 1$.

В этом случае, пренебрегая в (6) и (7) малыми членами и фазовым сдвигом k , получаем при $r \ll \lambda$ ($r \ll l$)

$$\vec{E}^\alpha \approx \frac{P^{(\alpha)}}{4\pi\epsilon} \left(\vec{r}_0 \frac{2}{r^3} + \vec{\theta}_0 \frac{1}{r^3} \sin \theta \right) \quad (8)$$

$$\vec{H}^\alpha \approx \bar{\varphi}_0 \frac{P^{(\alpha)} \omega}{4\pi} \frac{1}{r^2} \sin \theta.$$

Таким образом, распределение в пространстве - характеристик ближнего электрического поля в любой момент времени оказывается таким же, как и в случае электрического фрактального диполя с моментом $\vec{P}^{(\alpha)}$, а распределение - характеристик магнитного поля подчиняется закону Био-Савара-Лапласа, справедливому для стационарного магнитного поля.

Из интегродифференциалов (8) восстанавливаются сами поля (и H , связанные со скей-лингвым показателем , учитывающим геометрическую фрактальную структуру вибратора.

В частности, для множества с фрактальными свойствами по θ можно записать азимутальную магнитную составляющую

$$H_{\Phi}^{(\alpha)} \approx \frac{P^{(\alpha)}_{\Omega}}{4\pi} \frac{1}{\Gamma(\alpha+1)} (R-1)^{\alpha} \cdot {}_2F_1(1, 2, \alpha+1; 1-R) \cdot \sin \theta, \quad (9)$$

где ${}_2F_1(a, b, c; z)$ - гипергеометрическая функция Гаусса, $R = r/R_0$, R_0 - диаметр множества.

При $\alpha = 0$ из (9) с учетом свойств функции ${}_2F_1(a, b, c; z) = {}_2F_1(b, a, c; z)$, ${}_2F_1(a, b, b; z) = 1/(1-z)$, получаем классическую формулу для азимутальной составляющей магнитного поля (8).

Для системы фрактальных электрических излучателей, размещенных эквидистантно на величину отрезка l вдоль оси Oz , - характеристику электрического поля получаем с использованием принципа суперпозиции.

На рис 2. показаны эквипотенциальные и силовые линии квазистационарного магнитного поля вблизи системы элементарных фрактальных излучателей ($\theta = 0$), геометрическая конфигурация которых задана в виде множества комплексного фрактального множества. На рис 3. приведена диаграмма амплитудного распределения поля при $\theta = 0$ в сечении плоскостью XOz .

В конечном итоге, для численного решения практически важных задач определения электромагнитного поля системы фрактальных излучателей нами определена мультифрактальная мера, связанная с распределением тока на геометрическом носителе и показана возможность описания такой меры средствами интегродифференциального исчисления. Получены уравнения электрического и магнитного поля элементарного фрактального поля Герца, на основании которых графически построена структура электрического поля системы фрактальных излучателей. Предложенная фрактальная модель излучателя позволяет учитывать в расчетах особенности неоднородной структуры реальных металлических вибраторов в субмиллиметровом диапазоне, что очень важно для уточнения параметров высокочастотных антенн.

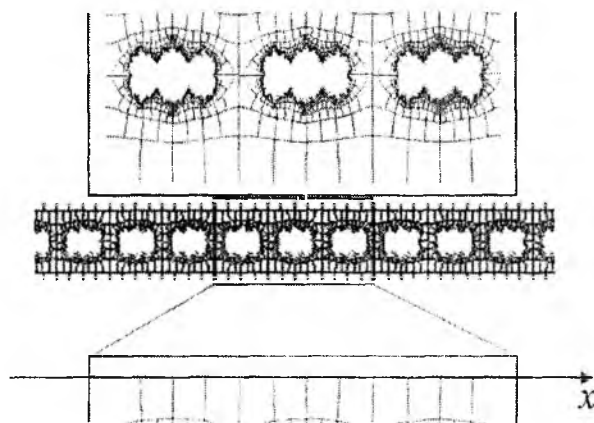


Рис. 2



Рис. 3

Список литературы: 1. *Engheta N.* Fractionalization Methods and their Applications to Radiation and Scattering Problems. Conference Proceedings 2000 International Conference of Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (ММЕТ-2000), Kharkov.-2000.V.1. P. 34-40. 2. *Onufriyenko V. M., Veliev E. I.* Electromagnetic theory radiation of electrical and magnetic fractal surface currents // Proceedings 2000 International Symposium on Antenna and propagation "Radiation Illuminating a New Millennium" (ISAP2000) (21-25 August 2000, Fukuoka, Japan), V.3.-(Japan).2000. P. 1319-1322. 3. *Mandelbrot B.* Possible refinement of the lognormal hypothesis concerning the distribution of energy dissipation in intermittent turbulence.-In: Statistical Models and Turbulence, Lecture Notes in Physics 12, Springer: New York.-1972. 4. *Frisch U., Parisi G.* On the singularity structure of fully developed turbulence.-In: Turbulence and Predictability in Geophysical Fluid Dynamics and Climate Dynamics.New York.1985.PP. 84-88. 5. *Фракталы в физике: Тр. VI междунар. симпозиума по фракталам в физике (Триест, Италия, 9-12 июля,1985) / Под ред. Л.Пьетронеро, Э.Тозотти.М.:Мир, 1988. 672с.* 6. *Онуфрієнко В.М.* Взаємодія плоскої електромагнітної хвилі з металізованою фрактальною поверхнею // Радиопізики і електроніка. Ін-т радіопізики і електроніки НАН України: Харків. 1999.Том 4, № 2.-С.19-22. 7. *Onufrienko V.* On "α-features" of Electrical Waves above Impedance Plane. Conference Proceedings 12-th International Conference on Microwaves & Radar. Poland. Krakov, Vol.1, pp. 212-215, 1998. 8. *Engheta N.* On the role of fractional calculus in electromagnetic theory. IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 39, No. 4, August 1997.

ПРОНИКНОВЕНИЕ НОРМАЛЬНОЙ К ПОВЕРХНОСТИ ВИХРЕВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕТАЛЛЫ ПРИ СКИН-ЭФФЕКТЕ

На плоской границе металла со стороны внешнего пространства, которое будем считать вакуумом, при наличии электромагнитного поля присутствуют как тангенциальные к поверхности составляющие электрического и магнитного полей, так и нормальные. Затухание тангенциальных составляющих электромагнитного поля при условиях скин-эффекта для нормальных металлов в общем случае нелокальной связи поля и тока исследовано в работе [1]. У плоской поверхности металла со стороны вакуума нормальная составляющая электрического поля может значительно превосходить тангенциальную. Однако из-за экранирующего воздействия заряда вблизи поверхности она быстро спадает до малой, по конечной величины. Электрическое поле \vec{E} в приповерхностном слое не является чисто соленоидальным, а имеет и потенциальную часть, связанную с индуцированным поверхностным зарядом, которая затухает до нуля на рас стоянии порядка периода кристаллической решетки металла. Оставшееся вихревая компонента затухает подобно тангенциальным компонентам электрического и магнитного полей. Задача определения закона спадания потенциальной части электрического поля является отдельной задачей и попытки расчета этой задачи приведены, например, в [2,3]. Однако, как будет следовать в дальнейшем из граничных условий, детальный закон спадания электрического поля в узком зарядовом слое для рассматриваемых задач не важен.

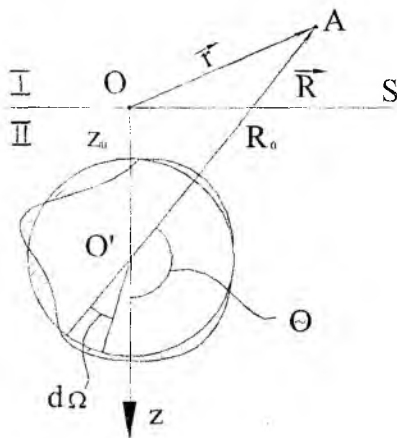


Рис. 1

Целью настоящей работы является исследование закона проникновения нормальной к поверхности вихревой компоненты электрического поля в несверхпроводящие (нормальные) металлы в общем случае нелокальной связи между плотностью тока \vec{j} и электрическим полем \vec{E} . Положим, что на плоской границе изотропного металла задано электромагнитное поле, удовлетворяющее условию, что расстояние, на которое электромагнитное поле проникает в металл, и длина свободного пробега электронов малы по сравнению с характерным расстоянием a изменения поля вдоль границы. Введем систему декартовых координат с осью z , направленной по нормали к плоскости раздела S и началом координат, лежащим в этой плоскости. Найдем не-

обходимую связь между \vec{j} и \vec{E} применительно к рассматриваемой задаче об определении зависимости $E_z(z)$. Для этого определим вектор плотности тока \vec{j} в точке O' , отстоящей от границы металла на расстоянии z_0 (рис. 1).

Рассмотрение будем проводить на основе методики, предложенной Чамберсом [4]. Положим, что вне точки O' во всем пространстве задано произвольное распределение электрического поля $\vec{E}(\vec{r})$ и вычислим в точке O' искажение, первоначально сферической поверхности Ферми, в пространстве импульсов, что определит плотность тока \vec{j} в этой точке. Поскольку изменения скоростей электронов в поле e намного меньше скорости Ферми V_F , то при вычислении приращения импульса электронов в точке O' важны только электроны, находящиеся вблизи поверхности Ферми. Поэтому при расчете можно считать, что электрон движется к точке O' со скоростью V_F , не изменяя направления и электрическое поле \vec{E} , действующее на электрон в произвольной точке A , полагать равным $\vec{E}\left(R, t_0 - \frac{R}{V_F}\right)$, где t_0 - момент времени, когда электрон находится в точке O' . Для дрейфового импульса электрона \vec{P} тогда справедливо уравнение [4]

$$-\frac{d\bar{P}}{dR} + \frac{1}{l}\bar{P} = \frac{e\bar{E}}{V_F}. \quad (1)$$

Здесь e -заряд, $l = V_F \tau$ - длина свободного пробега, τ - время релаксации электронов проводимости. Общее решение уравнения (1) при движении электрона в заданном направлении к точке O' (рис.1).

$$\bar{P}(R) = \bar{A}e^{\frac{R}{l}} + \frac{e}{V_F} e^{\frac{R}{l}} \int_R^{\infty} \bar{E}(R) e^{-\frac{R}{l}} dR, \quad (2)$$

где \bar{A} - произвольная векторная постоянная. Для дрейфового импульса \bar{P} поставим следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} \bar{P}(\infty) &= 0, \quad \theta < \frac{\pi}{2}; \\ \bar{P}_1(\infty) &= 0, \quad \bar{P}_2(R_0) - \bar{P}_1(R_0) = \bar{P}_0, \quad \theta > \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где θ - угол между радиус-вектором \bar{R} и осью z (рис.1), R_0 - расстояние от точки O' до граничной плоскости металла для заданного направления $\theta > \frac{\pi}{2}$, \bar{P}_0 - импульс, сообщаемый электрону при прохождении зарядного слоя на границе металла, а индексы 1 и 2 относятся к областям вне (I) и внутри (II) металла при $\theta > \frac{\pi}{2}$.

Так как при $R \rightarrow \infty$ первое слагаемое в (2) стремится к ∞ , а второе при $E(\infty) = 0$ на основе правил Лопиталья стремится к $\frac{e}{V_F} E(R) \rightarrow 0$, то решение для области металла при $\theta < \frac{\pi}{2}$ будет

$$\bar{P}(R) = \frac{e}{V_F} e^{\frac{R}{l}} \int_R^{\infty} \bar{E}(R) e^{-\frac{R}{l}} dR. \quad (4)$$

Для области $\theta > \frac{\pi}{2}$ решение (2), удовлетворяющее граничным условиям (3), есть:

$$\bar{P}(R) = \begin{cases} \frac{e}{V_F} e^{\frac{R}{l}} \int_R^{\infty} \bar{E}(R) e^{-\frac{R}{l}} dR, & z < 0; \\ \bar{P}_0 e^{-\frac{(R_0-R)}{l}} + \frac{e}{V_F} e^{\frac{R}{l}} \int_R^{\infty} \bar{E}(R) e^{-\frac{R}{l}} dR, & z > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Из соотношений (4) и (5) приращение импульса электрона в точке O' ($R = 0$) при заданном угле θ представится в виде:

$$\Delta \bar{P} = \bar{P}(0) = \frac{e}{V_F} \int_0^{\infty} \bar{E}(R) e^{-\frac{R}{l}} dR + \begin{cases} \bar{P}_0 e^{-\frac{R_0}{l}}, & \theta > \frac{\pi}{2}; \\ 0, & \theta < \frac{\pi}{2}. \end{cases} \quad (6)$$

Найдем плотность тока в точке O' в рассматриваемый момент времени. Вклад в плотность тока электронов в телесном угле $d\Omega$ можно учесть, суммируя приращения импульсов электронов, занимающих заштрихованную область (рис.1). Вклад в направлении $-\frac{\bar{R}}{R}$:

$$d\vec{j} = -\frac{\Delta n e V_F}{R} \vec{R}, \quad (7)$$

где $\Delta n = \frac{3n}{4\pi m V_F} d\Omega \Delta P_{-R}$ – количество электронов, приходящихся на искаженный участок поверхности Ферми в телесном угле $d\Omega$, m – масса электрона, n – их объемная плотность, $\Delta P_{-R} = -\Delta \vec{P} \frac{\vec{R}}{R}$ – приращение импульса электрона в точке O' по направлению $-\frac{\vec{R}}{R}$. После интегрирования по всем углам получим $\vec{j} = \vec{j}_1 + \vec{j}_2$, где первый член:

$$\vec{j}_1 = \frac{3\sigma}{4\pi l} \int_V \frac{\vec{R}(\vec{R}\vec{E})}{R^4} e^{-\frac{R}{l}} dV \quad (8)$$

дает известное соотношение Чамберса, $\sigma = \frac{ne^2 l}{m V_F}$ – проводимость металла на постоянном токе, $\vec{R}(x, y, z - z_0)$ – вектор, проведенный из точки O' в произвольную точку пространства, и интеграл берется по всему пространству. Второй член приводится к виду:

$$\vec{j}_2 = \frac{3ne}{4\pi m} \int_{\Delta\Omega} \bar{n}_R (\bar{n}_R \vec{P}_0) e^{-\frac{R_0}{l}} d\Omega,$$

где $\bar{n}_R = \frac{\vec{R}}{R}$ – единичный вектор в направлении \vec{R} , а интегрировать по $d\Omega$ необходимо для значений углов $\theta > \frac{\pi}{2}$. Так как плотность тока на границе металла из-за сообщения электронам импульса

\vec{P}_0 есть $\vec{j}_0 = \frac{ne\vec{P}_0}{2m}$, то соотношение для \vec{j}_2 можно записать в виде:

$$\vec{j}_2 = \frac{3}{2\pi} \int_{\Delta\Omega} \bar{n}_R (\bar{n}_R \vec{j}_0) e^{-\frac{R_0}{l}} d\Omega. \quad (9)$$

В дальнейшем будем полагать, что электроны отражаются зеркально от поверхности металла [5]. При зеркальном отражении электронов от границы электрическое поле при $z < 0$ надо брать зеркально-симметричным относительно поля внутри металла $E_{1zg}(z) = E_{2zg}(-z)$ [4], при этом электрон при прохождении зарядового слоя $\sim A^\circ$ приобретает импульс \vec{P}_0 , обуславливающий нормальную компоненту поверхностной плотности тока $\vec{j}_n = \vec{j}_0$. Учитывая, что j_0 тогда $j_z(0)\vec{e}_z$, где \vec{e}_z – орт по оси z , и проводя интегрирование в (9) по $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$, окончательно для плотности тока получим соотношение:

$$\vec{j} = 3\vec{j}_0 E_4\left(\frac{z_0}{l}\right) + \frac{3\sigma}{4\pi l} \int_V \frac{\vec{R}(\vec{R}\vec{E})}{R^4} e^{-\frac{R}{l}} dV. \quad (10)$$

Здесь $E_4(z)$ – обозначена интегральная показательная функция $E_n(z) = \int_1^\infty U^{-n} \exp(-zU) dU$ [4]

при $n = 4$.

Если электромагнитное поле изменяется по гармоническому закону $\sim e^{i\omega t}$, то значение электр

ческого поля и импульса надо брать, как указывалось ранее, в моменты времени $t' = t - \frac{R}{V_F}$ и $t - \frac{R_0}{V_F}$.

Тогда, если в (10) выделить комплексную амплитуду, то, например, для второго члена вследствие $e^{i\omega\left(t - \frac{R}{V_F}\right)} \frac{-R}{l} = e^{\frac{-R(1+i\omega\tau)}{l}} e^{i\omega t}$ вместо длины свободного пробега l необходимо брать комплексную величину $\frac{l}{(1+i\omega\tau)}$. То же справедливо и для первого члена в (10). В пренебрежении влиянием запаздывания $\omega\tau = 0$.

Так как характерное расстояние a изменения электромагнитного поля вдоль поверхности намного больше скин-глубины проникновения $\delta_{\text{ск}}$ [4] и длины свободного пробега l электронов проводимости, то в данной точке на поверхности задачу можно рассматривать как одномерную по координате z , считая комплексные амплитуды электрических и магнитных полей на границе слабо меняющимися функциями x и y . В этом случае решение для тангенциальной составляющей магнитного поля представляется в виде $\vec{H}_{\text{иг}}(x, y, z) = \vec{H}_{\text{иг}}(x, y, 0)g(z)$, где функция $g(z)$ находится из решения задачи для тангенциальной составляющей электрического поля по преобразованию Фурье [1]. Из уравнения Максвелла $\vec{j} = \text{rot}\vec{H}$ для z -составляющей плотности электрического тока тогда следует:

$$j_z = j_z(0)g(z), \quad (11)$$

где $j_z(0)$ -плотность тока на поверхности S в рассматриваемой точке (после зарядового слоя) и, следовательно, $j_z(z)$ зависит от координаты z аналогично тангенциальной составляющей магнитного поля. Подставляя (10) в левую часть (11) и вводя цилиндрическую систему координат (ρ, φ, z) с началом в точке O (рис.1) $\vec{R}(x, y, z - z_0)$, после интегрирования по координатам ρ и φ с учетом пред-

ставления $E_{x,y}(x, y, z) = E_{x,y}(0, 0, z) + \frac{\partial E_{x,y}}{\partial x} \Big|_{x=0} \times x + \frac{\partial E_{x,y}}{\partial y} \Big|_{x=0} \times y$, справедливого на расстоя-

ниях $x, z \ll a$ при выполнении условий $\delta_{\text{ск}} \ll a$, $l \ll a$, получим соотношение:

$$j_z(z_0) = 3j_z(0)E_4\left(\frac{z_0}{l}\right) + 2\pi C \int_{-\infty}^{+\infty} E_3\left(\frac{|z-z_0|}{l}\right) E_z(z) dz + \text{div}_S \vec{E} \int_{-\infty}^{+\infty} f(z)(z-z_0)\Omega(z-z_0) dz. \quad (12)$$

Здесь $C = \frac{3\sigma}{4\pi l}$; $\Omega(z)$ - интегральное ядро для тангенциальной составляющей электрического поля [4]:

$$\Omega(z) = \pi C [E_1(|z|/l) - E_3(|z|/l)]. \quad (13)$$

Поверхностная дивергенция $\text{div}_S \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} \Big|_S + \frac{\partial E_y}{\partial y} \Big|_S$ взята на граничной плоскости S , функция $f(z)$, определяется равенством $\vec{E}_{\text{иг}}(z) = \vec{E}_{\text{иг}}(0)f(z)$ и, как следует из решения для тангенциальной составляющей электрического поля, равна [4]

$$f(z) = \frac{1}{\pi\delta_k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos kz dk}{k^2 + i\omega\mu_0\tilde{\Omega}(k)}, \quad (14)$$

где $\tilde{\Omega}(k)$ - преобразование Фурье от (13); $\delta_k = \frac{-E_{\text{иг}}(0)}{E'_{\text{иг}}(0)}$ - комплексная глубина проникновения.

Функция $g(z)$ (11) связана с функцией $f(z)$ посредством равенства $g(z) = \frac{f'(z)}{f'(0)} = -\delta_k f'(z)$.

Соотношение (12) определено для значений координат $z_0 \geq 0$, и при подстановки его в (11) мы получим интегральное уравнение относительно $E_z(z_0)$ на промежутке $0 \leq z_0 < \infty$ с условием $E_z(-z_0) = -E_z(z_0)$. Для решения этого уравнения по методу преобразования Фурье доопределим первый член (12) для $z_0 < 0$, представив его в виде $j_z(0)E_4\left(\frac{|z_0|}{l}\right) \times \text{sign}z_0$, а второй и третий члены доопределим на ту же область по тем же соотношениям. В результате для $E_z(z_0)$ на промежутке $-\infty < z_0 < +\infty$ получим уравнение:

$$j_z(0)g(z_0) = 3j_z(0)E_4\left(\frac{|z_0|}{l}\right)\text{sign}z_0 + 2\pi C \int_{-\infty}^{+\infty} E_3\left(\frac{|z-z_0|}{l}\right)E_z(z)dz + \text{div}_S \bar{E} \int_{-\infty}^{+\infty} f(z)(z-z_0)\Omega(z-z_0)dz. \quad (15)$$

Возьмем преобразование Фурье от правой и левой частей уравнения (15). В результате получим:

$$j_z(0)\tilde{g}(k) = 3ilj_z(0)\tilde{E}_4^{(s)}(kl) + 2\pi Cl\tilde{E}_3(kl)\tilde{E}_z(k) + il\pi C \text{div}_S \bar{E} \frac{\tilde{f}(k)}{k} [3\tilde{E}_3(kl) - \tilde{E}_1(kl)], \quad (16)$$

где $\tilde{f}(k)$ и $\tilde{g}(k)$ - преобразования Фурье от функций $f(z)$ и $g(z)$, определяемые равенством

$\tilde{F}(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(z)e^{ikz} dz$; $\tilde{E}_4^{(s)} = 2 \int_0^{\infty} E_4(z)\sin kz dz$ - синус-преобразование Фурье от интегральной по-

казательной функции $E_4(z)$ и $\tilde{f}(k) = \frac{2}{\delta_k(k^2 + i\omega\mu_0\tilde{\Omega}(k))}$; $\tilde{g}(k) = ik\delta_k \tilde{f}(k) = \frac{2ik}{k^2 + i\omega\mu_0\tilde{\Omega}(k)}$;

$$\tilde{\Omega}(k) = \pi Cl [E_1(kl) - \tilde{E}_3(kl)] = \frac{2\pi Cl}{S^3} [(1+S^2)\text{arctg}S - S] \Big|_{S=kl} \quad (17)$$

При взятии преобразования Фурье от (15) использовались равенства:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} z\Omega(z)\exp(ikz)dz = -i \frac{d}{dk} \tilde{\Omega}(k), \quad \frac{d\tilde{E}_n(k)}{dk} = k^{-1} [2(1+k^2)^{-1} - n\tilde{E}_n(k)]$$
 и теорема о преобразовании Фурье от свертки функций [7].

Отметим следующее. Из уравнения Максвелла $\text{rot}\vec{H} = i\omega\varepsilon_0\vec{E}$ вне металла, уравнения $\text{rot}\vec{H} = \vec{j}$ внутри, на основе непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля \vec{H}_{tg} на границе S и импедансного граничного условия $E_x = ZH_y \Big|_S$, $E_y = -ZH_x \Big|_S$ следует, что на плоскости S со стороны металла справедливы равенства

$$j_z(0) = i\omega\varepsilon_0 E_z^{(e)}(0) = \frac{1}{Z} \text{div}_S \bar{E}, \quad (18)$$

где $E_z^{(e)}(0)$ - нормальная составляющая электрического поля в вакууме на границе металла; $Z = i\omega\mu_0\delta_k$ - поверхностный импеданс металла. Используя соотношения (17), (18), из (16) с учетом равенства

$$\tilde{E}_n^{(s)}(k) = 2/k(n-1) - \tilde{E}_{n-1}(k)/k$$

при $n \neq 1$, после проведения выкладок, находим $\tilde{E}_z(k)$

$$\tilde{E}_z(k) = -\frac{2i \operatorname{div}_s \tilde{E}}{\delta_k k [k^2 + i\omega\mu_0 \tilde{\Omega}(k)]} + \frac{3j_z(0)}{2\pi Ckl} \quad (19)$$

Рассмотрим другой подход. Из сохранения числа электронов при деформации поверхности Ферми следует, что $\int \Delta n d\Omega = 0$, где Δn дается соотношением (7). Подстановка в Δn величины ΔP_{-R} (6) и интегрирование по $d\Omega$ приводит к уравнению

$$C \int_V \frac{(\tilde{R}\tilde{E})}{R^3} e^{-\frac{R}{l}} dv + \frac{3}{2\pi} j_z(0) \int_{\Delta\Omega} (\tilde{e}_z \tilde{n}_R) e^{-\frac{R_0}{l}} d\Omega = 0 \quad (20)$$

Интегрирование по $d\Omega$ во втором интеграле проводится по той же области, что и в (9).

Расписывая почленно уравнение (20), аналогично проделанному выше, после взятия от него преобразования Фурье получим:

$$\tilde{E}_z(k) = -\frac{2i \operatorname{div}_s \tilde{E}}{\delta_k k [k^2 + i\omega\mu_0 \tilde{\Omega}(k)]} + \frac{3j_z(0)}{2\pi C} \frac{\tilde{E}_3(kl)}{\tilde{E}_2^{(S)}(kl)} \quad (21)$$

Так как $\tilde{E}_3(k) = \tilde{E}_3^{(C)}(k) = E_2^{(S)}(k)/k$, где $E_3^{(C)}(k)$ - косинус-преобразование Фурье, то, очевидно, соотношение (21) совпадает с соотношением (19), полученным из соотношения для плотности тока.

Отметим, что (19) получено на основе соотношения для \vec{j} (10) без использования равенства $\operatorname{div} \vec{E} = 0$. Если использовать это условие, то, как нетрудно показать, получится тоже соотношение (19) без привлечения соотношения (10). Таким образом, обобщенное материальное уравнение (10) согласуется с условием $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ как в локальном, так и в нелокальном случаях.

По обратному преобразованию Фурье из соотношения (19) с использованием (18) для распределения нормальной составляющей $E_z(z)$ получим

$$E_z(z) = \frac{j_z(0)}{\sigma} \left[1 - \frac{2}{\pi \delta_{K,l}^2} \int_0^\infty \frac{\sin kz dk}{k [k^2 + i\omega\mu_0 \tilde{\Omega}(k)]} \right], \quad (22)$$

где $\delta_{K,l} = (i\omega\mu_0 \sigma)^{\frac{1}{2}}$ - комплексная глубина проникновения при условии, что связь между \vec{j} и \vec{E} локальная. Из (22) находим

$$E_z(0) = \frac{j_z(0)}{\sigma} = \left(\frac{Z_\Lambda}{Z_0} \right)^2 E_z^{(e)}(0). \quad (23)$$

Здесь $Z_0 = (\mu_0 / \varepsilon_0)^{1/2}$ - импеданс свободного пространства, а $Z_\Lambda = (i\omega\mu_0 / \sigma)^{1/2}$ - импеданс металла в предположении локальной связи $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. Положим, что поле вне металла у границы по порядку величины такое же, как и в плоской волне в пространстве $E_z^{(e)}(0) \sim Z_0 H_{tg}(0)$. Поскольку $E_{tg}(0) = Z H_{tg}(0)$, то из (23): $E_z(0) \sim E_{tg}(0) Z_\Lambda^2 / Z_0 Z$. В случаях, близких к локальному, $Z_\Lambda \sim Z$, нормальная компонента $E_z(0) \sim \frac{Z}{Z_0} E_{tg}(0)$, но при $l \rightarrow \infty (\sigma \rightarrow \infty)$ величина $E_z(0)$ стремится к нулю, так как поверхностный импеданс Z в аномальном пределе стремится к конечной величине Z_∞ [4].

Рассмотрим локальный предел. Из соотношения (17) при $l \rightarrow 0 (l \ll |\delta_{K,l}|)$ следует $\tilde{\Omega}(K) \rightarrow \sigma$. Подставляя в (22) вместо $\tilde{\Omega}(K)$ проводимость σ с учетом $\delta_{K,l}^2 = (i\omega\mu_0 \sigma)^{-1}$, после взятия интеграла

ла, найдем экспоненциальное спадание $E_z(z)$:

$$E_z(z) = E_z(0)e^{-z/\delta_{к.л.}}. \quad (24)$$

Рассмотрим теперь аномальный предел- $l \rightarrow \infty$. Как следует из соотношения (17), ядро $\tilde{\Omega}(k)$ представимо в виде $\tilde{\Omega}(k) = l\Psi(kl)$. Тогда соотношение (22) можно переписать:

$$E_z(z) = \frac{j_z(0)}{\sigma} \left[1 - \frac{2}{\pi\delta_{к.л.}^2} \int_0^\infty \frac{\sin kz dk}{k^3 + i\omega\mu_0 k l \Psi(kl)} \right].$$

Переходя к предельному переходу при $l \rightarrow \infty$ в подынтегральном выражении с учетом $l\delta_{к.л.}^2 = const$, найдем предельное распределение $E_z(z)$:

$$E_z(z) = -A \int_0^\infty \frac{\sin kz}{k^3 + b} dk, \quad (25)$$

$$b = i\omega\mu_0\pi^2 C = \frac{3\pi}{4l\delta_{к.л.}^2}; \quad A = \frac{2j_z(0)}{\pi\sigma\delta_{к.л.}^2}. \quad (26)$$

Разлагая $(k^3 + b)^{-1} = \frac{1}{3} \sum_{s=1}^3 k_s^{d-2} (k + k_s)^{-1}$ на простые множители, где k_s - корни уравнения $k_s^3 = b$, и проделав выкладки, аналогичные проделанным в [8], выразим предельно-нелокальное распределение $E_z(z)$ через специальные функции:

$$E_z(z) = -\frac{Ai}{6} \sum_{s=1}^3 \frac{1}{k_s^2} \left[e^{-izk_s} E_1(-izk_s) - e^{izk_s} E_1(izk_s) \right], \quad (27)$$

где $E_1(z) = \int_z^\infty e^{-t} / t dt$ - интегральная показательная функция [6], расширенная на всю комплексную плоскость с аналитическим продолжением через разрез по отрицательной оси. Используя (27), можно получить соотношение для $E_z(z)$ в других видах, аналогичных, приведенным в [8].

Найдем асимптотику соотношения (27) при $z \rightarrow \infty$. Подстановкой в (27) асимптотического разложения функции $E_1(z) \sim z^{-1} \exp(-z) \sum_{n=0}^\infty (-1)^n \frac{n!}{z^n}$ [6] и суммированием по индексу S найдем асимптотическое разложение для распределения нормальной составляющей электрического поля в аномальном пределе:

$$E_z(z) \sim B \sum_{m=0}^\infty \frac{(-1)^m (6m)!}{W^{6m+1}}, \quad W = zb^{1/3}, \quad (28)$$

где $B = 8j_z(0)lb^{1/3} / (3\pi^2\sigma)$. (29)

Так как величина $b^{1/3}$ связана с комплексной глубиной проникновения в аномальном пределе δ_x соотношением $b^{1/3} = 4/3\sqrt{3}\delta_\infty$ и, следовательно, $W = 4z/3\sqrt{3}\delta_\infty$, то соотношение (28) по сути дает асимптотическую зависимость E_z в относительных единицах z/δ_∞ . Основным членом асимптотики получается из (28) при $m=0$:

$$E_z(z) \sim \frac{8j_z(0)l}{3\pi^2\sigma z}$$

и соответствует обратно пропорциональной зависимости от расстояния точки до границы металла.

Если рассматривать большие, но конечные значения длин свободных пробегов l , то до значения $z \sim l$ будет выполняться приближенно зависимость $\sim 1/z$. При больших значениях z/l , как мож

показать аналогично рассмотрению асимптотики в работе [1], зависимость $E_z(z)$ будет описываться функцией, пропорциональной $e^{-z/l} / (z/l)^2$, как и в случае тангенциальной компоненты.

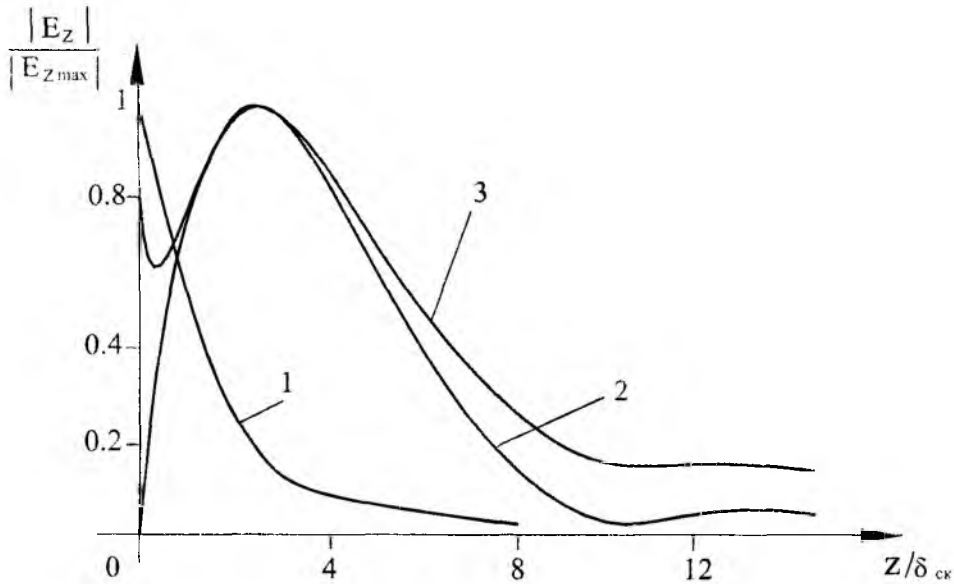


Рис. 2

На рис. 2 приведены зависимости модуля $|E_z|$, отнесенного к его максимальному значению, от $z / \delta_{ск}$ ($\delta_{ск} = \text{Re } \delta_k$) для локального предела (1), значения $\frac{l}{\delta_{ск}} = 10$ (2) и предельно-нелокального распределения (3). Из зависимостей следует, что при больших длинах свободного пробега максимум $|E_z(z)|$ достигается внутри металла, и в нелокальном пределе нормальная составляющая электрического поля обращается в нуль на границе. Это согласуется с равенством $\int_0^{\infty} E_{tg}(z) dz = 0$ [4], выполняющимся в этом пределе.

Заметим, что нормальная составляющая магнитного поля $H_z(z)$, как следует из уравнения $\text{rot } \vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{H}$, изменяется под поверхностью металла по тому же закону, что и тангенциальная составляющая электрического поля $H_z(z) = (i\omega\mu_0)^{-1} \cdot \text{div}_s \vec{H}_f(z)$.

Список литературы: 1. Reuter G.E.H., Sondheimer E.H. The theory of anomalous skin effect in metals// Prok. Roy. Soc.A., 1948.V.195, №1042. P.336-364. 2. Halbritter J. On electric surface impedance// Z. Phys. 1978.V.31, №1. P.19-37. 3. Зенгуил Э. Физика поверхности. М.: Мир, 1990. 536с. 4. Менде Ф.Ф., Стицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев: Наук.думка, 1985. 240с. 5. Лившиц Е.М. Пятаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 527с. 6. Справочник по специальным функциям. Под ред. М. Абрамовича .И. М. Стигана: Наука, 1979. 831с. 7. Гахов Ф.Д., Черский Ю.И. Уравнения типа свертки. М.: Наука, 1978. 295с. 8. Стицын А.И. Проникновение магнитного поля и тока в сверхпроводники в аномальном пределе// ЖТФ. 1994. Т.64, №4. С.68-78.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 19.10.2001

ФУНКЦИЯ ГРИНА И ЕЕ РАЗЛИЧНЫЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Полные нелинейные уравнения магнитной гидродинамики столь сложны, что часто поддаются лишь приближенному решению. При этом приходится вводить существенные упрощения, концентрируя внимание на основных физических механизмах в каждом исследуемом явлении. При переходе к линейному приближению возникает возможность построить подход, позволяющий единым образом рассматривать магнитогиродинамические краевые задачи. Как известно, при описании линейного отклика произвольной системы на внешнее воздействие естественным образом возникает функция Грина. Как правило, функция Грина допускает наглядное толкование, описывая распределения полей или возмущений от порождающих их сосредоточенных источников. Для получения же поля, порожденного некоторым распределением источников, эффект от каждой элементарной его части суммируется. Именно суммирование возмущений от каждой точки источника позволяет получить полное решение краевой задачи в виде свертки фундаментального решения и правой части системы линейных дифференциальных уравнений магнитной гидродинамики в пространстве обобщенных функций. Таким образом, краевая магнитогиродинамическая задача с помощью функции Грина переформулируется в интегрально-дифференциальные уравнения, более естественным образом включающие в себя граничные и начальные условия и обладающие значительно большей физической наглядностью, что позволяет существенно упростить алгоритм решения краевых МГД задач. Поэтому задача описания фундаментального решения линейной магнитной гидродинамики или, другими словами, задача нахождения тензорной функции Грина имеет важное значение.

Рассмотрим малые возмущения в МГД среде с ненулевой первоначальной скоростью \mathbf{U}_1 , постоянной плотностью ρ_1 и магнитным полем \mathbf{B}_1 , то есть предполагаем рассмотрение системы классических линеаризованных уравнений магнитной гидродинамики [1]. Тогда функция Грина или фундаментальное решение краевой задачи определяется следующей системой дифференциальных уравнений с δ -образной правой частью:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{U}_1 \nabla) \mathbf{u} + \frac{V_{s1}}{\rho_1} \nabla \tilde{\rho} + \frac{1}{4\pi \rho_1} [\mathbf{B}_1 \text{rot} \mathbf{b}] &= \mathbf{S}'_u \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t'), \\ \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} - \text{rot}[\mathbf{U}_1 \mathbf{b}] + \text{rot}[\mathbf{B}_1 \mathbf{u}] &= \mathbf{S}'_b \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t'), \\ \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \rho_1 \text{div} \mathbf{u} + \text{div}(\tilde{\rho} \mathbf{U}_1) &= S'_\rho \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t'), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{u}, \mathbf{b}, \tilde{\rho}$ – отклонения скорости, магнитного поля и плотности от их равновесных значений $\mathbf{U}_1, \mathbf{B}_1, \rho_1$; V_{s1} – скорость звука; $\mathbf{S}'_u, \mathbf{S}'_b$ – произвольные постоянные векторы и S'_ρ – произвольная постоянная.

Несмотря на то, что речь идет собственно о функции Грина, фактически находятся выражения для скорости, магнитного поля и плотности, удовлетворяющие системе уравнений (1), которые условно обозначим соответственно как $\hat{\Gamma}'_u, \hat{\Gamma}'_b, \hat{\Gamma}'_\rho$ и представим в виде [2]:

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}'_u(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') &= \mathbf{G}_{u\rho}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') S'_\rho + \hat{\mathbf{G}}_{uu}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{S}'_u + \hat{\mathbf{G}}_{ub}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{S}'_b, \\ \hat{\Gamma}'_b(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') &= \mathbf{G}_{b\rho}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') S'_\rho + \hat{\mathbf{G}}_{ub}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{S}'_u + \hat{\mathbf{G}}_{bb}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{S}'_b, \\ \hat{\Gamma}'_\rho(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') &= G_{\rho\rho}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') S'_\rho + \mathbf{G}_{\rho u}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{S}'_u + \mathbf{G}_{\rho b}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{S}'_b, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\hat{\mathbf{G}}_{uu}, \hat{\mathbf{G}}_{ub}, \hat{\mathbf{G}}_{bu}, \hat{\mathbf{G}}_{bb}$ – тензоры второго ранга, $\mathbf{G}_{\rho u}, \mathbf{G}_{u\rho}, \mathbf{G}_{\rho b}, \mathbf{G}_{b\rho}$ – тензоры первого ранга, $G_{\rho\rho}$ – тензор нулевого ранга. Представление решения в виде (2) следует из утверждения, что всякий

тензор может быть представлен в виде суммы трех диад [3], это особого рода тензор, формально обозначающийся в виде скалярного произведения $(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$, записанного в (2) справа.

Решение $\hat{\Gamma}_u, \hat{\Gamma}_b, \hat{\Gamma}_\rho$ ищется в виде преобразования Фурье-Лапласа с неизвестными весовыми функциями $\hat{\mathbf{g}}_u(q, \mathbf{p}), \hat{\mathbf{g}}_b(q, \mathbf{p}), \hat{\mathbf{g}}_\rho(q, \mathbf{p})$:

$$\begin{cases} \hat{\Gamma}_u(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \\ \hat{\Gamma}_b(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \\ \hat{\Gamma}_\rho(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \end{cases} = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_C dq \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-iq(t - t') + ip(\mathbf{r} - \mathbf{r}')] \begin{cases} \hat{\mathbf{g}}_u(q, \mathbf{p}) \\ \hat{\mathbf{g}}_b(q, \mathbf{p}) \\ \hat{\mathbf{g}}_\rho(q, \mathbf{p}) \end{cases} d\mathbf{p}, \quad (3)$$

где кривая интегрирования C представляет собой бесконечную прямую, параллельную действительной оси ($\text{Re}q$) комплексной плоскости q . Подставив (3) в (1), получим следующую систему уравнений относительно весовых функций $\hat{\mathbf{g}}_u, \hat{\mathbf{g}}_b, \hat{\mathbf{g}}_\rho$:

$$\begin{aligned} \{(\mathbf{U}_1 \mathbf{p}) - q\} \hat{\mathbf{g}}_u + V_{S1}^2 \mathbf{p} \hat{\mathbf{g}}_\rho + \frac{1}{4\pi \rho_1} [\mathbf{B}_1 [\mathbf{p} \hat{\mathbf{g}}_b]] &= -iS_u, \\ \{(\mathbf{U}_1 \mathbf{p}) - q\} \hat{\mathbf{g}}_b - \mathbf{U}_1 (\mathbf{p} \hat{\mathbf{g}}_b) + [\mathbf{p} [\mathbf{B}_1 \hat{\mathbf{g}}_u]] &= -iS_b, \\ \{(\mathbf{U}_1 \mathbf{p}) - q\} \hat{\mathbf{g}}_\rho + \rho_1 (\mathbf{p} \hat{\mathbf{g}}_u) &= -iS_\rho. \end{aligned}$$

После преобразований найдем следующее уравнение для $\hat{\mathbf{g}}_u$:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{g}}_u \left((\mathbf{U}_1 \mathbf{p} - q)^2 - V_{A1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2 \right) - (V_{S1}^2 + V_{A1}^2) \mathbf{p} (\mathbf{p} \hat{\mathbf{g}}_u) + V_{A1}^2 \mathbf{p} (\mathbf{s}_1 \hat{\mathbf{g}}_u) (\mathbf{s}_1 \mathbf{p}) + V_{A1}^2 \mathbf{s}_1 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p}) (\mathbf{p} \hat{\mathbf{g}}_u) &= \\ = \hat{\varepsilon}_u (\mathbf{U}_1 \mathbf{p} - q) - \frac{V_{S1}^2 \mathbf{p} \varepsilon_\rho}{\rho_1} + \{(\mathbf{p} \hat{\varepsilon}_b)\} [\mathbf{B}_1 [\mathbf{p} \mathbf{U}_1]] - [\mathbf{B}_1 [\mathbf{p} \hat{\varepsilon}_b]], \end{aligned} \quad (5)$$

где $V_{A1}^2 = \frac{B_1^2}{4\pi\rho_1}$ – Альфвеновская скорость; $\mathbf{s}_1 = \mathbf{B}_1 / B_1$.

Для дальнейшего важно введение базиса $(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$, непосредственно связанного с выделенным направлением невозмущенного магнитного поля \mathbf{s}_1 , а именно: $\mathbf{e}_2 = \mathbf{s}_1$. Это естественным образом напоминает о наличии анизотропии магнитогидродинамической среды по отношению к невозмущенному магнитному полю. Во введенном базисе соотношение (5) записывается в матричном виде следующим образом:

$$\hat{A} \hat{\mathbf{g}}_u = \hat{\Omega}, \quad (6)$$

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} q'^2 - V_{A1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2 - (V_{S1}^2 + V_{A1}^2) p_1 & -V_{S1}^2 p_1 p_2 & -(V_{S1}^2 + V_{A1}^2) p_1 p_3 \\ -V_{S1}^2 p_1 p_2 & q'^2 - V_{S1}^2 p_2^2 & -V_{S1}^2 p_2 p_3 \\ -(V_{S1}^2 + V_{A1}^2) p_3 p_1 & -V_{S1}^2 p_2 p_3 & q^{\odot 2} - V_{A1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2 - (V_{S1}^2 + V_{A1}^2) p_3^2 \end{pmatrix},$$

$$\hat{\Omega} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{u1} q' - \frac{V_{S1}^2 \varepsilon_\rho p_1}{\rho_1} + \frac{1}{4\pi\rho_1} \left[\varepsilon_{b1} p_2 - \varepsilon_{b2} p_1 + (\mathbf{p} \hat{\varepsilon}_b) (p_1 \mathbf{U}_1 \mathbf{B}_1 - U_{11} p_2 B_1) \right] \\ \varepsilon_{u2} q' - \frac{V_{S1}^2 \varepsilon_\rho p_2}{\rho_1} + \frac{1}{4\pi\rho_1} \left[\varepsilon_{b2} p_2 - \varepsilon_{b2} p_2 + (\mathbf{p} \hat{\varepsilon}_b) (p_2 \mathbf{U}_1 \mathbf{B}_1 - U_{12} p_2 B_1) \right] \\ \varepsilon_{u3} q' - \frac{V_{S1}^2 \varepsilon_\rho p_3}{\rho_1} + \frac{1}{4\pi\rho_1} \left[\varepsilon_{b3} p_2 - \varepsilon_{b2} p_3 + (\mathbf{p} \hat{\varepsilon}_b) (p_3 \mathbf{U}_1 \mathbf{B}_1 - U_{13} p_2 B_1) \right] \end{pmatrix}$$

$q' = \mathbf{U}_1 \mathbf{p} - q; \hat{\mathbf{g}}_u = \{g_{u1}, g_{u2}, g_{u3}\}; \hat{\mathbf{g}}_b = \{g_{b1}, g_{b2}, g_{b3}\}; \mathbf{p} = \{p_1, p_2, p_3\}; \mathbf{U}_1 = \{U_{11}, U_{12}, U_{13}\}$.
Решение системы (6) имеет вид:

$$\hat{\mathbf{g}}_u = \frac{1}{\det \hat{A}} \hat{A}^c \hat{\Omega},$$

где матрица \hat{A}^c имеет следующие элементы $\hat{A}^c = \|\hat{A}_{ij}\|_{i,j=1,2,3}$:

$$\begin{aligned} A_{11} &= q'^4 - [q'^2 (V_{A1}^2 + V_{S1}^2) + V_{A1}^2 V_{S1}^2 p_2^2] (p_2^2 + p_3^2); \\ A_{12} &= A_{21} = V_{S1}^2 p_1 p_2 (q'^2 - V_{A1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2); \\ A_{13} &= A_{31} = [q'^2 (V_{A1}^2 + V_{S1}^2) - V_{A1}^2 V_{S1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2] p_1 p_3; \\ A_{22} &= [q'^2 - V_{A1}^2 p^2 - V_{S1}^2 (p_1^2 + p_3^2)] (q'^2 - V_{A1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2); \\ A_{23} &= A_{32} = V_{S1}^2 p_2 p_3 (q'^2 - V_{A1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2); \\ A_{33} &= q'^4 - [q'^2 (V_{A1}^2 + V_{S1}^2) + V_{A1}^2 V_{S1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2] (p_2^2 + p_1^2); \end{aligned} \quad (7)$$

а ее определитель равен

$$\det \hat{A} = [(q - \mathbf{pU}_1)^2 - V_{A1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2] [(q - \mathbf{pU}_1)^4 - (V_{A1}^2 + V_{S1}^2) (q - \mathbf{pU}_1)^2 p^2 + V_{A1}^2 V_{S1}^2 p^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2]. \quad (8)$$

Для того, чтобы полученное решение привести к виду (2), представим $\hat{\Omega}$ в виде суммы диад

$$\begin{aligned} \hat{\Omega} &= \hat{\varepsilon}_u (q - \mathbf{pU}_1) - \frac{V_{S1}^2 \hat{\varepsilon}_p}{\rho_1} \mathbf{p} + \frac{1}{4\pi\rho_1} (\mathbf{s}_1 \mathbf{p}) \hat{\varepsilon}_b + \frac{1}{4\pi\rho_1} \begin{pmatrix} 0 & -p_1 & 0 \\ 0 & -p_2 & 0 \\ 0 & -p_3 & 0 \end{pmatrix} \hat{\varepsilon}_b + \\ &+ \frac{1}{4\pi\rho_1 q} [\mathbf{p}(\mathbf{U}_1 \mathbf{B}_1) - \mathbf{U}_1 B_1 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})] \cdot \mathbf{p} \hat{\varepsilon}_{bb}. \end{aligned}$$

Отсюда весовая функция тензора первого ранга $\hat{\mathbf{G}}_{up}$ примет вид:

$$\hat{\mathbf{g}}_{up} = -\frac{V_{S1}^2 \hat{A}^c \cdot \mathbf{p}}{\rho_1 \det \hat{A}},$$

а весовые функции тензоров второго ранга $\hat{\mathbf{G}}_{uu}$ и $\hat{\mathbf{G}}_{ub}$ будут соответственно равны

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{g}}_{uu} &= (q - \mathbf{pU}_1) \frac{\hat{A}^c}{\det \hat{A}}; \\ \hat{\mathbf{g}}_{ub} &= \frac{1}{4\pi\rho_1} \frac{\hat{A}^c}{\det \hat{A}} \left\{ \mathbf{s}_1 \mathbf{p} - \begin{pmatrix} 0 & p_1 & 0 \\ 0 & p_2 & 0 \\ 0 & p_3 & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{q} [\mathbf{p}(\mathbf{U}_1 \mathbf{B}_1) - \mathbf{U}_1 B_1 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})] \cdot \mathbf{p} \right\} \end{aligned}$$

Аналогично находятся весовые функции остальных тензоров в (2).

Для краткости в полном развернутом виде выпишем только тензор второго ранга $\hat{\mathbf{G}}_{uu}$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{F}}_{uu}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') &= \hat{\mathbf{F}}_{uu} \cdot \mathbf{I}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t'), \\ \hat{\mathbf{F}}_{uu} &= \|\hat{F}_{ij}\|_{i,j=1,2,3}, \end{aligned} \quad (9)$$

где элементы дифференциального оператора $\hat{\mathbf{F}}_{uu}$ следующие:

$$\begin{aligned}
F_{11} &= \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right)^4 - \left[(V_{A1}^2 + V_{S1}^2) \left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right)^2 - V_{A1}^2 V_{S1}^2 \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right] \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \right) \right] \left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right) \right]; \\
F_{22} &= \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right)^2 - V_{A1}^2 \Delta - V_{S1}^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \right) \right] \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right)^2 - V_{A1}^2 \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right] \left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right); \\
F_{33} &= \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right)^4 - \left[(V_{A1}^2 + V_{S1}^2) \left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right)^2 - V_{A1}^2 V_{S1}^2 \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right] \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} \right) \right] \left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right) \right]; \\
F_{12} = F_{21} &= V_{S1}^2 \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right)^2 - V_{A1}^2 \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right] \left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right) \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2}; \\
F_{23} = F_{32} &= V_{S1}^2 \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right)^2 - V_{A1}^2 \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right] \left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right) \frac{\partial^2}{\partial x_3 \partial x_2}; \\
F_{13} = F_{31} &= \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right)^2 (V_{A1}^2 + V_{S1}^2) - V_{S1}^2 V_{A1}^2 \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right] \left(\frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{U}_1 \nabla \right) \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_3}.
\end{aligned}$$

а преобразование Фурье-Лапласа, зависящее от сдвига пространственных и временных переменных, получено в виде:

$$I(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty + i\sigma_0}^{\infty + i\sigma_0} e^{-iq(t-t')} dq \iiint_{\infty} \frac{e^{ip(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}}{\Delta(\mathbf{p}, q) \delta(\mathbf{p}, q)} d\mathbf{p}. \quad (10)$$

Как видно из (10), в пространственно-временном выражении для функции Грина интегрирование проводится в бесконечных пределах. И для вычисления интеграла необходимо задать способ обхода полюсов, лежащих на пути интегрирования. Полюса имеют место при тех значениях \mathbf{p}, q , которые удовлетворяют дисперсионным магнитогидродинамическим уравнениям

$$\begin{aligned}
\Delta(\mathbf{p}, q) &= (q - \mathbf{U}_1 \mathbf{p})^4 - (V_{S1}^2 + V_{A1}^2) (q - \mathbf{U}_1 \mathbf{p})^2 \mathbf{p}^2 + V_{A1}^2 V_{S1}^2 \mathbf{p}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2 = 0 \\
\delta(\mathbf{p}, q) &= (q - \mathbf{U}_1 \mathbf{p})^2 - V_{A1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{p})^2 = 0
\end{aligned} \quad (11)$$

Эти полюсы соответствуют реально существующим в движущейся МГД среде свободным магнитогидродинамическим волнам. В случае незатухающих волн полюсы лежат на действительной оси. Поскольку уравнения (1) для функции Грина являются дифференциальными уравнениями первого порядка в частных производных, то они имеют несколько линейно независимых решений. И из интегральной записи (10) можно получить все эти решения соответствующим выбором обхода полюсов. Рассматриваемая функция Грина описывает поле, возникающее в результате действия мгновенного точечного источника, расположенного в точке с радиусом-вектором \mathbf{r}' . Естественно потребовать, чтобы до момента включения источника $t = t'$ поле было тождественно равно нулю. Это требование определяет правила обхода полюсов при интегрировании выражения (10). Действительно, для того, чтобы функция Грина обращалась в нуль при $t < t'$, необходимо при интегрировании по q все полюсы, возникающие на пути интегрирования, обходить сверху. Следует заметить, что тем самым мы автоматически выполняем принцип Мандельштам [4], согласно которому поток энергии на бесконечности направлен от источника. Это требование накладывает условие на групповую скорость, в то время, как принцип Зоммерфельда, требующий наличие только расходящихся волн, накладывает условие на фазовую скорость волн, которая, вообще говоря, не совпадает с групповой. Т.е. принцип Зоммерфельда не всегда является достаточным требованием, особенно, если рассматриваются движущиеся среды.

Таким образом, функция Грина уравнений магнитной гидродинамики для движущихся сред в общем случае является тензорной функцией положения двух точек: точки наблюдения \mathbf{r} и точки источника \mathbf{r}' , для которой выписаны все ее спектральные компоненты (9).

Известно, что дисперсионные уравнения для плоских монохроматических магнитогидродинамических волн эквивалентны условиям обращения в нуль знаменателя (11) в разложении Фурье-Лапласа для функции Грина. Они имеют следующий вид для магнитозвуковых:

$$(\omega - \mathbf{U}_1 \mathbf{k})^4 - (V_{s1}^2 + V_{A1}^2)(\omega - \mathbf{U}_1 \mathbf{k})^2 k^2 + V_{A1}^2 V_{s1}^2 k^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{k})^2 = 0 \quad (12)$$

и для альфвеновских волн:

$$(\omega - \mathbf{U}_1 \mathbf{k})^2 - V_{A1}^2 (\mathbf{s}_1 \mathbf{k})^2 = 0 \quad (13)$$

Видно, что в дисперсионные уравнения (12,13) входит скалярное произведение $(\mathbf{U}_1 \mathbf{k})$ волнового вектора \mathbf{k} на невозмущенную скорость перемещения среды \mathbf{U}_1 . Это означает, что закон распространения волн в движущейся среде зависит от угла между направлениями волнового вектора и скорости среды, что лишней раз подчеркивает известную истину о том, что движущаяся среда обладает анизотропией по отношению к выделенному направлению скорости движения среды. Но наличие скалярного произведения $(\mathbf{s}_1 \mathbf{k})$ волнового вектора \mathbf{k} на направление возмущенного магнитного поля \mathbf{s}_1 говорит о том, что скорость распространения зависит от направления ее распространения по отношению к магнитному полю, т.е. наличие магнитная анизотропия. В итоге имеются две явно выделенные оси анизотропии, магнитная и скоростная, что значительно усложняют исследование МГД волн в движущихся средах.

Дисперсионные уравнения (12,13) описывают три моды волнового движения, вызванные различными восстанавливающими силами. Магнитное натяжение приводит к появлению альфвеновских волн (13). Совместное действие магнитного давления и давления проводящей жидкости образуют две магнитозвуковые волны (ускоренную и замедленную) (12). Иная природа этих волн в сравнении со звуковыми и электромагнитными представляет несомненный интерес как к непосредственному изучению, так и к рассмотрению их рассеивания на различных препятствиях. При решении краевой МГД задачи в дифференциальной постановке локальные граничные и начальные условия могут удовлетворяться либо волнами одной и той же моды колебаний, либо для их удовлетворения требуется привлечение нескольких мод. При интегральной постановке этот непростой вопрос решается автоматически. Это обусловлено самой физикой рассматриваемого явления. Механизм появления в среде рассеянных волн сводится к возникновению в ней под действием основной волны индуцированных источников, приводящих к излучению новых (вторичных) рассеянных волн, интерференция которых и дает требуемые моды колебаний, что лежит в основе принципа погашения [1] магнитной гидродинамики. Наличие найденной функции Грина (9), всегда предполагает представление исходных дифференциальных уравнений в интегральной форме, а использование дополнительного утверждения, а именно принципа погашения, приводит к новому формализму решения краевых задач методом интегральных уравнений линейной магнитной гидродинамики.

Как уже отмечалось, функция Грина допускает наглядное толкование, описывая распределение полей или возмущений от порождающих их сосредоточенных источников.

Вернемся к найденной функции Грина. Как видно из соотношения (10), в знаменателе этой функции стоят выражения $\Delta(\mathbf{p}, q)$; $\delta(\mathbf{p}, q)$ (11), представляющие собой дисперсионные уравнения магнитозвуковых и альфвеновских волн. Т.е., в общем случае компоненты весовых функций $(\hat{\mathbf{g}}_{in})$ для альфвеновских и магнитозвуковых волн взаимно переплетаются. Оказывается, однако, что для некоторого класса задач, рассматривающих дифракцию МГД волн на плоско-параллельных структурах, компоненты весовой функции могут распадаться на две: альфвеновскую и магнитозвуковые, что подтверждается работой [2], в которой построена функция Грина для частного одномерного случая задания магнитного поля.

В общем случае это связано с инвариантностью функции Грина относительно выбора

координатного базиса $\langle \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3 \rangle$, который мы привязали к невозмущенному магнитному полю.

Допустив, что один из базисных векторов постоянен и фиксирован ($\mathbf{e}_2 = \mathbf{s}_1$), получаем, что функция Грина инвариантна поверхности, поперечной вектору \mathbf{e}_2 . В этом случае функция Грина (9) представляется в виде:

$$\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') = \begin{pmatrix} G_A & 0 \\ 0 & G_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11} & 0 & 0 \\ 0 & G_{22} & G_{23} \\ 0 & G_{32} & G_{33} \end{pmatrix},$$

т.е. произошло разделение на альфвеновскую G_A и магнитозвуковую G_M компоненты. При этом в [5,6] было получено явное выражение для G_A при отсутствии невозмущенного движения среды:

$$G_A = \frac{1}{2V_{A1}} \delta(x_1 - x'_1) \delta(x_2 - x'_2) \theta\left(t - t' - \frac{|x_3 - x'_3|}{V_{A1}}\right),$$

где $\theta(t)$ – функция Хевисайда.

В случае же нулевого газового давления, когда $V_s \equiv 0$, функция Грина (13) еще более упрощается, она становится равной

$$\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \begin{pmatrix} G_A & 0 & 0 \\ 0 & (V_{A1}^2 \Delta + \omega^2) F & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

где $G_A = \frac{1}{2V_{A1}} \delta(x_1 - x'_1) \delta(x_2 - x'_2) \exp\left(\frac{-i\omega|x_3 - x'_3|}{V_{A1}}\right)$, $F = \frac{\exp[-i\omega|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/V_{A1}]}{4\pi V_{A1}^2 \omega^2 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$,

отсюда видно, что на альфвеновскую компоненту параметр V_s не влияет, а магнитозвуковые компоненты G_{22}, G_{33} напоминают функцию Грина макроскопической электродинамики [7].

Из найденного фундаментального решения (9) легко получить известную из литературы акустическую функцию Грина, которая является частным случаем рассматриваемой задачи.

При отсутствии магнитного поля ($\mathbf{B} \equiv 0$) и невозмущенного движения среды ($\mathbf{U}_1 \equiv 0$) функция $\mathbf{I}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ приобретает вид:

$$\mathbf{I}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(ip(\mathbf{r} - \mathbf{r}'))}{\omega^2 - V_{s1}^2 p^2} dp$$

и легко вычисляется согласно теореме о вычетах

$$\mathbf{I}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi V_{s1}^2} \frac{\exp\left(-i\frac{\omega}{V_{s1}}|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|},$$

а компоненты дифференциального оператора $\hat{\mathbf{F}}_{\text{ин}}$ упрощаются следующим образом:

$$\begin{pmatrix} 1 + \frac{V_{S1}^2}{\omega^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \right) & -\frac{V_{S1}^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} & -\frac{V_{S1}^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_3} \\ -\frac{V_{S1}^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_2} & 1 + \frac{V_{S1}^2}{\omega^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \right) & -\frac{V_{S1}^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x_2 \partial x_3} \\ -\frac{V_{S1}^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_3} & -\frac{V_{S1}^2}{\omega^2} \frac{\partial^2}{\partial x_2 \partial x_3} & 1 + \frac{V_{S1}^2}{\omega^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right) \end{pmatrix},$$

что окончательно можно записать в виде:

$$\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \left(\hat{\varepsilon} - \frac{V_{s1}^2}{\omega^2} \nabla \times \nabla \times \hat{\varepsilon} \right) \mathbf{I}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'),$$

здесь $\hat{\varepsilon}$ – единичный аффинор. Эта функция была получена в [8] при выводе интегральных уравнений акустики неоднородной жидкости. Временная зависимость рассматривается как $\exp(i\omega t)$.

Наконец, рассмотрим функцию Грина для стационарного МГД потока [9], заданного альфвеновской скоростью V_{A1} , звуковой скоростью V_{S1} и невозмущенным магнитным полем \mathbf{B}_1 . Она имеет вид:

$$\mathbf{G}(\mathbf{R}, \theta, \varphi) = \frac{\hat{\Phi}(\theta, \varphi)}{2\pi V_{A1}^2 |\mathbf{R}|},$$

т.е., стационарная магнитогидродинамическая функция Грина имеет особенность типа $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-1}$, а зависимость от полярных углов θ, φ радиус-вектора $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ задается матрицей, также записанной в базисе, так же как и прежде связанным с выделенным направлением магнитного поля:

$$\hat{\Phi}(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \frac{\cos^2 \theta \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi}{\sin^2 \theta} & -\operatorname{ctg} \theta \cos \varphi & -\frac{\sin 2\varphi(1 + \cos^2 \theta)}{2 \sin^2 \theta} \\ -\operatorname{ctg} \theta \cos \varphi & 1 - \frac{V_{A1}^2}{V_{S1}^2} & -\operatorname{ctg} \theta \sin \varphi \\ -\frac{\sin 2\varphi(1 + \cos^2 \theta)}{2 \sin^2 \theta} & -\operatorname{ctg} \theta \sin \varphi & \frac{\cos^2 \theta \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi}{\sin^2 \theta} \end{pmatrix}.$$

Список литературы: 1. Александрова А.А., Хижняк Н.А. Краевые задачи магнитной гидродинамики. Харьков: НПО Тест-Радио, 1993. 230 с. 2. Harold Wetzner. Green's function for two-dimensional magnetohydrodynamic waves // The physics of Fluids. 1961. V.4, № 10. P.1238-1245. 3. Кочин Н. Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. М.: АН СССР, 1951. 426 с. 4. Мандельштам Л.И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1971. 5. Александрова А.А., Хижняк Н. А. Интегральные уравнения магнитной гидродинамики // Магнитная гидродинамика. 1979. № 3, С.3-9. 6. Александрова А.А., Александров Ю.Н. Движущаяся неоднородность в МГД среде // ЖТФ. 1997. Т.67, №5. С.6-11. 7. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986. 278 с. 8. Виноградов А. Г., Муратов Р. З. Интегральные уравнения акустики неоднородной идеальной жидкости // ДАН СССР. 1976. Т.226, №2. С.310-314. 9. Александрова А.А., Хижняк Н.А. Исследование внутренних магнитного и скоростного полей эллипсоида // Магнитная гидродинамика. 1990. № 1. С.5-12.

Харьковский военный университет
Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 01.10.2001

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ОБРАБОТКИ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ОПТОХЕМОТРОННЫХ СЕНСОРОВ

Исследование биологических жидкостей (кровь, моча и др.) с целью диагностики ряда заболеваний является сложной задачей из-за потенциально большого числа определяемых компонентов, присутствующих в пробе, и их весьма малых концентраций c_a , т.е. низких уровней аналитического сигнала $I=f(c_a)$ и, соответственно, малых отношений сигнал/шум, затрудняющих получение достоверных результатов. Поэтому данная актуальная проблема требует использования различных физических и физико-химических методов анализа и соответствующей аппаратуры, как правило, малодоступной и дорогостоящей. Отсюда следует, что не менее актуальной является разработка достаточно селективных, высокочувствительных и экспрессных методов анализа био жидкостей, что можно достичь с использованием новых физических и химических явлений и автоматизированной (компьютеризированной) аппаратуры их методического обеспечения.

В Харьковском национальном университете радиозлектроники на кафедре БМЭ предложена новая технология исследования биологических жидкостей, использующая электрохимическую люминесценцию (ЭХЛ) [1, 2]. Последняя испускается жидкими пробами, которые помещаются в специальную ЭХЛ-ячейку или оптохемотронный сенсор¹ и подвергаются фарадеевскому электролизу, причем интенсивность аналитического сигнала $I_{ЭХЛ}$ однозначно связана с содержанием определяемого компонента в биожидкости. Измерение $I_{ЭХЛ}$ в приготовленной пробе проводится электролизом по одному из методов, реализованных в модернизированном комплексе «ЭЛАН-2м» для проведения ЭХЛ-анализа, который разработан на кафедре БМЕ [1-4].

Комплекс позволяет проводить ЭХЛ- и электрохимический анализ растворов неорганических и органических веществ, а также исследовать ЭХЛ с помощью основных методов электрохимии – циклической вольтамперометрии (ЦВАМ), ВДЭ, ВДЭК² и др. в условиях регистрации аналитического сигнала в токовом режиме [1, 2].

На рис. 1 приведена структурная схема приборного комплекса «ЭЛАН-2м» в токовом режиме регистрации, который состоит из блока программаторов – ПГИ-3 или ЭХП-3 со встроенным бипотенциостатом (1), блока анализатора ЭХЛА-2 с кюветным модулем (2), регистраторов аналитических сигналов (3).

Программатор ПГИ-3 предназначен для возбуждения ЭХЛ путём поочередной генерации ионорадикалов люминофора на поверхности электрода при подаче на него прямоугольных биполярных импульсов напряжения, изменяющихся по заданной программе. В приборе предусмотрены отдельные регулировки амплитуд в диапазоне 0 ± 10 В и длительностей положительных и отрицательных импульсов, а также пауз между импульсами в диапазоне $10^{-6} \div 1$ с.

Программатор ЭХП-3 предназначен для генерирования напряжений, поляризующих неподвижные и вращающиеся электроды. В режиме ВДЭК с помощью бипотенциостата прибор обеспечивает

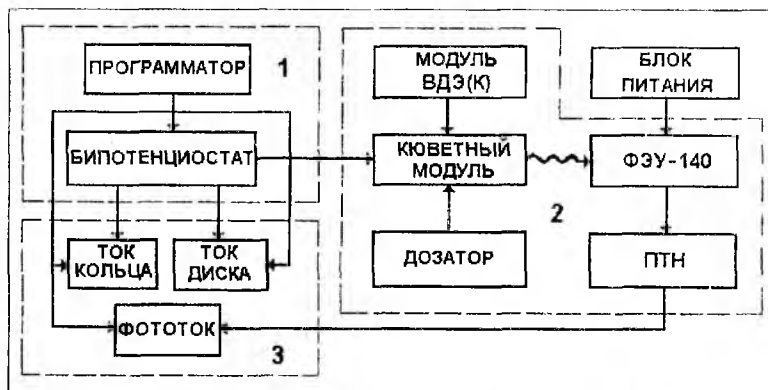


Рис. 1

¹ Под оптохемотронным сенсором, основанным на эффекте ЭХЛ, понимается оптически прозрачный сосуд (ячейка) необходимой конфигурации с введенными во внутрь электродами - рабочим(и), вспомогательным, сравнения и жидкой пробой, содержащей определяемое вещество. Рабочий электрод обычно изготавливают с помощью микро- или нанотехнологий, и, размещаясь на одной из внутренних стенок ячейки, он выполняет функции и электрода, и датчика сенсора. Данная конструкция позволяет сопряжение с оптико-волоконными линиями передачи данных, что существенно при проведении дистанционного анализа.

² ВДЭ – вращающийся дисковый электрод, ВДЭК – вращающийся дисковый электрод с кольцом.

поляризацию одного из электродов линейно меняющимся потенциалом и поддержание потенциала второго на заданном уровне.

Анализатор ЭХЛА-2 совместно с одним из программаторов предназначен для проведения прямого и косвенного ЭХЛ-анализа растворов в ячейке с неподвижными или вращающимися электродами. Конструктивно ЭХЛА-2 состоит из двух модулей – электронно-механического модуля вращения и оптико-механического кюветного модуля. Модуль вращения с помощью специального электронно-механического привода обеспечивает вращение рабочего(их) электрода(ов). Одновременно с измерениями ЭХЛ прибор позволяет проводить электрохимический анализ методами, реализуемыми входящими в состав «ЭЛАН-2м» программаторами.

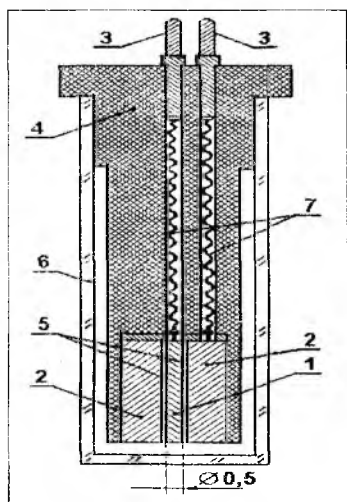


Рис. 2

Основным узлом оптико-механического кюветного модуля является ЭХЛ-ячейка (сенсор). В качестве примера на рис. 2 представлена одна из конструкций электрожемилюминесцентной ячейки, входящей в состав комплекса «ЭЛАН-2м», с несимметричной системой электродов с торцевым (через дно) выводом излучения. (1 - рабочий электрод, Pt-стержень $\varnothing 0,5 \pm 1$ мм; 2 - вспомогательный электрод, сплошной цилиндр из Pt $\varnothing 4$ мм с коаксиальным каналом для рабочего электрода; 3 - разъемные контакты для подсоединения электродов к источнику напряжения; 4,5 - фторопластовые цокольные пробки и изоляторы электродов; 6 - кювета, объем ≈ 5 см³, цилиндр или прямоугольный параллелепипед, оптически прозрачное стекло; 7 - пружинные проводники, обеспечивающие электрическое соединение электродов с программатором).

Фотоэлектронная регистрация аналитического сигнала $I_{ЭХЛ}$ во всем видимом спектре производится обладающими широким динамическим диапазоном высокочувствительными фотоэлектронными умножителями типа ФЭУ-84-2, ФЭУ-140 и др., расположенными непосредственно под дном ЭХЛ-ячейки. Фототок детектируется

аналоговым способом. В этом случае используют, например, стандартные двухкоординатные графопостроители Н-306. Данный способ применим при высоких уровнях аналитического сигнала, что далеко не всегда имеет место при ЭХЛ-диагностике биожидкостей и других жидких проб. Это диктует необходимость создания автоматизированной аппаратуры регистрации аналитического сигнала в режиме счета квантов.

Учитывая вышесказанное в настоящей работе поставлена и решена задача разработки автоматизированной системы для ЭХЛ-анализа жидких проб, включая биопробы и водные пробы, с использованием цифровой регистрации аналитического сигнала в режиме счета квантов света, т.е. при малых уровнях $I_{ЭХЛ}$. Необходимость такой разработки вытекает из того, что световые аналитические сигналы оптохемотронного сенсора изменяются по своим характеристикам и параметрам от пробы к пробе, во время анализа данной пробы и, обычно, малоинтенсивны. При этом учитывается, что такая система обработки медико-биологической информации, получаемой с помощью оптохемотронных сенсоров в условиях аналитической, научно-исследовательской и других лабораторий, должна обладать высокими метрологическими характеристиками и, в тоже время, иметь доступную стоимость, обладать способностью к выдаче статистически достоверной информации и возможностью передачи данных в режиме "real-time".

Ниже рассмотрена автоматизированная установка для исследования биологических жидкостей с

помощью оптохемотронного сенсора. Измерение аналитического сигнала – интенсивности ЭХЛ – осуществляется путем преобразования излучения в аналоговый электрический сигнал, который трансформируется в цифровую форму модулем сопряжения с дальнейшей его обработкой персональным компьютером. Модуль сопряжения оптохемотронного сенсора с ЭВМ содержит преобразователь светового излучения в электрический сигнал, аналогово-цифровой преобразователь и блок интерфейсного адаптера. Структурная схема модуля сопряжения оптохемотронного сенсора приведена на рис. 3 (1 – сенсор с устройствами возбуждения ЭХЛ и фоторегистрации аналитическо-

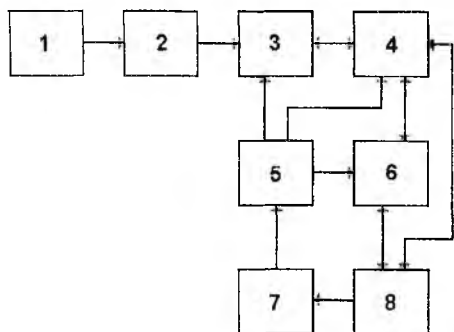


Рис. 3

го сигнала; 2 – преобразователь «ток-напряжение»; 3 – аналого-цифровой преобразователь; 4 – буферный элемент; 5 – схема управления; 6 – регистр управляющих последовательностей; 7 – селектор адреса; 8 – ЭВМ).

Схема включает в себя блок предварительной обработки светового сигнала сенсора и блок интерфейсного адаптера. Назначением блока предварительной обработки является преобразование выходного люминесцентного излучения сенсора в аналоговый электрический сигнал, усиление и дальнейшее аналого-цифровое преобразование. Назначением блока интерфейсного адаптера является электрическое и информационное согласование цифрового сигнала с выбранным интерфейсом ЭВМ.

Для дальнейшей обработки аналитического сигнала при помощи ЭВМ необходимо перевести мгновенное значение аналогового сигнала в цифровой код. Это преобразование осуществляется с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП). В качестве АЦП выбрана микросхема КР572ПВ3. Эта микросхема представляет собой сопрягаемый с микропроцессором АЦП последовательного приближения, выполненный по технологии КМОП. Компактно интегральная схема (ИС) размещена в герметичном керамическом корпусе с 18 выводами.

АЦП построен таким образом, что обеспечивает основные условия согласования с микропроцессором, а именно:

- длина цифрового слова (количество разрядов) на выходе АЦП равна 8-ми битам;
- управление его работой может осуществляться непосредственно сигналами от микропроцессора с минимальными аппаратными и программными затратами;
- временные характеристики вполне удовлетворяют применению данного АЦП для асинхронного обмена через системную шину или порт ЭВМ.

Функциональная электрическая схема АЦП приведена на рис. 4.

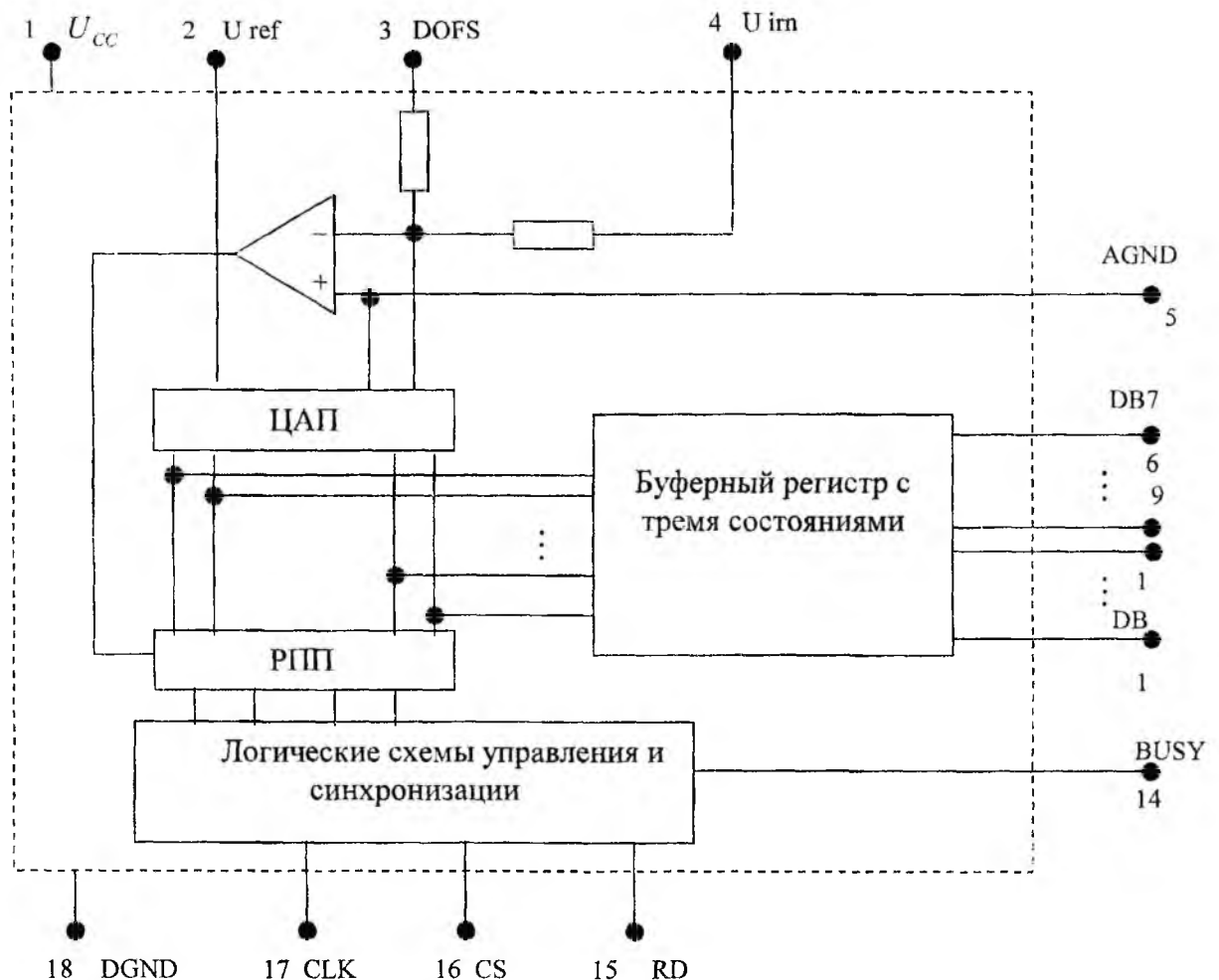


Рис. 4

Нумерация и назначение выводов микросхемы следующие:

1 – напряжение питания +5В (U_{cc});

- 2 – напряжение смещения -10В (U_{ref});
- 3 – управление смещением характеристики (DOFS);
- 4 – аналоговый вход (U_{in});
- 5 – общий (аналоговая земля) (AGND);
- 6 – цифровой выход 8 (старший разряд);
- 7-12 – цифровые выходы разрядов 7-2, соответственно;
- 13 – цифровой выход (младший разряд);
- 14 – выход состояния (вход сигнала готовности АЦП-BUSY);
- 15 – вход сигнала управления чтением из АЦП (RD);
- 16 – вход сигнала адресации (CS);
- 17 – вход тактирования (выход тактового генератора CLK);
- 18 – цифровая земля (DDNG).

Основные электрические параметры ИС АЦП КР572ПВ3 представлены в табл. 1.

Таблица 1

Число разрядов	8
Напряжение источника питания U_{cc} , В	+5
Опорное напряжение U_{REF} , В	-10
Выходное напряжение низкого уровня U_{OL} , В	$\leq 0,4$
Выходное напряжение высокого уровня U_{OH} , В	≥ 4
Ток потребления, мА	≤ 5
Потребляемая мощность, мВт	≤ 25
Время преобразования, мкс	$\leq 7,5$
Частота тактового генератора, задаваемая внешними элементами, кГц	500
Абсолютная погрешность преобразования, МЗР	± 3

Значение входного сопротивления ИС по аналоговому входу U_{in} (вывод 4) находится в пределах $3 \div 6$ кОм.

Помимо времени преобразования ИС характеризуется и другими динамическими показателями: временем установки АЦП в начальное состояние (2 мкс), временем задержки считывания данных (120 нс), временем задержки сброса данных (80 нс).

Алгоритм преобразования АЦП реализуется с помощью регистра последовательных приближений (РПП), который включает в себя сдвигающий регистр и регистр памяти на RS-триггере. В РПП выполняется операция поразрядного сдвига логической единицы в направлении от старших разрядов к младшим, хранение результатов преобразования и поразрядной записи состояний компаратора напряжений (КН) при сравнении входного аналогового напряжения АЦП и напряжения на выходе ЦАП.

Логические схемы управления и синхронизации регламентируют весь процесс преобразования и согласования АЦП с внешними устройствами. С их помощью при появлении внешних сигналов RD и CS формируются сигналы внутреннего управления: сброс, начало преобразования, управление буферным регистром и выходным сигналом BUSY.

При подаче на входы CS и RD АЦП логической единицы выходы микросхемы будут находиться в высокоимпедансном состоянии. Это состояние будет продолжаться до тех пор, пока не произойдет отрицательный перепад уровня сигнала на этих входах. С этого момента АЦП начинает преобразовывать данные, причем сигнал на управляющих входах должен удерживаться низким в течение всего времени преобразования. Далее происходит обращение к порту, который присвоен устройству, и в компьютер поступает преобразованный байт данных, находящийся к этому времени на выходах АЦП. После считывания данных сигнал управления переводится из низкого уровня в высокий, и АЦП переходит в Z-состояние. По сигналу сброса АЦП устанавливается в исходное состояние, при котором в РПП записан код 10...00. По сигналу начала преобразования запускается внутренний генератор тактовых импульсов (ГТИ), обслуживающий процесс преобразования и обмена данными. Внутренний ГТИ построен так, что по сигналу запуска первый же отрицательный переход тактового импульса устанавливает старший разряд в соответствующее состояние, после чего начинается обра-

ботка информации во втором разряде. Рабочая тактовая частота генератора 500 кГц задается внешними RC-элементами.

При временном совпадении сигналов RD, CS и BUSY формируется сигнал управления регистром с логикой на три состояния. Помехозащищенность АЦП повышена за счет применения стробирующего компаратора напряжений.

В процессе эксплуатации АЦП необходимо соблюдать установленный порядок подачи электрических напряжений. Первым подключается потенциал «земли», далее подается потенциал источника питания +5 В, затем подается потенциал -10 В, являющийся опорным для АЦП.

К персональному компьютеру типа IBM PC устройства сопряжения (УС) могут быть подключены тремя путями, соответствующим трем типам стандартных внешних интерфейсов, средства которых входят в стандартную конфигурацию компьютера:

- через системную магистраль (шину, канал) ISA;
- через параллельный интерфейс Centronics;
- через последовательный интерфейс RS-232C.

Каждый из указанных методов имеет свои преимущества и недостатки. В табл. 2 приведено сравнение этих методов подключения по восьми параметрам, которые необходимо учитывать при выборе одного из них. Из табл. 2 видно, что выбор системной магистрали обеспечивает наибольшую скорость обмена. Данные передаются байтами (по 8 бит) или словами (по 16 бит). Внешний источник питания не нужен, дополнительный конструктив также отсутствует. Учитывая эти обстоятельства, а также то, что интерфейс ISA имеет гибкую систему команд, для подключения устройства сопряжения выбрана системная магистраль ISA.

Таблица 2

	Системная магистраль ISA	Интерфейс Centronics	Интерфейс RS232C
Скорость обмена	Высокая (≥ 5 Мбайт/с)	Средняя (до 100 Кбайт/с)	Низкая
Длина и тип линии связи с компьютером	Встроенные УС (линия связи отсутствует)	До 2 м, многопроводный кабель	До 15 м, одиночный провод
Допустимая сложность УС	От малой до средней	Любая	Любая
Сложность узлов сопряжения с интерфейсом	От малой до средней	От малой до средней	От средней до высокой
Дополнительный конструктив	Не нужен	Нужен	Нужен
Внешний источник питания	Не нужен	Нужен	Нужен
Формат и разрядность данных	Параллельный, 8 или 16 разрядов	Параллельный, 8 разрядов	Последовательный
Количество УС, подключаемых к компьютеру	До 6	1	1

Разработанный интерфейсный адаптер решает задачу сопряжения устройства предварительной обработки ЭХЛ-сигнала оптохемотронного сенсора с персональным компьютером через выбранный интерфейс-магистраль ISA. При этом обеспечивается информационная и электрическая совместимость. Информационная совместимость предполагает точное выполнение протоколов обмена и правильное использование сигналов магистрали. Это значит, что осуществляется прием и выдача данных, т.е. осуществляется двунаправленный обмен данными с компьютером и с соответствующими линиями связи. Также обеспечивается возможность программного управления скоростью обмена данными, программное регулирование длительности управляющих импульсов и управление работой аналого-цифрового преобразователя. Электрическая совместимость подразумевает согласование уровней входных, выходных и питающих напряжений и токов.

Разработанная автоматизированная система обработки аналитической оптической информации оптохемотронного сенсора, сопряженного с ЭВМ, апробирована при проведении экспериментальных исследований. Продемонстрирована возможность ЭХЛ-определения оксалата $C_2O_4^{2-}$ в водной пробе

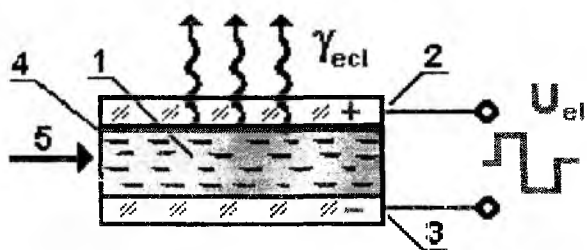


Рис. 5

с помощью реагента 2,2'-бипиридила рутения, что существенно для биомедицинской диагностики [5,6]. На рис. 5 представлена конструкция оптохемотронного сенсора (1 – активная среда - жидкая проба; 2 – оптически прозрачный рабочий, 3 – вспомогательный электроды; 4 – слой люминофора-реагента; 5 – ввод пробы. U_{el} – входное напряжение, γ_{ecl} – кванты ЭХЛ - аналитический сигнал).

Повышенные в сравнении с нормой концен-

трации $C_2O_4^{2-}$, входящие в состав двухосновной щавелевой кислоты $H_2C_2O_4$, возникают в биожидкостях (кровь, моча) при целом ряде патологий - заболеваниях кишечника, почек, авитаминозе, гипероксалурии и др. Избыточное концентрирование щавелевой кислоты в моче является ключевым фактором в формировании камней в почках (это вызвано осаждением щавелево-кислого кальция CaC_2O_4) и развитии такого урологического заболевания, как мочекаменная болезнь. При ее лечении используют диету с пониженным содержанием $C_2O_4^{2-}$, что требует, помимо прочего, количественного определения оксалата в пищевых продуктах.

В настоящее время диагностика болезни осуществляется только по факту ее осложнения, а именно – по наличию камня в мочевых путях, выявляемому с помощью рентгенологического или ультразвукового исследования, или при непосредственном выделении камня (через мочевые пути, при хирургическом удалении). Наиболее информативное и безопасное исследование для обнаружения камней почек и мочевого пузыря – ультразвук. При этом исследовании можно увидеть любые конкременты размером больше 2÷3 мм. Если камень опустился в мочеточник, то обнаружить его можно только при рентгене живота, после введения в вену специального контрастного вещества. Оксалаты и фосфаты хорошо видны на рентгенограммах, ураты не всегда выявляются на обзорных снимках, так как плохо задерживают рентгеновские лучи. Конкременты также диагностируют и по анализу мочи.

Исходя из изложенного, очевидна необходимость и актуальность разработки надежных, эффективных, неинвазивных и экономичных тестов на содержание собственно оксалата в биожидкостях как средство ранней диагностики мочекаменной болезни и других патологий. При их разработке необходимо учитывать достаточно малый уровень содержания этих дианионов в крови и моче в норме: $1,7 \div 3,9 \cdot 10^{-5}$ моль/л – в крови и $1,6 \div 5,5 \cdot 10^{-4}$ моль/л – в моче [7]. Это накладывает серьезные ограничения на использование известных методов определения оксалата, таких, как волнометрия, вольтамперометрия, радионуклидный. Анализ показывает, что данные методы имеют недостаточно низкие пределы обнаружения и требуют предварительного выделения $C_2O_4^{2-}$ из биопробы, это усложняет анализ.

Разработанная методика ЭХЛ-определения дианионов оксалата, присутствующих в норме и патологии в биожидкостях (кровь, моча), реализуемая с помощью рассмотренной автоматизированной системы обработки медико-биологической информации, получаемой оптохемотронным сенсором, позволяет достичь весьма низких пределов обнаружения (< 1 мкмоль/л), проводить экспресс-анализ образцов при достаточно малой его стоимости, что выгодно отличает данную разработку от известных.

Программное обеспечение, которое входит в состав автоматизированной системы, используя пакет Mathcad 2000 Professional, позволяет осуществлять не только запись и хранение данных, но и проводить их статистическую обработку:

- рассчитывает среднее арифметическое результатов параллельных измерений;
- проводит оценку среднеквадратичного стандартного отклонения результата единичного измерения;
- проводит проверку однородности оценок дисперсий по всему массиву экспериментальных данных, оставшихся после исключения аномальных результатов измерений (по всем градуировочным растворам);
- по полученным коэффициентам находит расчетные значения для аналитического сигнала (отклика) для соответствующих значений;

- находит дисперсию между экспериментальными значениями и вычисленными по уравнению регрессии;
- находит дисперсию «разброса средних значений»;
- рассчитывает дисперсию «разброса внутри параллельных определений»;
- проверяет гипотезу линейности градуировочного графика по критерию Фишера;
- рассчитывает погрешность построения градуировочного графика или погрешность аппроксимации в зависимости от расчетного значения аналитического сигнала.

На рисунке 6 приведен градуировочный график (концентрационная анодная люменогамма) ЭХЛ-определения $C_2O_4^{2-}$ в водном растворе с ацетатным буфером CH_3COOH/CH_3COO^- pH=6 с ЭХЛ-реагентом $Ru(bpy)_3^{2+}$ в ячейке (см. рис. 2). Регистрация ЭХЛ при потенциале рабочего электрода (Pt Ø2 мм) +1,0 В отн. насыщенного каломельного электрода. Фототок i_{ec1} в пКА, c_a – моль/л, относительное стандартно отклонение $s=3,6$.

Данный градуировочный график можно использовать при определении оксалата в реальных пробах с использованием разработанной автоматизированной системы регистрации медико-биологической информации на базе малогабаритного оптохемотронного сенсора.

Результаты проведенных разработок и модельных исследований дают возможность рассчитывать на достаточно широкое использование метода ЭХЛ-анализа при проведении исследовательских и клинических работ, связанных с определением качественного и количественного состава биологических жидкостей, включая диагностику онкологических и воспалительных патологий.

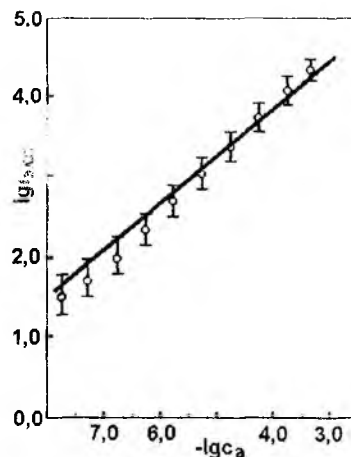


Рис. 6

Список литературы: 1. Рожницкий Н. Н. Электрохемилюминесцентный анализ растворов // Журн. аналит. химии. 1992. Т. 47, вып. 10-11. С. 1765-1793. 2. Рожницкий Н. Н., Бых А. И., Красноголовец М. А. Электрохимическая люминесценция. Харьков: ХТУРЭ, 2000. 320 с. 3. Рожницкий Н. Н., Кукоба А. В., Белаиш Е. М., Бых А. И. Аппаратура «ЭЛАН-2» для гомогенного и гетерогенного ЭХЛ-анализа // Журн. аналит. химии. 1994. Т. 49, №9. С. 1029-1031. 4. Белаиш Е. М., Кукоба А. В., Рожницкий Н. Н. Аппаратура электрохемилюминесцентного анализа «ЭЛАН-2м» // Междунар. конф. «Теория и техника передачи, приёма и обработки информации». Сб. науч. трудов. – Харьков. 1995. С. 205. 5. Белаиш Е. М., Хрусталева К. Л., Рожницкий Н. Н. Электрохимическая люминесценция (ЭХЛ) в биомедицинских аналитических исследованиях / Электроника и связь. 2000. № 8, Т. 1. С. 168-172. 6. Хрусталева К. Л., Хоменко В. Ю., Хомик В. И. Оптохемотронный сенсор на основе структуры Ленгмюра-Блоджетт для определения оксалата в биожидкостях // Радиоэлектроника и молодежь в XXI в. -5-й междунар. молодежн. форум. Сб. науч. трудов. – Харьков. 2001. С.214-216. 7. Hodgkinson A. Oxalic Acid in Biology and Medicine. N. Y.: Academic Press. P. 173-174.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 08.10.2001

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Лагутин М.Ф.</i> Научные исследования и обучение на профилирующей кафедре, пути и возможности реформирования радиотехнического образования	5
<i>Шокало В.М., Омаров М.А., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А., Грецких Д.В.</i> Экспериментальные исследования масштабной модели системы беспроводной передачи энергии микроволновым лучом с максимальным КПД	17
<i>Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Посохов А.С.</i> Структурная модель антенны с нелинейными элементами	22
<i>Усина А.В., Анохина О.Д.</i> Случайные погрешности восстановления АФР по измерениям амплитудного распределения поля антенн	35
<i>Гладкоскок И.Д., Назаренко В.А.</i> Поле сфокусированной в зону Френеля линейной антенной решетки со случайными ошибками возбуждения и местоположения элементов	39
<i>Майстренко Г.В., Рыбалко А.М.</i> Статистический анализ отношения сигнал-шум адаптивной антенной решетки	47
<i>Должиков В.В.</i> О чувствительности решения задач статистического синтеза антенн	50
<i>Токарский П.Л.</i> Применение волновых матриц для анализа шумов диссипативных антенных решеток	56
<i>Сакало С.Н., Сакало Ю.Н.</i> Опыт разработки твердотельных малощумящих усилителей СВЧ для радиолокационных станций	59
<i>Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л.</i> Некоторые результаты многолетних радиолокационных наблюдений метеоров в Лаборатории Радиотехники ХНУРЭ	62
<i>Антипов И. Е., Байдак В.М., Бондарь Б.Г., Горбач В.И., Кащеев Б.Л., Нестеренко Г.В., Семёнов С.Ф.</i> История и перспективы развития метеорной радиосвязи	74
<i>Олейников А.Н., Олейников В.Н.</i> Минимизация аппаратурных погрешностей определения высоты метеорной РЛС	80
<i>Кащеев Б.Л., Дудник Б.С., Коваль Ю.А., Нестеренко Г.В., Ткачук А.А., Семенов С.Ф., Леман Ю.А., Татарец Л.П., Бавыкина В.В., Моисеев В.П., Кундюков С.Г., Байдак В.М., Гарбузов Ю.В.</i> Радиометеорный метод сравнения эталонов времени и частоты	85
<i>Бавыкина В.В., Клейман А.С., Коваль Ю.А., Соловьев В. С., Ткачук А.А., Грамбовецкий С.В.</i> Исследование погрешности синхронизации мер времени и частоты с применением спутниковой, радионавигационной системы GPS	95
<i>Карташов В.М.</i> Анализ состояния и тенденций развития систем радиоакустического зондирования атмосферы	106
<i>Панченко А.Ю.</i> Инвариантный подход к составлению уравнений акустики неоднородной движущейся среды	111
<i>Кравченко Н.И., Ленчук Д.В.</i> Погрешности цифрового измерителя частоты метеосигнала, полученные методом математического моделирования	116
<i>Величко А.Ф., Величко Д.А., Шокало В.М.</i> Пространственно-временная фильтрация в прецизионных радиотехнических системах технической диагностики	126
<i>Олейников А.Н., Коваль В.П.</i> Аппаратно-программный комплекс "ОРТ" для обнаружения и локализации закладных устройств	135
<i>Воргуль А.В.</i> Использование компьютера в радиоинженерной практике: моделирование или реальный эксперимент?	141
<i>Гарбузов Ю.В.</i> Вычисление быстрого преобразования Фурье комплексной огибающей модулированного сигнала по выборкам физического сигнала с равномерным интервалом дискретизации	149
<i>Сундучков К.С., Макаров А.А., Сундучков И.К.</i> Международной конференции CriMiCo - 11 лет	152
<i>Пащенко А.Г.</i> Влияние энергетических и геометрических параметров квантово-ограниченных слоёв на энергетические состояния частиц и квазичастиц	162
<i>Стрелков А.И., Стадник А.М., Коротков В.В.</i> Особенности работы некогерентного акустооптического спектроанализатора при конечном времени регистрации	169

<i>Грицунов А.В.</i> К выводу уравнения возбуждения периодической заедляющей системы для метода комплексных амплитуд	169
<i>Лесная Н.С., Репка В.Б., Шатовская Т.Б.</i> Построение составного нейросетевого классификатора для выбора эффективного метода оценивания параметров моделей в классе методов смещенного и робастного оценивания	179
<i>Тюрин С.В., Быков М.М., Романюк В.А., Шурыгин С.В.</i> Определение параметров возмущенной среды лидарными средствами	183
<i>Минервин Н.Н., Кузнецов А.Л.</i> Оптимальный алгоритм измерения несущей частоты пачки радиопульсов с учетом флуктуаций их начальных фаз и аддитивных шумовых колебаний	188
<i>Шмалый Ю.С.</i> Вероятностные оценки ошибок пассивного следящего фильтра	195
<i>Гомозов В.И., Гомозов А.В., Титов С.В.</i> Пространственно-фазово-частотная фокусировка сигналов в плоских ФАР при V-образной дискретизации частот	201
<i>Онуфриенко В.М., Левыкин В.Н.</i> Поле излучающей системы элементарных фрактальных множеств	208
<i>Спицын А.И.</i> Проникновение нормальной к поверхности вихревой составляющей электрического поля в металлы при скин-эффекте	212
<i>Александрова А.А., Александров Ю.Н.</i> Функция Грина и ее различные магнитогидродинамические представления	220
<i>Хрусталеv К. Л., Рожницкий Н. Н., Жук Н.И.</i> Автоматизированная система обработки аналитической оптической информации оптохемотронных сенсоров	227

CONTENTS

<i>Lagutin M.F.</i> Scientific investigations and training at the engineering department, the ways and possibilities of reforming the radio engineers	5
<i>Shokalo V.M., Konovaltsev A.A., Omarov M.A., Luchaninov Yu.A., Gretskih D.V.</i> Experimental examinations of the scale model of wireless power transmission with a microwave beam with the highest efficiency	17
<i>Shifrin Y.S., Luchaninov A.I., Posokhov A.S.</i> Structural model of the antenna with non-linear elements	22
<i>Usina A.V., Anohina O.L.</i> Random errors of the restored amplitude and phase distribution by the antenna field amplitude distribution measurements	35
<i>Gladkoskok I.D., Nazarenko V.A.</i> Field of the linear antenna array with random errors in elements excitation and location focused in Fresnel zone	39
<i>Maystrenko G.V., Rybalko A.M.</i> Statistical analysis of signal-to-noise ratio by an adaptive antenna array	47
<i>Dolzhikov V.V.</i> On sensitivity of the antennas statistical synthesis problem solution	50
<i>Tokarsky P.L.</i> Implementation of a wave matrix technique for noise analysis of lossy antenna arrays	56
<i>Sakalo S.N., Sakalo Yu.N.</i> Experience of developing solid-state low-noise UHF amplifiers for radar stations	59
<i>Voloshchuk Yu.I., Kashcheyev B.L.</i> Some results of long-term radar observations of meteors in the Laboratory of Radioengineering of KhNURE	62
<i>Antipov I.E., Baydak V.M., Bondar' B.G., Gorbach V.I., Kashcheev B.L., Nesterenko G.V., Semenov S.F.</i> History and perspectives of meteor-burst communication development	74
<i>Oleynikov A.N., Oleynikov V.N.</i> Instrumental error minimization in meteor radar height estimation	80
<i>Kashcheyev B.L., Koval Yu.A., Nesterenko G.V., Tkachjuk A.A., Semenov S.F., Leman Yu.A., Bavykina V.V., Moisejev V.P., Kundjukov S.G., Bayudak V.M., Garbuzov Yu.V.</i> Radiometeor Metod for Time and Frequency Standards Comparison	85
<i>Bavykina V.V., Kleyman A.S., Koval Ju.A., Solovyov V.S., Tkachuk A.A., Trambovetskiy S.V.</i> Research on errors synchronization of time and frequency standards using the radionavigation satellite GPS system	95
<i>Kartashov V.M.</i> Analysis of the state and tendencies of atmosphere radio acoustic sounding systems development	106
<i>Panchenko A.Yu.</i> Invariant approach for acoustics equation formation of heterogeneous moving medium	111
<i>Kravchenko M.I., Lenchuck D.V.</i> The errors of meteorological signal frequency digital meter, obtained with the mathematical simulation method	116
<i>Velichko A. F., Velichko D. A., Shokalo V.M.</i> Spatially-temporal filtration in the precise radio engineering systems of technical diagnostic	126
<i>Oleynikov A.N., Koval V.P.</i> Hardware-software complex "ORT" for revealing mortgage devices	135
<i>Vorgul A.V.</i> Application of the computer to radio engineering practice: modeling or real experiment?	141
<i>Grinchenko L.V., Milutchenko I.A., Chumakov V.I.</i> Initial values of circuit response connection with operator function coefficients under arbitrary effect	145
<i>Garbouzov J.V.</i> Calculation of fast Fourier transform of complex bending around of the modulated signal on samples of a physical signal with a uniform interval digitization	149
<i>Sunduchkov K.S., Makarov A.A., Sunduchkov I.K.</i> 11 years of International Conference CriMiCo	152
<i>Pashchenko A.G.</i> Influence of quantum-well layers power and geometrical parameters on the particles and quasi-particles power states in	162
<i>Strelkov A.I., Stadnik A.M., Korotkov V.V.</i> Peculiarities of non-coherent acousto-optical spectra analyzer performance at limited registration time	169
<i>Gritsunov A.V.</i> To the derivation of a periodic slow-wave line excitation equation for the complex amplitudes method	169
<i>Lesnaya N.S., Repka V.B., Shatovskaya T.B.</i> Construction of the composite neuralnet classifier for choosing an efficient method of models parameters estimation in the class of ridge and robustic estimation methods	179

<i>Tyurin S.V., Bykov M.M., Romanyuk V.A., Shurygin S.V.</i> The parameters determination of the disturbed environment with the lidar means	183
<i>Minervin N.N., Kuznetsov A.I.</i> Optimum algorithm for radio pulses packet carrying frequency measurement with regard for their initial pulses and additive noise	188
<i>Shmaliy Yu.S.</i> Probability estimates of the passive tracking filter errors	195
<i>Gomozov V.I., Gomozov A.V., Titov S.V.</i> Spatial, phase and frequency focusing of the signals in the plane phase antenna's array (PAA) with V-shape discretion of the frequencies	201
<i>Onufriyenko V.M., Lewykin V.N.</i> The field of radiating system of elementary fractal sets	208
<i>Spitsyn A.I.</i> Penetration of vortical normal to surface components of electrical field under skin-effect in fo metals.	212
<i>Aleksandrova A.A., Aleksandrov Y.N.</i> The Green function and its various magnetohydrodynamic representation	220
<i>Khrustalev K.L., Rozhitskii N.N., Zhuk N.I.</i> Automated system of handling of the analytical optical information of optochemotronics sensors	227
	227

УДК [536.421+621.37](378.1)

Научные исследования и обучение на профилирующей кафедре, пути и возможности реформирования радиотехнического образования / М.Ф. Лагутин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 5-16.

В ретроспективном плане рассматривается та часть научных исследований и обучения на профилирующей кафедре радиоэлектронных устройств, которые трактуются с синергетических позиций. Обосновываются возможность и необходимость начать реформирование радиотехнического образования на основе новой парадигмы и ноосферного мировидения.

Ил: 6. Библиогр.: 45 назв.

УДК [536.421+621.37](378.1)

Наукові дослідження та навчання на профілюючій кафедрі, шляхи та можливості реформування радіотехнічної освіти / М.Ф. Лагутін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 5-16.

В ретроспективному плані розглядається та частина наукових досліджень та навчання на профілюючій кафедрі радіоелектронних пристроїв, які трактуються з синергетичних позицій. Обґрунтовується можливість та необхідність почати реформування радіотехнічної освіти на основі нової парадигми та ноосферного бачення світу.

Ил: 6. Бібліогр.: 45 назв.

UDC [536.421+621.37](378.1)

Scientific investigations and training at the engineering department, the ways and possibilities of reforming the radio engineers education / M.F. Lagutin // Radiotekhnika: All-Ukr.Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 5-16.

The part of scientific investigations and training at the engineering department of radio electronic devices, interpreted in terms of sinergetics, is considered from the retrospective standpoint. The possibility and necessity to start reforms in the radio engineering education, based on a new paradigm and vision of the world, are substantiated.

6 fig. Ref.:45 items

УДК 621.396.94

Экспериментальные исследования масштабной модели системы беспроводной передачи энергии микроволновым лучом с максимальным КПД / В.М. Шокало, М.А. Омаров, А.А. Коновальцев, Ю.А. Лучанинов, Д.В. Грецких // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.122. С. 17-21.

Представлены возможные сценарии проведения демонстрационных экспериментов по беспроводной передаче энергии и изложены результаты наземных испытаний масштабной модели космической энергосистемы.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.94

Експериментальні дослідження масштабної моделі системи безпроводної передачі енергії мікрохвильовим променем з максимальним ККД / В.М. Шокало, А.А. Коновальцев, М.А. Омаров, Ю.А. Лучанінов, Д.В. Грещьких // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип.122. С.17-21

Представлені можливі сценарії проведення демонстраційних експериментів по безпроводній передачі енергії та викладені результати наземних випробувань масштабної моделі космічної енергосистеми.

Табл. 1. Ил. 5. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.396.94

Experimental examinations of the scale model of wireless power transmission with a microwave beam with the highest efficiency / V.M. Shokalo, A.A. Konovaltsev, M.A. Omarov, Yu.A. Luchaninov, D.V. Gretskih // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 122. P. 17-21

Possible scenarios of the demonstration experiments performance on wireless power transmission are presented and the results of the scaled space power system model terrestrial testing are set forth.

Tabl. 1. Fig. 5. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.67

Структурная модель антенны с нелинейными элементами / Я.С. Шифрин, А.И. Лучанинов, А.С. Посохов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 22-34.

Предложена структурная модель антенны с нелинейными элементами, базирующаяся на аналитическом решении уравнений состояния с использованием матричных рядов Вольтерра. Рассмотрены свойства этой модели и приведены соотношения для расчета внешних параметров приемных антенн с нелинейными элементами.

Ил. 1. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.396.67

Структурна модель антени з нелінійними елементами / Я.С. Шифрін, А.І. Лучанінов, А.С. Посохов // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2001. Вип. 122. С. 22-34.

Запропоновано структурну модель антен з нелінійними елементами, яка базується на аналітичному розв'язанні рівнянь стану з використанням матричних рядів Вольтерра. Розглянуто властивості цієї моделі та наведені співвідношення для розрахунку зовнішніх параметрів приймальних антен з нелінійними елементами.

Іл. 1. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.396.67

Structural model of the antenna with non-linear elements / Y. S. Shifrin, A. I. Luchaninov, A. S. Posokhov // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2001. N 122. P. 22-34.

The structural model of the antenna with nonlinear elements based on the analytical solution of the state equations using matrix Volterra series is offered. The properties of this model are considered and relations for calculating the external parameters of receiving antennas with nonlinear elements are considered.

1 fig. Ref. 9 items.

УДК 621.396.671

Случайные погрешности восстановления АФР по измерениям амплитудного распределения поля антенн / А.В. Усина, О.Д. Анохина // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2001. Вып. 122. С. 35-38.

Получены аналитические выражения для статистической оценки точности восстановления АФР в раскрыве антенн по измерениям амплитудного распределения возбуждаемого антенной поля. Рассматривается случай измерения амплитуды поля в дальней зоне при наличии мультипликативных и аддитивных ошибок измерений.

Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396.671

Випадкові похибки відновлення АФР за вимірами амплітудного розподілу поля антен / Г.В. Усина, О.Д. Анохіна // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2001. Вип. 122.- С. 35-38.

Отримані аналітичні вирази для статистичної оцінки точності відновлення АФР в розкритті антен за вимірами амплітудного розподілу поля, яке збуджується антеною. Розглядається випадок вимірів амплітуди поля в дальній зоні за наявності мультиплікативних та адитивних помилок вимірів.

Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396.671

Random errors of the restored amplitude and phase distribution by the antenna field amplitude distribution measurements / A.V. Usina, O.D. Anohina // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2001. N 122. P. 35-38

Analytic expressions for the statistic estimation of the accuracy of the restored amplitude and phase distribution at the antenna aperture by measurements of the field amplitude distribution excited by the antenna were derived. The case of field amplitude measurements in the far zone when the multiplicative and additive errors of the measurements is considered.

Ref.: 7 items.

УДК 621.396.67.01

Поле сфокусированной в зону Френеля линейной антенной решетки со случайными ошибками возбуждения и местоположения элементов / И.Д.Гладкоскок, В.А.Назаренко // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2001. Вып. 122. С. 39-46

Получены выражения для определения статистических характеристик поля сфокусированной в зоне Френеля линейной антенной решетки при наличии случайных фазовых ошибок в возбуждении и случайных ошибок местоположения элементов. Приведены графики, иллюстрирующие зависимость указанных характеристик от положения точки фокусировки, дисперсии ошибок возбуждения и местоположения излучателей.

Ил. 6. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.67.01

Поле сфокусованої в зону Френеля лінійної антенної решітки з випадковими помилками збудження та місцем знаходження елементів / І.Д.Гладкоскок, В.А.Назаренко // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2001. Вип. 122. С.39-46.

Одержані вирази для визначення статистичних характеристик поля сфокусованої в зоні Френеля лінійної антенної решітки при наявності випадкових фазових помилок у збудженні та випадкових помилок місця знаходження елементів. Наведені графіки, які ілюструють залежність вказаних характеристик від положення точки фокусування, дисперсії помилок збудження і місця знаходження випромінювачів.

Іл. 6. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.67.01

Field of the linear antenna array with random errors in elements excitation and location focused in Fresnel zone / I.D.Gladkoskok, V.A.Nazarenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P.39-46.

The expressions are obtained for estimating statistic field performances of the linear antenna array having the random phase errors in excitation and location of the elements focused in Fresnel zone. The graphs showing the indicated performances versus the position of the focusing point, of the excitation errors variance and the radiators location are given.

6 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.6.677.49

Статистический анализ отношения сигнал-шум адаптивной антенной решетки / Г.В.Майстренко, А.М.Рыбалко // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2001. Вип. 122. С. 47-49.

Проведено исследование влияния ошибок вектора весовых коэффициентов на максимум отношения сигнал-шум (ОСШ). Показано, что вследствие наличия ошибок максимум ОСШ уменьшается, кроме того, в ОСШ появляется аддитивная шумовая компонента, для которой приведены верхняя и нижняя оценки.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.6.677.49

Статистичний аналіз відношення сигнал-шум адаптивної антенної ґратки / Г.В.Майстренко, О.М.Рибалко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 47-49.

Проведено дослідження впливу помилок вектора вагомих коефіцієнтів на максимум відношення сигнал-шум (ВСШ). Показано, що внаслідок наявності помилок максимум ВСШ зменшується, окрім того, у ВСШ з'являється адитивна шумова компонента, для якої приведені верхня та нижня оцінки.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.6.677.49

Statistical analysis of signal-to-noise ratio by an adaptive antenna array / G.V.Maystrenko, A.M. Rybalko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 47-49.

The action of weight factors errors on the signal-to-noise ratio (SNR) maximum is studied. It is shown, that the SNR maximum decreases owing to the presence of errors, moreover, an additive noise component appears in SNR, the upper and lower estimates are given for it.

Ref.: 3 items.

УДК 621.396.67.01

О чувствительности решения задач статистического синтеза антенн / В.В. Должиков // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2001. Вип. 122. С. 50-55.

Исследована чувствительность решения задачи статистического синтеза линейной антенны по заданной ДН к отклонению статистических параметров флуктуаций амплитудно-фазового распределения от значений, использованных в качестве исходных данных. Чувствительность определена как разность между средним значением квадратичного отклонения реально воспроизводимой ДН от заданной и его минимальным значением. Показано, что степень этой чувствительности можно оценить с помощью двух коэффициентов – коэффициента чувствительности по дисперсии и коэффициента чувствительности по радиусу корреляции, которые могут существенно различаться по величине в зависимости от значений соответствующих статистических параметров, задаваемых на этапе формулировки задачи.

Ил. 1. Библиогр. 6 назв.

УДК 621.396.67.01

Про чутливість розв'язання задач статистичного синтезу антен / В.В.Должиков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 50-55.

Досліджена чутливість розв'язання задач статистичного синтезу лінійної антени за заданою ДС до відхилення статистичних параметрів флуктуацій амплітудно-фазового розподілу від значень, використаних як вихідні дані. Чутливість визначена як різниця між середнім значенням квадратичного відхилення реально відтвореної ДС від заданої та його мінімальним значенням. Показано, що ступінь цієї чутливості можна оцінити за допомогою двох коефіцієнтів – коефіцієнта чутливості по дисперсії і коефіцієнта чутливості по радіусу кореляції, які можуть суттєво відрізнятися величиною в залежності від значень існуючих статистичних параметрів, що задаються на етапі формулювання задачі.

Л. 1. Бібліогр. 6 найменувань.

UDC 621.396.67.01

On sensitivity of the antennas statistical synthesis problem solution / V.V. Dolzhikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Indep. Mag. 2001. N 122. P. 50-55.

The sensitivity of the problem solution of the linear antenna statistical synthesis with the prescribed pattern to the deviation of the amplitude-phase distribution fluctuations statistical parameters values from the values used as input data is investigated. The sensitivity is defined as a difference between of the average value square-law deviation really reproduced by the antenna pattern from its prescribed and minimum value. It is shown that the level of the sensitivity can be estimated with the help of two factors - sensitivity factor with respect to a variance and sensitivity factor with respect to a correlation radius. The magnitude of those factors can essentially differ as a function of values of appropriate statistical parameters assigned at the stage of the problem statement.

1 fig. Ref. 6 items.

УДК 621.396.677

Применение волновых матриц для анализа шумов диссипативных антенных решеток / П.Л. Токарский // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 56-58.

Предлагается матричный метод расчета шумовых характеристик произвольной фазированной антенной решетки (ФАР), позволяющий оценить вклад всех источников внутренних шумов (коррелированных и некоррелированных) при строгом учете взаимных связей между диссипативными излучателями. Метод базируется на матричной теории антенных решеток и теории шумящих многополосников СВЧ. Получены соотношения для расчета температуры внутренних шумов на выходе приемной ФАР. Приведены и обсуждены результаты численных расчетов шумовых параметров сканирующих пассивной и активной ФАР, полученные с использованием данного метода.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.677

Застосування хвильових матриць для аналізу шумів дисипативних антенних решіток / П.Л. Токарський // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 56-58.

Пропонується матричний метод розрахунку шумових характеристик довільної фазованої антенної решітки (ФАР), що дозволяє оцінити внесок усіх джерел внутрішніх шумів (корельованих та некорельованих) із суворим урахуванням взаємних зв'язків проміж дисипативними випромінювачами. Метод ґрунтується на матричній теорії антенних решіток і теорії шумових багатополосників НВЧ. Одержані вирази для розрахунку температури внутрішніх шумів на виході приймальної ФАР. Наведені та обговорені результати обчислень шумових параметрів скануючих пасивної та активної ФАР, що отримані із застосуванням даного методу.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

UDC 621.396.677

Implementation of a wave matrix technique for noise analysis of lossy antenna arrays / P.L.Tokarsky // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P.56-58.

A matrix technique is proposed for the analysis of the noise performances of an arbitrary phased antenna array allowing to estimate the contribution of all the sources of internal noises (that may be correlated and not correlated) under rigorous taking into account of the mutual coupling between lossy radiators. The technique is based on the matrix theory of antenna arrays and noisy microwave multiport circuit's theory. The relations for calculating the internal noise temperature on the receiving phased array output are obtained. The calculation results of noise parameters for passive and active phased antenna arrays are given and discussed.

1 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.396.67

Опыт разработки твердотельных малошумящих усилителей СВЧ для радиолокационных станций / С.Н. Сакало, Ю.Н. Сакало // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 59-61.

Представлен опыт разработки твердотельных малошумящих усилителей СВЧ, предназначенных для замены ламп бегущей волны в приемных трактах радиолокационных станций. Проведен анализ различных типов защитных устройств на входе усилителей, приведены параметры серийных устройств.

Илл. 2.

УДК 621.396.67

Досвід розробки твердотільних малошумлячих підсилювачів НВЧ для радіолокаційних станцій / С.М. Сакало, Ю.М. Сакало // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 59-61.

Наведено досвід розробки твердотільних малошумлячих підсилювачів НВЧ, які призначені для заміни ламп біжучої хвилі в приймальних трактах радіолокаційних станцій. Зроблено аналіз різних типів захисних пристроїв на вході підсилювачів, наведені параметри серійних пристроїв.

Ил. 2.

UDC 621.396.67

Experience of developing solid-state low-noise UHF amplifiers for radar stations / S.N. Sakalo, Yu.N. Sakalo // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 59-61.

Experience of developing solid-state low-noise UHF amplifiers designed to replace traveling-wave tubes in radar receiving channels is presented. Analysis of various types of protective devices at amplifiers inputs is carried out, parameters of production-run equipment is provided.

Fig. 2

УДК 523. 68

Некоторые результаты многолетних радиолокационных наблюдений метеоров в Лаборатории Радиотехники ХНУРЭ / Ю.И. Волошук, Б.Л. Кашеев // Радиотехника. 2001. Вып. 122. С.62-73

Приведены основные фундаментальные результаты, полученные по наблюдению слабых метеоров на метеорной автоматической радиолокационной системе ХНУРЭ. В частности, приведены оценки плотности потока метеорных тел с массами больше 10^{-6} г и распределений радиантов метеоров по небесной сфере. Из базы индивидуальных орбит метеоров (более 150 тыс. орбит) выделено 5160 метеорных потоков. Приведен анализ распределений радиантов и элементов орбит потоков и их астрономическая интерпретация. Приведены оценки вклада малых тел Солнечной системы в метеорный комплекс.

Табл. 1. Ил. 6. Библиогр.: 27 назв.

УДК 523. 68

Деякі результати багаторічних радіолокаційних спостережень метеорів в Лабораторії Радиотехніки ХНУРЕ / Ю.І. Волошук, Б.Л. Кашеев // Радіотехніка. 2001. Вип. 122. С. 62-73.

Наведено основні фундаментальні результати, що отримано за спостереженнями слабких метеорів на метеорній автоматичній системі ХНУРЕ. Зокрема наведено оцінки густини потоку метеорних тіл з масами більше 10^{-6} г та розподілу радіантів метеорів за небесною сферою. З бази індивідуальних орбіт метеорів (більше за 150 тис. орбіт) виділено 5160 метеорних потоків. Проведено аналіз розподілів радіантів і елементів орбіт потоків і їхня астрономічна інтерпретація. Наведено оцінки внеску малих тіл Сонячної системи до метеороного комплексу.

Табл. 1. Іл. 6. Бібліогр.: 27 назв.

UDC 523. 68

Some results of long-term radar observations of meteors in the Laboratory of Radioengineering of KhNURE / Yu.I. Voloshchuk, B.L. Kashcheyev // Radiotekhnika: All Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N122. P. 62-73.

The main fundamental results obtained on observations of weak meteors on the meteoric automatic radar system of KhNURE are presented. In particular, estimates of influx of meteoric bodies with masses more 10^{-6} g and distributions of the radiants on a celestial sphere are presented. From the base of meteors individual orbits (more than 150 thousand orbits) 5160 meteor showers are selected. Analysis of distributions of the radiants and the orbital elements of showers and their astronomical interpretation are presented. The estimates of the Solar system small bodies contribution in the meteoric complex are made.

1 tab. 6 fig. Ref.: 27 items.

УДК 621.371

История и перспективы развития метеорной радиосвязи / И. Е. Антипов, В. М. Байдак, Б. Г. Бондарь, В. И. Горбач, Б. Л. Кашеев, Г. В. Нестеренко, С. Ф. Семёнов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 74-79.

Описаны физические принципы метеорной связи, её достоинства и особенности, история развития в нашей стране и в мире. Основное внимание уделено этапам изучения и использования метеорной связи в Проблемной научно-исследовательской лаборатории радиотехники ХНУРЭ. Представлено несколько поколений аппаратуры метеорной связи, созданной сотрудниками ПНИЛ РТ, даны их технические характеристики. Рассмотрено современное состояние дел и очерчены направления, перспективные для дальнейших исследований в этой области.

Ил. 5. Библиогр.: 30 назв.

УДК 621.371

Історія і перспективи розвитку метеороного радіозв'язку / І. Є. Антіпов, В. М. Байдак, Б. Г. Бондар, В. І. Горбач, Б. Л. Кашеев, Г. В. Нестеренко, С. Ф. Семьонов // Радіотехніка: Всеукр. межвід.зб. 2001. Вип. 122. С. 74-79.

Описані фізичні принципи метеороного зв'язку, його переваги і особливості, історія розвитку в нашій країні і в світі. Основну увагу приділено етапам вивчення і використання метеороного зв'язку в Проблемній науково-дослідній лабораторії радіотехніки ХНУРЕ. Представлені декілька поколінь апаратури метеороного зв'язку, що створена співробітниками ПНДЛ РТ, надані їх технічні характеристики. Розглянуто сучасний стан справ і окреслені напрямки, що є переспективними для подальших досліджень в цій галузі.

Іл. 5. Бібліогр.: 30 назв.

UDC 621.371

History and perspectives of meteor-burst communication development / I. E. Antipov, V. M. Baydak, B. G. Bondar', V. I. Gorbach, B. L. Kashcheev, G. V. Nesterenko, S. F. Semenov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 74-79.

Physical principles of the meteor-burst communication, its advantages and singularities, history of development in our country and in the world are described. The main attention is given to the steps of research and use of meteor-burst communication in the Problem Research Laboratory of Radio Engineering in KNURE. Several generations of meteor-burst communication devices created by the scientists of PRL are given and their technical characteristics are presented. The present state of art is considered perspective directions of further research in this area are outlined.

5 fig. Ref.: 30 items.

УДК 621.396

Минимизация аппаратных погрешностей определения высоты метеорной РЛС

/ А.Н. Олейников, В.Н. Олейников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 80-84.

Рассмотрены вопросы минимизации аппаратных погрешностей определения высоты отражающей области метеорного следа за счет оптимального выбора размера баз многошкальной антенной системы. Приводятся оптимальные размеры двух-, трех-, четырех- и пяти-базовых симметричных систем. На примере автоматического угломера метеорной РЛС показаны другие пути уменьшения погрешностей измерения наклонной дальности и фазовых сдвигов сигналов, отраженных от метеорных следов, а именно: применение оперативной калибровки фазовых каналов, статистического накопления результатов измерения, термостабилизации фидерных систем и др.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396

Мінімізація апаратних погрешностей визначення висоти метеорної РЛС / А.М.Олейніков,

В.М. Олейніков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип.122. С. 80-84.

Розглянуті питання мінімізації апаратних погрешностей визначення висоти відображаючої області метеорного сліду за рахунок оптимального вибору розміру баз багатошкальної антенної системи. Приводяться оптимальні розміри дво-, три-, чотири- і п'яти-базових симетричних систем. На прикладі автоматичного кутоміру метеорної РЛС показані інші шляхи зменшення погрешностей вимірювання похилої дальності і фазових зсувів сигналів, відображених від метеорних слідів, а саме: застосування оперативного калібрування фазових каналів, статистичного накопичення результатів вимірювання, термостабілізації фідерних систем та інше.

Табл. 2. Іл. 1. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396

Instrumental error minimization in meteor radar height estimation / A.N. Oleynikov, V.N. Oleynikov

//Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. №122. P. 80-84.

The problems of instrumental error minimization, when estimating the height of the meteor trail reflections domain at the expense of optimal choice of multiscale antenna system base dimension, are considered. The optimum dimensions of two-, three-, four- and five-base symmetric system are given. Using a meteor radar automatic goniometer as an example other ways of decreasing the measurement error of the slant range and phase shift of the signals reflected from the meteor trails are shown, namely: application of phase channels operative calibration, statistical accumulation of measurement result through thermal stabilization of feeder system etc.

Tables 2. Fig. 1. Refs.: 5 items.

УДК 621.396.96

Радиометеорный метод сравнения эталонов времени и частоты /Б.Л. Кашеев, Б.С. Дудник,

Ю.А. Коваль, Г.В. Нестеренко, А.А. Ткачук, С.Ф. Семенов, Ю.А. Леман, Л.П. Татарец, В.В. Бавыкина, В.П. Моисеев, С.Г. Кундюков, В.М. Байдак, Ю.В. Гарбузов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 85-94.

Описываются основные результаты работ, выполненных в Харькове по разработке и применению радиометеорного метода сравнения эталонов времени и частоты. Анализируются источники погрешностей метода, пути их снижения и потенциал метода. Рассматриваются разработанные и внедренные образцы аппаратуры.

Табл. 1. Ил.3. Библиогр.: 30 назв.

УДК 621.396.96

Радіометеорний метод звіряння еталонів часу та частоти /Б.Л. Кашцев, Б.С. Дуднік, Ю.О. Коваль, Г.В. Нестеренко, О.О. Ткачук, С.Ф. Семенов, Ю.О. Леман, Л.П. Татарець, В.В. Бавикіна, В. П. Моїсєєв, С.Г. Кунджоков, В.М. Байдак, Ю.В. Гарбузов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 85-94.

Описуються основні результати робіт, виконаних у Харкові з розробки і застосування радіометеорного методу звіряння еталонів часу і частоти. Аналізуються джерела похибок методу, шляхи їх зниження і потенціал методу. Розглядаються розроблені і впроваджені зразки апаратури.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 30 назв.

UDC 621.396

Radiometeor Metod for Time and Frequency Standards Comparison / B.L.Kashcheyev, Yu.A.Koval, G.V. Nesterenko, A.A. Tkachjuk, S.F. Semenov, Yu.A. Leman, V.V.Bavukina, V.P. Moisejev, S.G.Kundjukov, V.M. Bayudak, Yu.V. Garbuzov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. №121. P. 85-94.

The main results of the work on radiometeor channel application for high-precise time and frequency standard comparison carried out in Kharkov are described. The errors sources, ways of their decrease and the method potential are analyzed. The developed and introduced samples of the equipment are considered.

Table 1. Fig. 3. Refs.: 30 items.

УДК 621.396.96

Исследование погрешности синхронизации мер времени и частоты с применением спутниковой радионавигационной системы GPS / В.В.Бавыкина, А.С. Клейман, Ю.А. Коваль, В. С. Соловьев, А.А. Ткачук, С.В. Трамбовецкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вип. 122. С. 95-105.

Проведен обзор основных методов синхронизации мер времени и частоты. Рассмотрены источники погрешностей при синхронизации с применением спутниковых радионавигационных систем. Разработаны методики измерения погрешностей синхронизации времени и частоты с применением приёмников сигналов системы GPS. Исследован ряд приёмников сигналов GPS и получены оценки погрешностей синхронизации. На основании полученных результатов сформулированы предложения по применению спутниковой радионавигационной системы GPS для синхронизации времени и частоты.

Табл. 4. Ил. 11. Библиогр.: 30 назв.

УДК 621.396.96

Дослідження похибок синхронізації мір часу та частоти з використанням супутникової радіонавігаційної системи GPS / В.В. Бавикіна, О. С. Клейман, Ю.О. Коваль, В. С. Соловйов, О.О. Ткачук, С.В. Трамбовецкий // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 95-105.

Проведено огляд основних засобів синхронізації мір часу та частоти. Розглянуті джерела похибок при синхронізації за допомогою супутникових радіонавігаційних систем. Розроблено методики виміру похибок синхронізації часу та частоти із застосуванням приймачів сигналів системи GPS. Досліджено ряд приймачів сигналів GPS та отримано оцінки похибок синхронізації. На підставі отриманих результатів сформульовано пропозиції щодо застосування супутникової радіонавігаційної системи GPS для синхронізації часу та частоти.

Табл. 4. Іл. 11. Бібліогр.: 30 назв.

UDC 621.396.96

Research on errors synchronization of time and frequency standards using the radionavigation satellite GPS system / V.V. Bavykina, A.S. Kleyman, Ju.A. Koval, V.S. Solovyov, A.A. Tkachuk, S.V. Trambovetskiy // Radiotekhnika: All-Urk. Sci. Interdep. Mag. 2001. №122. P. 95-105.

The review of basic time and frequency synchronization methods is performed. The sources of errors at synchronization with application of satellite radio navigational systems are considered. Techniques of measurement of time and frequency synchronization errors with the GPS system signals receiver are developed. Series of GPS signal receivers are investigated and the synchronization errors are obtained. Based on the obtained results the proposals of application of the satellite radio navigational GPS system for time and frequency synchronization are formulated.

4 tab. 11 fig. Ref.: 30 items.

УДК 551.508.85

Анализ состояния и тенденций развития систем радиоакустического зондирования атмосферы / В.М. Карташов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вип. 122. С. 106-110.

Проанализированы тенденции развития радиоакустических локаторов для измерения параметров атмосферы. Показано, что для повышения их эффективности необходимо глубокое теоретическое исследование вопросов аппаратурного характера, прежде всего, связанных с анализом зондирующих сигналов.

Библиогр.: 12 назв.

УДК 551.508.85

Аналіз стану і тенденцій розвитку систем радіоакустичного зондування атмосфери /
В.М. Карташов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 106-110.

Проаналізовані тенденції розвитку радіоакустичних локаторів для виміру параметрів атмосфери. Показано, що для підвищення їх ефективності необхідне глибоке теоретичне дослідження питань апаратного характеру, насамперед, пов'язаних з аналізом зондуючих сигналів.

Бібліогр.: 12 назв.

UDC 551.508.85

Analysis of the state and tendencies of atmosphere radio acoustic sounding systems development /
V.M. Kartashov // Radiotekhnika: All.-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 106-110.

Tendencies of development of radio acoustic radars for atmosphere parameter measurement are analyzed. It is shown that to increase their efficiency a profound theoretical investigation of the instrument nature problems, and first of all those ones connected with the sounding signals analysis, is needed.

Ref.: 12 items.

УДК 532. 59

Инвариантный подход к составлению уравнений акустики неоднородной движущейся среды /
Панченко А.Ю // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 111-115.

Представлена система акустических уравнений для неоднородной движущейся среды. В качестве конкретного примера получено уравнение для отраженного сигнала при акустическом зондировании турбулентной, температурно-неоднородной движущейся атмосферы.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 532. 59

Інваріантний підхід до складання рівнянь акустики неоднорідних середовищ, які рухаються /
О.Ю.Панченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С.111-115.

Подана система акустичних рівнянь для неоднорідних середовищ, які рухаються. Як конкретний приклад отримано рівняння для відбитого сигналу при акустичному зондуванні турбулентної, температурно-неоднорідної атмосфери, яка рухається.

Бібліогр.: 6 назв.

UDC 532.59

Invariant approach for acoustics equation formation of heterogeneous moving medium /
A.Yu. Panchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 111-115.

The acoustics equation system for inhomogeneous moving medium is presented. As a concrete example the equation was derived for the reflected signal in air sounding of the turbulent temperature not uniform moving atmosphere.

Ref.: 6 items

УДК 621.396.551.553

Погрешности цифрового измерителя частоты метеосигнала, полученные методом математического моделирования / Н.И. Кравченко, Д.В. Ленчук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 116-125.

методом математического моделирования находятся ошибки дискретности оценок максимального правдоподобия и интерполяционных оценок доплеровского смещения частоты метеосигнала, который представляется процессом авторегрессии. Также получены зависимости среднеквадратической ошибки измерения частоты от отношения *сигнал/шум*, количества импульсов в пачке, корреляционных свойств метеосигнала. Обсуждаются полученные результаты.

УДК 621.396.551.553

Похибки цифрового вимірювача частоти метеосигналу, що одержані методом математичного моделювання / М.І. Кравченко, Д.В. Ленчук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 116-125.

методом математичного моделювання знаходяться похибки дискретності оцінок максимальної правдоподібності та інтерполяційних оцінок доплерівського зсуву частоти метеосигналу, який моделюється процесом авторегресії. Також одержані залежності середньоквадратичної похибки вимірювання частоти від відношення *сигнал/шум*, кількості імпульсів в пачці, кореляційних властивостей метеосигналу. Обговорюються одержані результати.

UDC 621.396.551.553

The errors of meteorological signal frequency digital meter, obtained with the mathematical simulation method / M.I. Kravchenko, D.V. Lenchuck // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N. 122. P. 116-125

Using the mathematical simulation method the discreteness errors when estimating the maximum likelihood and interpolation estimate of Doppler shift of meteorological signal frequency, presented by the autoregression process, are determined. The root-mean-square error of measurable frequency dependence from the relation, signal/noise pulse number in the packet, meteorological signal correlation property are also obtained. The obtained results are discussed.

УДК 621.396.23

Пространственно-временная фильтрация в прецизионных радиотехнических системах технической диагностики / А.Ф. Величко, Д.А. Величко, В.М. Шокало // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2001. Вып. 122 С. 126-134.

Предложен и разработан новый, ретрансляционный метод работы прецизионных радиотехнических систем технической диагностики, которые предназначены для работы в условиях, когда основной вклад в ошибки измерения вносят интенсивные помеховые отражения от посторонних предметов. Разработана математическая модель радиотехнической системы, в которой используется ретрансляционный метод. Экспериментально исследованы функции направленности системы, приводятся данные о точности измерения различных контрольно-измерительных приборов.

Ил. 7. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.396.23

Просторово-часова фільтрація у прецизійних радіотехнічних системах технічної діагностики / А.Ф. Величко, Д.А. Величко, В.М. Шокало, // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 126-134.

Запропоновано і розроблено новий, ретрансляційний метод роботи прецизійних радіотехнічних систем технічної діагностики, які призначені для роботи в умовах, коли основний внесок в помилки вимірювання вносять інтенсивні перешкоджаючі відбиття від сторонніх предметів. Розроблена математична модель радіотехнічної системи, в якій використовується ретрансляційний метод. Експериментально досліджені функції спрямованості системи, наводяться дані про точність виміру різних контрольно-вимірювальних приладів

Іл. 7. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.396.23

Spatially-temporal filtration in the precise radio engineering systems of technical diagnostic / A.F. Velichko, D.A. Velichko, V.M. Shokalo // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N. 122. P. 136-134.

The new, retransmission method of precise radio engineering systems operation is developed and offered. This method is intended for systems operation in such conditions, when the main contribution to measurement errors is made by intensive interfering reflections from extraneous objects. The mathematical model of the offered system is created. The system orientation functions are studied experimentally, the data on measurement precision of various control-measuring devices are given.

7 Fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396

Аппаратно-программный комплекс “ОРТ” для обнаружения и локализации складных устройств / А.Н.Олейников, В.П.Коваль // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 135-140.

Рассмотрены вопросы создания комплексов выявления радиозакладных устройств на базе персонального компьютера и сканирующего приемника на примере АПК “ОРТ”, разработанного в Харьковском национальном университете радиоэлектроники. Подробно раскрыты вопросы погрешности определения координат складного устройства в трехмерном пространстве при помощи акустического дальномера.

Ил.5. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396

Апаратно-програмний комплекс “ОРТ” для виявлення і локалізації складаних пристроїв / А.М.Олейніков, В.П.Коваль // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 135-140.

Розглянуті питання створення комплексів виявлення радіозакладаних пристроїв на базі персонального комп'ютера та скануючого приймача на прикладі АПК “ОРТ”, розробленого в Харківському національному університеті радіоелектроніки. Докладно розгорнуті питання визначення погрешності знаходження координат складаного пристрою у трьохвимірному просторі за допомогою акустичного відстаневимірювача.

Іл.5. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396

Hardware-software complex "ORT" for revealing mortgage devices /A.N.Oleynikov, V.P.Koval

// Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 135-140.

The problems of creating the computer-based complexes for revealing radio mortgage devices and the scanning receiver exemplified by the HSC FRE developed in Kharkov National University of Radioelectronics are considered. The problems of errors in defining the mortgage device coordinates in the coordinate space with an acoustic range finder are presented in some

5fig. Ref.: 7 items.

УДК 681.3

Использование компьютера в радиоинженерной практике: моделирование или реальный эксперимент? / А. В. Воргуль // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 141-144.

Рассматривается общий подход к использованию компьютера в радиоинженерной практике. Приведена классификация типов устройств, позволяющих проводить измерения с помощью ЭВМ. Обсуждаются проблемы выбора типа реализации устройства в зависимости от назначения, числа каналов и частотного диапазона исследуемых сигналов.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.3

Використання комп'ютера в радіоінженерній практиці: моделювання чи реальний експеримент? / О.В. Воргуль // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип 121. С. 141-144.

Розглядається загальний підхід щодо використання комп'ютера в радіоінженерній практиці. Наведено класифікацію типів пристроїв, що дозволяють проводити вимірювання за допомогою ЕОМ. Обговорюються проблеми вибору типів реалізації пристроїв в залежності від призначення, числа каналів та частотного діапазону сигналів, що досліджуються.

Іл. 2. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 681.3

Application of the computer to radio engineering practice: modeling or real experiment? / A.V. Vorgul // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 121. P. 141-144.

The general approach of computer application to the radio engineering practice is considered. Classification of types of the devices, allowing to perform measurements by means of computer, is given. The problems of choosing the type of device realization depending on the purposes, numbers of channels and frequency range of signals under investigation are discussed.

2 fig. Ref.: 2 items.

УДК.621.372.061

Связь начальных значений отклика цепи с коэффициентами операторной функции при произвольном воздействии / Л.В. Гринченко, И.А. Милютченко, В.И. Чумаков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 145-148

Получены рекуррентные соотношения для определения начальных значений отклика электрической цепи n -го порядка и его производных на основе связи с вещественными коэффициентами операторной передаточной функции цепи при произвольном воздействии. Показана возможность использования полученных результатов для анализа процессов изменения тока в схеме ВМГ второго и более высоких порядков.

Библиогр.: 11 назв.

УДК.621.372.061

Зв'язок початкових значень відгуку кола з коефіцієнтами операторної функції при довільній дії / Л.В. Гринченко, І.О. Мільютченко, В.І. Чумаков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 145-148.

Отримано рекурентні співвідношення для визначення початкових значень відгуку електричного кола n -го порядку та його похідних на підставі зв'язку з дійсними коефіцієнтами операторної передатної функції кола при довільній дії. Показано можливість використання отриманих результатів для аналізу процесів змінювання струму в схемі ВМГ другого та вищих порядків.

Бібліогр.: 11 назв.

UDC.621.372.061

Initial values of circuit response connection with operator function coefficients under arbitrary effect / L.V. Grinchenko, I.A. Milutchenko, V.I. Chumakov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N. 122. P. 145-148.

Recurrent relations for defining the initial values of the n -order electric circuit responses and their derivatives are obtained based on these responses connection with the operator function real coefficients under arbitrary effect.

The opportunity to use the received results for the analysis of current change processes in the second and higher orders VMG circuit is shown.

УДК 621.391

Вычисление быстрого преобразования Фурье комплексной огибающей модулированного сигнала по выборкам физического сигнала с равномерным интервалом дискретизации / Ю. В. Гарбузов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 149-151.

Показано, что посредством классического аппарата БПФ с прореживанием по времени возможно вычисление спектра комплексной огибающей модулированного радиосигнала по выборкам его мгновенных значений, взятых с равномерным интервалом дискретизации. При этом не требуется строгой привязки частоты дискретизации к несущей частоте сигнала.

Табл. 1. Библиогр. 4 назв.

УДК 621.391

Обчислення швидкого перетворення Фур'є комплексної обвідної модульованого сигналу по відліках фізичного сигналу з рівномірним інтервалом дискретизації / Ю. В. Гарбузов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 149-151.

Показано, що за допомогою класичного апарата ШПФ з проріджуванням за часом можливе обчислення спектра комплексної обвідної модульованого радіосигналу по відліках його миттєвих значень, взятих з рівномірним інтервалом дискретизації. При цьому не потрібна точна прив'язка частоти дискретизації до носійної частоти сигналу.

Табл. 1. Бібліогр. 4 назв.

UDC 621.391

Calculation of fast Fourier transform of complex bending around of the modulated signal on samples of a physical signal with a uniform interval digitization / J. V. Garbouzov // «Radiotekhnika». All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. 122. P. 149-151.

Is shown, that by means of the classical device FFT with resampling down on time the calculation of a spectrum complex bending around of the modulated radiosignal on samples of his instant meanings taken with a uniform interval digitization is possible. Thus it is not required of strict binding of frequency digitization to carrier frequency of a signal

1 tab. Ref.: 4 items.

УДК 629.7.052 : 621.3.029 : 316.774

Международной конференції CriMiCo - 11 лет. / К.С. Сундучков, А.А.Макаров, И.К. Сундучков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 152-156.

Обобщены основные материалы, которые были представлены за последние годы на пленарных и секционных заседаниях Международной конференции CriMiCo "СВЧ техника и телекоммуникационные технологии" по направлению работы секции "Системы СВЧ связи, вещания и спутниковой навигации".

Показано, что создание эффективной и конкурентоспособной системы спутниковой связи на Украине на базе отечественных космических аппаратов стало реальным, интегрирование спутниковых систем связи и вещания с наземными микроволновыми системами передачи информации типа "МИТРИС" поможет решить проблему информатизации общества (ТВ, РВ, Интернет и др.) в Украине.

Ил. 1. Библиогр.: 17 назв.

УДК 629.7.052 : 621.3.029 : 316.774

Міжнародній конференції CriMiCo - 11 років. / К.С.Сундучков, О.О. Макаров, І.К. Сундучков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип.122. С. 152-156.

Узагальнені основні матеріали, що були представлені за останні роки як на пленарних, так і секційних засіданнях Міжнародної конференції CriMiCo "НВЧ техніка та телекомунікаційні технології" з напрямку робіт секції "Системи НВЧ зв'язку, мовлення та супутникової навігації".

Показано, що: створення ефективною та конкурентоздатною системи супутникового зв'язку в Україні на базі вітчизняних космічних апаратів стало реальним, інтегрування супутникових систем зв'язку і мовлення з наземними мікрохвильовими системами перелачі інформації типу "МІТРИС" допоможе вирішити проблемку інформатизації суспільства (ТВ, РМ, Інтернет) в Україні.

Іл. 1. Бібліогр.: 17 назв.

UDC 629.7.052 : 621.3.029 : 316.774

11 years of International Conference CriMiCo./ K. S. Sunduchkov, A. A. Makarov, I. K. Sunduchkov// Radiotekhnika: All- Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N122. P. 152-156.

Basic materials, represented during last years at the plenary and sectional sessions of International Conference CriMiCo "Microwaves techniques and telecommunication technologies" in the framework of the section "Systems of Microwaves Communication, Broadcasting and Satellite Navigation" are summarized in this article.

It is shown that creation of the effective and competitive satellite communication system in Ukraine on the basis of native satellites became reality; integration of satellite systems of communication and broadcasting with ground microwave systems of data transmission "MITRIS" will help to solve the problem of society informatization (TV, RV, INTERNET, etc.) over Ukraine.

1 fig. Ref.: 17 items.

УДК 621.373.826

Влияние энергетических и геометрических параметров квантово-ограниченных слоев на энергетические состояния частиц и квазичастиц / А.Г. Пащенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 157-161.

Рассматривается влияние высот ограничивающих барьеров и ширины квантово-ограниченного слоя на энергетические состояния частиц и квазичастиц в симметричных и несимметричных квантоворазмерных структурах, созданных на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

Ил. 2. Табл. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.373.826

Вплив енергетичних та геометричних параметрів квантово-обмежених шарів на енергетичні стани частинок і квазічастинок / О.Г. Пащенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 157-161.

Розглянуто вплив висот обмежуючих бар'єрів і ширини квантово-обмеженого шару на енергетичні стани частинок і квазічастинок у симетричних та несиметричних квантоворозмірних структурах, створених на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

Ил. 2. Табл. 2. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.373.826

Influence of quantum-well layers power and geometrical parameters on the particles and quasi-particles power states in /A.G. Pashchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 157-161.

The influence of the limiting barriers height and quantum-well layer width on the particles and quasi-particles power states in the symmetrical and nonsymmetrical quantum-well structures manufactured on the basis of GaAs/Al_xGa_{1-x}As is considered in this paper.

2 tab. Fig. 2. Ref.: 3 items

УДК 621.396.62

Особенности работы некогерентного акустооптического спектроанализатора при конечном времени регистрации / А.И. Стрелков, А.М. Стадник, В.В. Коротков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 162-168.

Рассмотрено влияние конечного времени регистрации в одноканальных акустооптических анализаторах спектра радиосигналов. Получены явные выражения и представлены результаты численных расчетов выходного сигнала фотодетектора в некогерентном анализаторе для одиночного входного импульса с прямоугольной огибающей и длительностью как меньшей, так и большей длительности временной выборки, соответствующей световой апертуре.

Ил. 7. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396.62

Особливості роботи некогерентного акустооптичного спектроаналізатора при кінцевому часі реєстрації / О.І. Стрелков, О.М. Стадник, В.В. Коротков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-тех. зб. 2001. Вип. 122. С. 162-168.

Розглянуто вплив кінцевому часу реєстрації в одноканальних акустооптичних аналізаторах спектру радіосигналів. Отримані явні вирази і наведені результати чисельних розрахунків вихідного сигналу фотодетектора у некогерентному аналізаторі для одиночного вхідного імпульсу з прямокутною огинаючою і тривалістю як меншою, так і більшою за тривалість часової вибірки, що відповідає світловій апертурі.

Ил. 7. Бібліогр.: 6 назв.

UDK 621.396.62

Peculiarities of non-coherent acousto-optical spectra analyzer performance at limited registration time / A.I. Strelkov, A.M. Stadnik, V.V. Korotkov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 162-168.

Effect of the limited registration time for one-channel acousto-optical spectra analyzer is considered. Explicit expressions for the photodetector output in the non-coherent spectra analyzer for the single input impulse with a rectangular envelope are derived. The impulse duration was taken both less and more than duration of time sampling. Results of numerical simulation are presented.

7 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.385.69

К выводу уравнения возбуждения периодической замедляющей системы для метода комплексных амплитуд / А.В. Грицунов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 169-178.

Получены две формы нестационарного уравнения возбуждения периодической замедляющей системы для метода комплексных амплитуд, пригодные для использования в нестационарных и спектральных моделях. Их особенностью является учет нелинейности дисперсионной характеристики, а также зависимости затухания волны, волнового сопротивления и поперечной структуры поля замедляющей системы от частоты. Уравнения могут быть применены для исследования прохождения узкополосных радиоимпульсов через нелинейные радиофизические системы.

Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.385.69

До виводу рівняння збудження періодичної сповільнюючої системи для методу комплексних амплітуд / О.В. Грицунов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 169-178.

Одержано дві форми нестационарного рівняння збудження періодичної сповільнюючої системи для методу комплексних амплітуд, придатні для використання в нестационарних і спектральних моделях. Їх особливістю є врахування нелінійності дисперсійної характеристики, а також залежностей затухання хвилі, хвильового опору і поперечної структури поля сповільнюючої системи від частоти. Рівняння можуть бути застосовані для дослідження проходження вузькосмугових радіоімпульсів через нелінійні радіофізичні системи.

Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.385.69

To the derivation of a periodic slow-wave line excitation equation for the complex amplitudes method / A.V. Gritsunov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 169-178.

Two forms of a periodic slow-wave structure non-stationary excitation equation for the method of complex amplitudes are obtained; they are suitable for usage in transient and spectral models. Their peculiarity is taking into account the dispersion characteristic nonlinearity along with the wave attenuation, the line impedance and RF field transversal structure frequency dependencies. The equations can be used for investigation of narrow-band radio pulses advancing through the non-linear radiophysical systems.

Ref.: 9 items.

УДК 519.7:007.52

Построение составного нейросетевого классификатора для выбора эффективного метода оценивания параметров моделей в классе методов смещенного и робастного оценивания / Н.С.Лесная, В.Б. Репка, Т.Б. Шатовская // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 179-182.

Рассмотрена методика автоматического выбора методов смещенного и робастного оценивания параметров моделей квазистационарных процессов на основе введения составного нейросетевого классификатора. На первом этапе его функционирования осуществляется переход от внутренней структуры исходной информации к классам МНК, робастных и смещенных методов оценивания, на втором – выбор подкласса внутри класса смещенных методов, на третьем – выбор эффективного метода внутри подкласса, полученного на предыдущем этапе.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 519.7:007.52

Побудова складеного нейромережевого класифікатору для вибору ефективного методу оцінювання параметрів моделей у класі методів зміщеного та робастного оцінювання / Н.С.Лесна, В.Б. Репка, Т. Б. Шатовська // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 176-182.

Розглянуто методику автоматичного вибору методів зміщеного та робастного оцінювання параметрів моделей квазистационарних процесів, котра базується на введенні складеного нейромережевого класифікатора. На першому етапі його функціонування здійснюється перехід від внутрішньої структури вихідної інформації до класів методів МНК, робастного та зміщеного оцінювання, на другому – вибір підкласу всередині класу зміщеного оцінювання, на третьому – вибір ефективного методу всередині підкласу, який було отримано на попередньому етапі.

Бібліогр.: 6 назв.

UDC 519.7:007.52

Construction of the composite neuralnet classifier for choosing an efficient method of models parameter estimation in the class of ridge and robustic estimation methods / N.S. Lesnaya, V.B. Repka, T.B. Shatovskaya // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 122. P. 176-182.

The technique of the automatic choice of the ridge and robust methods for quasi-stationarity processes models parameters estimation is considered. It based on the introduction of the composite neuralnet classifier. At the first stage of its functioning the transition from the internal structure of the initial information to OLS classes, robust and biased estimation methods is carried out at the second one - the choice of a subclass inside the class of the biased methods, at the third one - the choice of an effective method inside a subclass that received at the previous stage.

Ref.: 6 items.

УДК 621.378

Определение параметров возмущенной среды лидарными средствами /С.В. Тюрин , М.М. Быков, В.А. Романюк, С.В. Шурыгин // Радиотехника : Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 183-187.

Обоснован алгоритм и синтезирована модель процесса регистрации лидарными средствами изменения концентрации газовых компонент в возмущенном пролете аэродинамического объекта области пространства. Приведен учет факторов , влияющих на достоверность информации.

Ил. 5. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.378

Визначення параметрів збуреного середовища лідарними засобами /С.В. Тюрін , М.М. Биков, В.А. Романюк, С.В. Шуригін // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 183-187.

Обґрунтовано алгоритм та синтезована модель процесу реєстрації лідарними засобами зміни концентрації газових компонент у збуреній прольотом аеродинамічного об'єкту ділянці простору. Проведено урахування факторів, які впливають на достовірність інформації.

Іл. 5. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 621.378

The parameters determination of the disturbed environment with the lidar means / S. V. Tyurin, M.M.Bykov, V.A.Romanyuk, S.V.Shurygin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 183-187.

The algorithm is substantiated and the model of the process for gas components concentration variations recording with lidar means in the space area disturbed by an aerodynamic object flight is synthesized. The factors acting on the reliability information were assumed.

5 fig. Ref.: items.

УДК 396.96.001(07)

Оптимальный алгоритм измерения несущей частоты пачки радиоимпульсов с учетом флуктуаций их начальных фаз и аддитивных шумовых колебаний / Н.Н. Минервин, А.Л. Кузнецов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 188-194.

Получен оптимальный алгоритм оценивания несущей частоты пачки радиоимпульсов. Данный алгоритм позволяет произвести оценку несущей частоты пачки с учетом коррелированных фазовых флуктуаций ее радиоимпульсов и аддитивных шумовых колебаний.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 396. 96. 001(07)

Оптимальний алгоритм вимірювання несучої частоти пачки радіоімпульсів з урахуванням флуктуацій їх початкових фаз і адитивних шумових коливань / М.М. Мінервін, О.Л. Кузнецов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 188-194.

Отримано оптимальний алгоритм оцінювання несучої частоти пачки радіоімпульсів. Цей алгоритм дозволяє здійснити оцінювання несучої частоти пачки з урахуванням корельованих фазових флуктуацій її радіоімпульсів і адитивних шумових коливань.

Бібліогр.: 3 назв.

UDC 396.96.001(07)

Optimum algorithm for radio pulses packet carrying frequency measurement with regard for their initial pulses and additive noise / N.N. Minervin, A.I. Kuznetsov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 188-194.

The measurement algorithm for estimating the carrying frequency radio pulses packet was obtained in the explicit form. This algorithm permits to estimate the carrying frequency coherent pulse packet with regard for the correlated phase fluctuations of its radio pulses and additive noise.

Ref.: 3 items.

УДК 621.373.5

Вероятностные оценки ошибок пассивного следающего фильтра / Ю.С. Шмалый // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 195-200.

Показано применение системы АПЧ, и в рамках гауссовского приближения проведен вероятностный анализ работы следящего фильтра в ее составе. Поскольку регулярная и случайная ошибки слежения строго зависят от крутизны ФЧХ следящего фильтра, то основное внимание уделено поиску точного вероятностного распределения крутизны, найденного в интегральной форме. С использованием распределения Тихонова найдена также относительно простая аппроксимация через модифицированные функции Бесселя нулевого порядка. Показано, что приближенное распределение весьма точно при больших и малых ССШ и дает ошибки в несколько процентов при $0,1 < \text{ССШ} < 5,0$. Исследованы регулярная и случайная ошибки слежения и даны удобные аппроксимирующие формулы для различных областей ССШ.

Ил. 4. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.373.5

Імовірнісні оцінки похибок пасивного слідкуючого фільтра / Ю.С. Шмалій // Радіотехніка:

Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вып. 122. С. 195-200.

Показано використання системи АПЧ, і в межах гаусівського наближення проведено імовірнісний аналіз роботи слідкуючого фільтра в її складі. Оскільки регулярна та випадкова похибки слідкування строго залежать від крутизни ФЧХ слідкуючого фільтра, то головна увага приділена пошуку точного імовірнісного розподілення крутизни, знайденого в інтегральній формі. З використанням розподілення Тихонова знайдена також відносно проста апроксимація через модифіковані функції Бесселя нульового порядку. Показано, що наближене розподілення вельми точно при великих і малих ССШ і дає похибки до декількох відсотків при $0,1 < \text{ССШ} < 5,0$. Досліджені регулярна та випадкова похибки слідкування та наведені зручні апроксимуючі формули для відмінних областей ССШ.

Іл. 4. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.373.5

Probability estimates of the passive tracking filter errors / Yu.S. Shmaliy // Radiotekhnika: All-Ukr.

Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 195-200.

The AFC loop application is examined and a probabilistic analysis of a passive tracking filter operation in AFC is provided in the frame of Gaussian approach. Since slope of the filter phase response strongly influences both its tracking performance and output noise, we focus attention on the slope distribution and achieve it in an explicit integral form. The relatively simple T -distribution-based approximation is also given via the modified Bessel's functions of zero order. That is asymptotically accurate for the extremely small and big signal-to-noise ratios (SNR), allowing the error of several percents in the range of $0,1 < \text{SNR} < 5,0$. The slope mean and variance is also examined and the suitable approximations are found out for the particular ranges of SNR.

4 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.393.677.494

Пространственно-фазово-частотная фокусировка сигналов в плоских ФАР при V-образной дискретизации частот / В.И. Гомозов, А.В. Гомозов, С.В. Титов // Радіотехніка: Всеукр. межвед. наук.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 201-207.

Предложена классификация существующих методов фокусировки электромагнитного излучения антенн по используемым степеням свободы при управлении распределением токов по апертуре. Рассмотрена структура электромагнитного поля плоской эквидистантной ФАР при дискретном V-образном распределении несущих частот по апертуре. Приведенные результаты математического моделирования структуры поля ФАР при таком способе пространственно-фазово-частотного управления показывают возможность создания последовательности локализованных сфокусированных пространственно-временных импульсов как в дальней, так и в ближней зонах антенны.

Ил. 8. Библиогр.: 13 назв.

УДК 621.393.677.494

Просторово-фазово-частотне фокусування сигналів в площинних ФАР при V-образній дискретизації частот / В.І. Гомозов, А.В. Гомозов, С.В. Тітов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вып. 122. С. 201-207.

Запропонована класифікація існуючих методів фокусування електромагнітного випромінювання антен за ступенями свободи, що використовуються при управлінні розподілом струмів по апертурі. Розглянута структура електромагнітного поля площинної еквідистантної ФАР при дискретному V-образному розподілі несучих частот по апертурі. Приведені результати математичного моделювання структури поля ФАР при такому способі просторово-фазово-частотного управління показують спроможність створення послідовності локалізованих зфокусованих просторово-часових імпульсів як у дальній, так і у ближній зонах антени.

Іл. 8. Бібліогр.: 13 назв.

Spatial, phase and frequency focusing of the signals in the plane phase antenna's array (PAA) with V-shape discretion of the frequencies / V.I. Gomozov, A.V. Gomozov, S.V. Titov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 122. P. 201-207.

A classification of the existing methods of the antenna electro magnetic radiation focusing according to the used degrees of freedom under the control of the current distribution along the aperture is presented. A structure of the electro magnetic field of the plane equallly spaced PAA with V-shape distribution of the carrying frequencies along the aperture is considered. The obtained results of the mathematical modeling of the PAA field structure with such a spatial, phase and frequency control method show the possibility of creating the sequence of localized focused spatial-temporal impulses both in the far and the nearest antenna zones.

8 fig. Ref.: 13 items.

УДК 537.87 + 621.37

Поле излучающей системы элементарных фрактальных множеств / В.М. Онуфриенко, В.Н. Левыкин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 208-211.

Описаны проблемы построения математической модели взаимодействующих излучателей в условиях, когда длина волны излучения сравнима с размерами поверхностных неровностей. В результате обоснования и применения средств интегродифференциального исчисления получены выражения для нахождения электрического и магнитного поля элементарного фрактального излучателя. Графически представлена структура квазистационарного электрического поля вблизи системы фрактальных излучателей. Исследованная модель позволяет учитывать особенности неоднородной структуры реальных излучателей в субмиллиметровом диапазоне, что очень важно для уточнения параметров высокочастотных антенн.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 537.87 + 621.37

Поле випромінювальної системи елементарних фрактальних множин / В.М. Онуфрієнко, В.М. Левикін // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 208-211.

Описано проблеми побудови математичної моделі взаємодіючих випромінювачів в умовах, коли довжина хвилі порівнювана з розмірами поверхневих нерівностей. Обґрунтовується застосування засобів інтегродиференційного числення. Отримано рівняння електричного і магнітного поля елементарного фрактального випромінювача. Графічно представлена структура квазістаціонарного електричного поля поблизу системи фрактальних випромінювачів. Досліджена модель дозволяє враховувати особливості неоднорідної структури реальних випромінювачів у субміліметровому діапазоні, що важливо для уточнення параметрів високочастотних антен.

Іл. 3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 537.87 + 621.37

The field of radiating system of elementary fractal sets / V.M. Onufriyenko, V.N. Lewykin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 208-211.

The problems of constructing the mathematical model of interacting radiators under conditions when the radiation wave length is comparable with surface irregularities size are described. The equations of electromagnetic field determination for elementary fractal radiator are given, based on differintegration calculus. The structure of a quasi-stationary electric field near the set of fractal radiators is graphically constructed. The investigated model allows to the real radiators irregular structure singularities in the high – frequency band, this is very important for high – frequency antenna parameters refinement.

3 fig. Ref.: 8 items.

УДК 537.86

Проникновение нормальной к поверхности вихревой составляющей электрического поля в металлы при скин-эффекте / А.И. Спицын // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.122. С. 212-219.

При скин-эффекте в металлах с плоской границей на основе нелокальной связи между плотностью тока и электрическим полем проведен расчет распределения вихревой нормальной к поверхности компоненты электрического поля внутри металла. На основе полученных соотношений проведен анализ влияния степени нелокальности на распределение поля. В нелокальном пределе найдено соотношение для распределения нормальной составляющей электрического поля через специальные функции, и дана асимптотика этого соотношения при расстояниях от поверхности металла, больших длины свободного пробега электронов проводимости.

Ил.2 Библиогр.: 8 назв.

УДК.537.86

Проникнення нормальної до поверхні вихревої складової електричного поля в металі при скін- ефекті/ А.І. Спицин //Радіотехніка: Всеукр.міжвід.наук.-техн.зб.2001.Вип. 122. С.212-219

При скін-ефекті в металах з плоскою межею на основі нелокального зв'язку між густиною струму та електричним полем проведено розрахунок розподілення вихревої до поверхні компоненти електричного поля всередині металу. На основі отриманих співвідношень проведено аналіз впливу ступеню нелокальності на розподіл поля.У нелокальному переході знайдено співвідношення для розподілу нормальної складової електричного поля через спеціальні функції, та знайдена асимптотика цього співвідношення при відстані як від поверхні металу, більших довжини вільного пробігу електронів провідності.

Іл. 1. Бібліогр.:8 назви

UDC 537. 86

Penetration of vortical normal to surface components of electrical field under skin-effect in fo metals.

/A.I. Spitsyn //Radiotekhnika:All-Ukr.Sci.Interdep.Mag.2001.N.122. P. 212-219

Calculation of distribution of the vortex normal to the surface of the electric field component in a metal was carried out in the presence of skin-effect in metals with a flat boundary on the basis of nonlocal relationbetween current density and electric field. Analysis of the nonlocality degree action on the field distributionwas carried out on the basis of the derived relations.The relation for electric field normal componentdistribution was derived using special functions and asymptotics of this relation with the distance from the metal surface greater than the length of the mean free path of conduction electrons is given.

2 fig. Ref. 8 items.

УДК 537.84

Функция Грина и ее различные магнитогидродинамические представления / А.А.Александрова, Ю.Н.Александров // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-тех. сб. 2001. Вып. 122. С. 220-226

Рассматриваются малые возмущения в плазменной среде, интерпретируемой как магнитогидродинамическая с ненулевой первоначальной скоростью, постоянной плотностью и магнитным полем, то есть описываемая системой линеаризованных уравнений магнитной гидродинамики. Найдена тензорная функция Грина. Особенностью ее весовых функций является диадное представление. Проанализированы различные частные случаи интерпретации функции Грина.

Библиогр.: 9 назв.

УДК 537.84

Функція Гріна та її різні магнітогідродинамічні уявлення / А.О.Олександрова, Ю.М.Олександров // Радіотехніка: Всеукр. між-від. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 122. С. 220-226

Розглядаються малі збурення в плазменому середовищі, яке інтерпретується як магнітогідродинамічне з ненульовою початковою швидкістю, постійною щільністю та магнітним полем, тобто описується системою лінеаризованих рівнянь магнітної гідродинаміки. Знайдена тензорна функція Гріна. Особливістю її вагових функцій є діадне уявлення. Проаналізовані різні часткові випадки інтерпретації функції Гріна.

Бібліогр.: 9 назв.

UDC 537.84

The Green function and its various magnetohydrodynamic representation / A.A.Aleksandrova, Y.N.Aleksandrov // Radiotechnics: All-ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N.122. P. 220-226.

Consider small perturbations in plasma medium treated as a magnetohydrodynamic one with nonzero initial velocity, constant density, and magnetic field, i.e. considered with the magnetic hydrodynamics linear equations are. The tensor Green function is found. Peculiarity of its weight functions consists in the dyadic representation. Various special cases of Green function interpretations are analyzed.

Ref.: 9 items.

УДК 57.08;535.37:535.14:541.138:543.426

Автоматизированная система обработки аналитической оптической информации оптохемотронных сенсоров / К.Л. Хрусталеv, Н.Н. Рожицкий, Н.И. Жук // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 227-233.

Рассмотрено использование электрохимической люминесценции для анализа биологических жидкостей с целью диагностики ряда заболеваний и аппаратура для электрохемилюминесцентных исследований и анализа «ЭЛАН-2м». Разработана автоматизированная система обработки аналитической оптической информации новых элементов жидкофазной оптоэлектроники – оптохемотронных сенсоров, которая предназначена для проведения экспрессных, селективных и неинвазивных исследований со статистической обработкой данных и возможностью их дистанционной передачи по оптическим каналам связи. Работа системы апробированна при измерении уровня содержания оксалата в водных пробах, что является важным при диагностике мочекаменной болезни.

Табл. 2. Ил. 6. Библиогр.: 7 назв.

УДК 57.08;535.37:535.14:541.138:543.426

Автоматизована система обробки аналітичної оптичної інформації оптохемотронних сенсорів /

К.Л. Хрустальов, М.М. Рожицький, Н.І. Жук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001.

Вип. 122. С. 227-233.

Розглянуто використання електрохімічної люмінесценції при аналізі біологічних рідин з метою діагностики ряду захворювань й апаратуру для електрохемілюмінесцентних досліджень і аналізу «ЕЛАН-2М». Розроблена автоматизована система обробки аналітичної оптичної інформації нових елементів рідиннофазної оптоелектроніки - оптохемотронних сенсорів, що призначена для проведення експресних, селективних та неінвазивних досліджень із статистичною обробкою даних та можливістю їх дистанційної передачі оптичними каналами зв'язку. Робота системи апробована при вимірюванні рівня змісту оксалату у водних пробах, що є важливим при діагностиці сечо-кам'яної хвороби.

Табл. 2. Іл. 6. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 57.08;535.37:535.14:541.138:543.426

Automated system of handling of the analytical optical information of optochemotronics sensors/

K.L. Khrustalev, N.N. Rozhitskii // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 122. P. 227-233.

The electrochemical luminescence utilization for the biological fluids analysis with a view to diagnose a number of diseases and "ELAN-2M" instrumentation for electrochemiluminescent investigations and analysis are surveyed. The automatic system of handling of analytical optical information from new elements of liquid-phase optoelectronic - optochemotronics sensors intended for carrying out fast, selective and non-invasive tests with data statistical treatment handling and possibility of their remote transmission through optical communication network has been developed. The system operation was tested during out measurements of the oxalate content in aqueous probes, this is rather important for diagnostics of renal diseases, kidney calcium oxalate stones formation etc.

2 tab. 6 fig. Ref.: 7 items.