Р15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник

ТЕМАТИЧЕСКИЙ ВЫПУСК

К 90-летию
со дня рождения профессора Б. Л. Кащеева

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 160

ХНУРЕ
809296

Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки
2010

УДК 621.3

Сборник включен в список специальных изданий ВАК Украины по физико-математическим и техническим наукам.
Регистрационное свидетельство КВ № 12098-969 ПР от 14. 12. 2006.

Ответственность за содержание статей несут авторы.

Редакционная коллегия: главный редактор *В.М. Шокало*, д-р техн. наук, проф.; зам. главного редактора *А.И. Лучанинов*, д-р физ.-мат. наук, проф.; ответственный секретарь *Ж.Ф. Пащенко*, канд. техн. наук, проф.; *В.М. Ажажа*, академик НАН Украины; *Ю.Б. Гимпилевич*, д-р техн.. наук, проф.; *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф.; *Ю.Е. Гордиенко*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *А.И. Довбня*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *В.М. Карташов*, д-р техн. наук, проф.; *В.В. Конин*, д-р техн.наук, проф.; *А. А. Коноваленко*, академик НАН Украины; *Н.И.Кравченко*, д-р техн. наук, проф.; *В.М. Кузмичев*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *Л.Н. Литвиненко*, академик НАН Украины; *И.М. Неклюдов*, академик НАН Украины; *А.Г. Пащенко*, канд. физ.-мат. наук, доцент; *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф.; *Э.Д. Прохоров*, д-р физ.-мат., проф.; *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук, проф.; *К.С. Сундучков*, д-р техн. наук; проф.; *П.Л. Токарский*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *А.И. Фисун*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф.

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

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол №51 от 29.01.2010.

Адрес редакционной коллегии: Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ), просп. Ленина, 14, Харьков, 61166, тел. (0572) 7021-397.

Сборник «Радиотехника» включен в Каталог подписных изданий Украины, подписной индекс ***08391***

Перепечатка и использование материалов в любой форме возможны только с согласия редколлегии

© Харківський національний університет радіоелектроніки, 2010

СОДЕРЖАНИЕ

Б.Л. Кащеев (1920 – 2004) – основатель радиолокационных исследований метеоров и научной школы метеорной радиолокации в Харькове 5

МЕТЕОРНАЯ РАДИОЛОКАЦИЯ И МЕТРОЛОГИЯ: ИСТОРИЯ, МЕТОДЫ, АППАРАТУРА.

А.А. Ткачук, В.В. Лизогуб, С.В. Коломиец Становление и развитие радиолокационных наблюдений метеоров в Харькове 7

В.В. Сидоров Радиолокационные исследования метеоров в Казани 21

Ю.А Коваль, В.В. Обельченко, С.Г. Кундюков, А.А. Костыря, С.Ф. Семенов, Е.А. Иванова История и современное состояние исследований кафедры ОРТ ХНУРЭ по высокоточной синхронизации времени и частоты 25

И.Е.Антипов А. А. Костыря, А. И. Шкарлет Современные средства и методы радиолокационных метеорных исследований 39

А.Н. Олейников Д. М. Сосновчик, Ю. В. Лыков, В. Д. Кукуш, С. А. Маковецкий Использование сигналов телевизионного вещания для исследования процессов в метеорной зоне атмосферы Земли 47

Е.В.Харченко Метод оценки интервала рассеяния по запаздыванию при отражении сигналов от метеорных следов 56

Д.В. Любимов, В.В. Сидоров Имитационное моделирование выделения коррелированных событий на фоне системного шума 62

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ АСПЕКТ МЕТЕОРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ю.И. Волощук Проблема выявления генетических связей комет, астероидов и метеороидов 67

Ю.В. Александров Власні елементи орбіти і можливості їх застосування для пошуку батьківських тіл метеорних потоків 79

Н.В. Куликова Кометы – метеороидные комплексы – метеорные потоки 82

N.V. Kulikova, N.V. Polyakov, V.M. Chepurova Gravitational Pertuabations in evolutionary Development of Comet Tempel-Tuttle meteoroid Complex 92

К.И. Чурюмов Результаты космических миссий к ядрам периодических комет 100

В. Г. Кручиненко, К. И. Чурюмов, Т. К. Чурюмова О притоке на Землю крупных метеороидов 110

Н.А. Коновалова, М. Нарзиев О механизме разрушения и физических характеристиках совместных радио-оптических метеороидов 118

Н.А. Коновалова Особенности разрушения и физические характеристики болидов из августовского семейства 124

М. Нарзиев Зависимость свечения и ионизации от скорости и химсостава метеоров 127

Р.Я Белевцев, К.И Чурюмов Э.В. Соботович., В.И Блажко, С.Д. Спивак, В.И Солоненко Поиски и исследование космического вещества от яркого болида EN171101 «Турьи Реметы» в Закарпатье (физико-химическая модель) 132

В.А. Смирнов Природа метеорных вспышек 139

С.В. Коломиец, Ю.В.Черкас Погрешности определения орбит метеорных тел и проблема гиперболических метеоров 145

ЭКОЛОГИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА 99

А.А.Коноваленко, И.С.Фалькович, Л.Н.Литвиненко, И.Н.Бубнов Комплексный эксперимент по РСДБ-локации объектов космического мусора 150

ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

O. Karabanov Seasonal and spatial structure of the vertical winds in the troposphere derived from the NOAA wind profiler network data 156

С.В. Юдин, А.И. Литвин-Попович, В.Н. Олейников Подавление земной помехи в РЛС вертикального зондирования методом нечёткой классификации 165

В.М.Карташов, С.И.Бабкин, С.В.Пащенко, А.В.Волох Анализ методов дистанционного измерения влажности атмосферного воздуха, основанных на акустической релаксации 170

В.И. Леонидов, В.В. Семенец Формализация описания эхограмм акустического зондирования атмосферы в зоне мегаполиса 177

А.Ю. Панченко Анализ физических факторов, формирующих параметры отраженного сигнала при акустическом зондировании атмосферного пограничного слоя 184

И.А. Делов, Н.И. Слипченко, А.В. Леонидов Анизотропия молекулярных процессов, наблюдаемая в атмосфере Земли, может быть явлением космического масштаба 189
В.Л.Басецкий, А.А. Зарудный. Модель генерационных характеристик излучателя резонансного лидара 194

НОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ В НАУКЕ: GPS-ТЕХНОЛОГИИ И СПУТНИКОВАЯ НАВИГАЦИЯ

Я.С. Яцків, О.О. Жаліло Про створення в Україні інформаційно-вимірювальної ГНСС- системи й мережної ВРС- технології для виконання геодезичних, землевпорядних і інших робіт 200
В.М. Шокало, О.О. Жаліло, Д.О. Шелковєнков, О.О. Желанов НДЛ "Супутникові мережні технології високоточного місцевизначення" - напрямки й результати наукових розробок 208

ДРУГИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УНИВЕРСИТЕТА И НАУЧНЫХ ПАРТНЕРОВ

В.А Усин, В.И. Марков, С. В. Помазанов, А.В. Усина, А.Б. Филоненко Основные тенденции развития ближнезонных методов измерения характеристик антенн. Ч. 2. Методы контроля, настройки и измерения параметров ФАР 213
Д.А. Величко Влияние характеристик ретранслятора на зависимость фазы выходного сигнала измерителя от расстояния до контролируемого рефлектора 228
А.И. Цопа Оценка предельной производительности проводных каналов связи с различными *xDSL* технологиями 237
О.И. Харченко Выделение синусоидальных составляющих в случайном сигнале 247
А. Н. Фахрутдинова Развитие радиометеорных средств в целях проведения геофизических исследований в мезосфере - нижней термосфере над регионом восточной Европы 253
М.И. Дзюбенко, В.А. Конрадий, Ю.П. Николаев, В.В. Шевченко Эффективный полуторамикронный лазер на фосфат-алюминий-бариевом стекле 257
М.Л. Кочина, А.А. Каминский Компьютерный ритмограф 263
Д.В. Майборода, С.А. Погарский, И.И.Сапрыкин О выборе оптимальной физико-топологической модели частично экранированных микрополосковых линий 268
Г.В. Ткаченко Эллипсометрическое исследование пленок пористого кремния и оксида кремния, заполненных нематическим жидким кристаллом 273
В.А. Пуляев, Е.И. Сокол, А.В. Богомаз, Д.П. Белозёров Особенности решения прямой задачи рассеяния при расчёте параметров ионосферной плазмы 280
М.Е. Калиберда, С.А. Погарский, В.Е. Кузьменко Метод сингулярных интегральных уравнений в задаче дифракции волн типа H_{0m} и E_{0m} на системе аксиальных неоднородностей в коаксиальном волноводе 286
А.Р.Сарамолки Экспериментальное исследование цифрового алгоритма оценки фазы гармонического сигнала, маскируемого нормальным шумом 292
И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, О.Н. Ткаченко Компенсация вносимых потерь в резонаторах бегущей волны с активными элементами 295
М. А. Гоголева Модель балансировки станций с учетом их активности по доменам коллизий в многоканальных mesh-сетях 302
Т.Е.Ремаева, А.Г.Нерух Эволюция волн при образовании плазмы внутри сферы 307
А.И.Литвин-Попович, В.Н.Олейников Особенности реализации методов оценивания параметров рассеянных сигналов в системах дистанционного зондирования атмосферы 314
А. И. Филипенко, И. В. Жарикова Исследование волоконно-оптических компонентов на основе периодических структур 320
А.Ю. Липинский Бистабильные оптоэлектронные устройства 325
В.Г. Крыжановский, А.С. Прилипская Усилитель класса Е по расширенной резонансной методике на ПТШ CLY5 333
И.В. Барышев, М.Л. Усс, Радван М. Джавад Сокращение времени поиска интенсивно маневрирующего объекта по доплеровской частоте и ее производным высшего порядка путем дробления отраженного сигнала 339
М.В. Воловенко, В.Н. Зиньковский, О.М. Никитенко Устойчивость и периодическое движение нелинейной динамической системы „магнетронный диод с диссипацией" 351
Р.Л. Політанський, Л.Ф. Політанський, П.В. Іванюк Збалансованість псевдовипадкових послідовностей, генерованих нелінійними схемами 356
І.І.Чесановський Обробка імпульсних радіолокаційних сигналів шляхом поперіодного синтезу узгодженого фільтру їх внутрішній фазовій нестабільності 360
О.М.Шинкарук Узагальнений аналіз складних радіолокаційних зондуючих сигналів за ступенем оптимальності функції невизначеності 364
Памяти Савелия Еремеевича Фальковича 369
РЕФЕРАТЫ 370



К 90-летию со дня рождения профессора

Б. Л. Кащеева (1920 – 2004)

Уважаемые коллеги!

Уважаемые участники
научного семинара «Метеорные исследования: научные и прикладные аспекты»!

Рад приветствовать всю научную общественность

по случаю юбилейной даты – 90-летия со дня рождения известного исследователя метеоров профессора ХНУРЭ Бориса Леонидовича Кащеева. Имя Б.Л. Кащеева весомо для нашего вуза и всего научного направления по исследованию метеоров. Известная цитата Ф. Хеббеля о том, что великие люди – это оглавление книги человечества, уместна в отношении Б.Л. Кащеева.

С именем Б.Л. Кащеева связана эпоха успешных радиолокационных исследований метеоров как яркой страницы мировой науки в связи с открытием космической эры и революционным внедрением радиометодов в научный поиск. Это была эпоха достижений не одного отдельно взятого ученого, а мощных научных школ, представленных коллективами лабораторий с многочисленным штатом профессионалов самого высокого уровня. Высоко подняв в самой значительной международной программе XX века МГГ 1957/1958 флаг лидерства коллектива харьковских исследователей метеоров в радиолокационных метеорных исследованиях всего направления, Б.Л. Кащеев сумел сохранить за коллективом этот высокий статус в течение почти 50 лет, возглавляя его как научный руководитель.

В юбилейном выпуске сборника «Радиотехника», посвященном памяти Б.Л. Кащеева, сделан акцент на тематике, связанной с исследованиями метеоров, земной атмосферы и околоземного пространства в свете традиций профессионального сборника результатов исследований по международным геофизическим проектам, выпускавшегося с 1957 г. в бывшем СССР под названием «Ионосфера. Метеоры», а с 1966 г. – «Метеорные исследования», где публиковали статьи ведущие коллективы исследователей метеоров. Б.Л. Кащеев на протяжении 1979 – 1991 гг. был ответственным редактором сборника «Метеорные исследования».

В настоящем сборнике также представлены результаты некоторых других тематик, связанных с исследованиями вуза как по традиционным направлениям, так и по самым современным, например таким, как GPS-технологии и спутниковая навигация.

«Каждый выдающийся исследователь вносит свое имя в историю науки не только собственными открытиями, но и теми открытиями, к которым он побуждает других» (М.Планк). Желаю авторам и читателям сборника, опираясь на опыт прошлого, найти необходимые мотивы и основания для новых свершений.

Надеюсь, что материалы настоящего сборника зарядят научным энтузиазмом и вдохновением всех исследователей метеоров и всех неравнодушных к науке, чтобы они как Б.Л. Кащеев смогли найти возможности для воплощения великих научных идей.

М.Ф.Бондаренко,
ректор ХНУРЭ, Президент Академии наук прикладной радиоэлектроники Украины, России и Белоруссии, заслуженный деятель науки и техники Украины, член-корреспондент НАН Украины, доктор технических наук, профессор



(8 марта 1920 – 15 января 2004)

Борис Леонидович Кащеев – известный украинский исследователь метеоров радиометодом и выдающийся организатор науки второй половины XX столетия, основатель радиолокационных наблюдений метеоров и научной школы метеорной радиолокации в Украине (Харьков).

Заслуженный деятель науки Украины, почетный академик Академии наук прикладной радиоэлектроники России, Украины и Белоруссии, доктор технических наук, почетный профессор Харьковского национального университета радиоэлектроники, почетный профессор Харьковского национального университета «ХПИ», лауреат премии им. Н.П. Барабашова НАНУ за книгу в соавторстве «Метеоры и метеорное вещество», почетный член Украинской Астрономической Ассоциации, член Европейского астрономического общества, член Международного астрономического союза.

Награды, номинации, публикации:

золотая медаль ВДНХ за модернизацию системы МАРС (июль 1989), медаль имени академика С.П. Королева (март 1989, Решение Президиума бюро федерации космонавтики СССР), *орден «Отечественной войны» II степени (1985)*, золотая медаль ВДНХ за разработку системы МАРС (1983), бронзовая медаль ВДНХ за разработку радиоаппаратуры по наблюдению метеоров, орден «Трудового Красного знамени» (апрель 1976), «Диплом почета участника ВДНХ СССР в 1970 году», памятная медаль «В честь первого в мире полета человека в космос» (1961, номинация президента АН СССР академика М.В. Келдыша), медаль «За трудовое отличие» (1961), *медаль «За оборону Сталинграда» (1943),* Сталинская стипендия Ленинградского индустриального института (1939).

Сертификат и значок «Золото МГГ 1957» Международного союза геодезии и геофизики и Организационного комитета МГГ2007 за весомый вклад в программу Международный геофизический год 1957/9.

Малым планетам №№6811, 10681, 13009 Международным астрономическим союзом присвоено имя «Kashcheev», «KhTURE» «Voloshchuk» в честь заслуг проф. Б.Л. Кащеева, вуза ХНУРЭ, его ученика проф. Ю.И. Волощука.

Автор и соавтор 11 монографий и более 300 научных публикаций.

Главный научный вклад. Начало и развитие радиолокационных исследований метеоров в СССР и в Украине (Харьков), постановка и проведение сложнейших метеорных экспериментов мирового уровня:

1956 – создан Балаклейский полигон под Харьковом для проведения метеорных наблюдений в соответствие с программой МГГ 1957, которому в 2004 году приказом президента Украины присвоен статус национального достояния Украины.

1957 – создание лучшей в СССР метеорной радиолокационной системы (МРС) для проведения наблюдательных экспериментов по исследованию воздушных движений в ионосфере и притока метеорного вещества в атмосферу Земли для выполнения самой значительной программы XX столетия с 69 странами участницами «Международный геофизический год 1957/1958; безукоризненное проведение на этой МРС всех экспериментов согласно плану МГГ 1957/1958 по секции V «Ионосфера, метеоры» с получением самых высококачественных и самых статистически обеспеченных рядов метеорных наблюдений в СССР.

1958 – на X генеральной ассамблее Международного астрономического союза избран членом комиссии 22 МАС «Метеоры и метеориты» за успешное выполнение метеорной программы Международного геофизического года 1957 в СССР в Харькове. Создание Проблемной научно-исследовательской лаборатории (ПНИЛ ОРТ) для радиолокационных исследований метеоров.

1967 – 1970 – Модернизация аппаратуры и проведение рядов измерений в Харькове.

1967 – 1970 – Организация и участие совместно с Институтом астрофизики Таджикской ССР в Советской метеорной экваториальной экспедиции в Сомали для проведения метеорных радиолокационных исследований на экваторе. Сопредседатель СЭМ.

1972 – 1978 – Создание одной из самых высокочувствительных в мире метеорной автоматизированной радиолокационной системы (МАРС) с регистрацией слабых метеоров до 12 звездной величины. Проведение длительных однородных рядов измерений на МАРС с регистрацией более 250 000 орбит слабых метеоров.

1982 – 1987 – Сопредседатель Международной программы GLOBMET с участием в ней ПНИЛ ОРТ

1990 – 2000 – Участие в международном геофизическом проекте по гранту INTAS.

1956 – 1984 – зав. каф. ОРТ; 1958 – 2000 – научный руководитель ПНИЛ ОРТ:

Создание научного подразделения из самых высококвалифицированных специалистов и успешное руководство этим подразделением. Организация постоянной модернизации аппаратуры и методик обработки результатов измерений, экспериментов мирового уровня. Разработка теоретических аспектов метеорных исследований. Внедрение в исследования кафедры ОРТ нового направления в науке – метеорной радиолокации. Получение рядов измерений и их перевод на современные носители. Создание электронного каталога метеорных орбит по наблюдениям 1972 – 1978гг. Активное участие в крупных престижных международных и отечественных геофизических и некоторых астрономических проектах второй половины XX века, в конференциях отечественного и международного уровней. Плодотворная работа в научных и методических Советах, в редакционных коллегиях научных журналов.

УДК 621.396: 523.682

А.А ТКАЧУК[1], канд. техн. наук, В.В ЛИЗОГУБ[2], канд. техн. наук,
С.В КОЛОМИЕЦ[3]

СТАНОВЛЕНИЕ И РАЗВИТИЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ МЕТЕОРОВ В ХАРЬКОВЕ

Введение

Началом фундаментальных теоретических и экспериментальных радиолокационных исследований метеоров можно считать 30-е годы XX столетия, когда при исследованиях ионосферы методами радиолокации впервые были обнаружены отражения радиоволн от ионизированных метеорных следов. Практически сразу же военные задачи секретной метеорной радиосвязи обусловливают повышенный интерес к этим исследованиям. Во время Второй мировой войны военные радиолокационные исследования метеоров оказались максимально востребованными и для решения других задач. Радиолокаторы для дальнего обнаружения самолетов, работающие в метровом диапазоне волн, нередко принимали метеорные отражения за ложные цели, что вызвало повышение требований к качеству систем противовоздушной обороны и разработке методов идентификации отраженных сигналов с учетом метеорных помех. В 1943 г. в разгар войны в СССР выходит постановление ГКО «О создании Совета по радиолокации при Государственном Комитете Обороны». Прогресс в развитии и совершенствовании радиолокационной техники в связи с запросами военного времени и для военных целей оказал существенное влияние на развитие радиолокационных исследований метеоров.

После окончания войны военные радиолокаторы становятся доступны для научных исследований в мирных целях и начинают применяться в разных странах для радионаблюдений метеоров. Интерес был подогрет ожидаемым и свершившимся в 1946 г. метеорным дождем потока Дракониды. Известный английский радиоастроном Б. Ловелл, впоследствии создатель первого в мире полноповоротного радиотелескопа, организовал при Манчестерском университете экспериментальную станцию Джодрелл Бэнк на начальном этапе именно для радиолокационных метеорных исследований [1]. Наблюдения метеоров радиометодами были начаты также в Канаде [2], США и несколько позже – в Австралии. Изучение метеоров радиолокационными методами в СССР было впервые начато под руководством Б.Ю. Левина во время метеорного дождя Дракониды в 1946 г. [3]. Однако в период 1946 – 1956 гг. общий уровень развития радиотехники и метеорных радиолокационных исследований в СССР значительно отставал от мирового уровня. После войны потребность в радиоспециалистах в СССР остро ощущалась в связи с необходимостью интенсивного развития радиотехнической промышленности, продиктованной веянием времени. Это настоятельно требовало специально обученных кадров наивысшей квалификации. Радиотехника превращается в самостоятельную престижную инженерную науку, связанную с самыми передовыми технологиями и разработками.

Становление радиолокационных наблюдений метеоров в Харькове (1946 – 1956 гг.)

Становление радиолокационных наблюдений метеоров в Харькове непосредственно связано с созданием в 1946 г. радиотехнического факультета в Харьковском электротехническом институте (ХЭТИ) и началом подготовки радиоинженеров. Потребность в радиоспециалистах остро ощущалась после войны в связи с развитием радиотехнической промышленности в стране и в Харькове в частности. Первым деканом радиотехнического факультета был назначен доцент А.А. Миц, который обладал незаурядными организаторскими способностями, проработал на этой должности много лет и внес большой вклад в развитие радиотехнического образования и научных исследований на факультете [4, 5]. Заведующим кафедрой «Основы радиотехники» стал по совместительству акад. А.А. Слуцкин, научный сотрудник Украинского физико-технического института (УФТИ) АН Украины, а его аспирантом – только что окончивший с отличием институт Б.Л. Кащеев.

В 1950 г. радиотехнический факультет вошел в состав Харьковского политехнического института (ХПИ), созданного на базе электротехнического, механико-машиностроительного и химико-технологического институтов, а заведующим кафедрой «Основы радиотехники» стал по совместительству проф. С.Я. Брауде. В этом же году Б.Л. Кащеев успешно защитил кандидатскую диссертацию и начал научные исследования уже в качестве сотрудника кафедры.

О своих первых шагах в науке лучше всего рассказывает сам Б.Л. Кащеев в автобиографическом очерке [6]. В 1950 г. на кафедре «Основы радиотехники» под руководством проф. С.А. Брауде началась интенсивная работа по созданию ионосферной станции, позволяющей определять плотность электронов в различных областях ионосферы. Зная плотность электронов, можно было определить рабочие частоты радиосвязи между конкретными географическими пунктами. В разработке и изготовлении станции приняли участие Б.Г. Бондарь, Б.Л. Кащеев, Е.Г. Прошкин, В.В. Толстов, П.С. Ковтун, Н.А. Сова. На ионосферной станции впервые в Украине начались исследования нижней атмосферы (далее слово «впервые» применимо практически ко всем исследованиям, проводимым на кафедре «Основы радиотехники»). Во время частичного солнечного затмения в июне 1954 г. было продемонстрировано влияние Солнца на плотность электронов в ионосфере.

При зондировании ионосферы на индикаторе ионосферной станции иногда возникали кратковременные сигналы (длительностью десятые доли – единицы секунд), отражающиеся от каких-то образований на высотах 80 – 100 *км*. У харьковских исследователей возникло предположение: не являются ли метеоры причиной наблюдаемых отражений сигналов? Б.Л. Кащеев был командирован в Москву (в Астрономический совет АН СССР), где ему порекомендовали встретиться с проф. В.В. Федынским, видным специалистом по метеорам [7]. В.В. Федынский сразу же подтвердил, что причиной появления наблюдаемых кратковременных отражений сигналов с расстояний 80 – 100 *км* являются ионизированные метеорные следы. Так были зарегистрированы первые радиометеоры в Украине и в Харькове. С этого началось многолетнее и очень плодотворное научное сотрудничество двух крупных ученых – Б.Л. Кащеева и В.В. Федынского, имевшее определяющее значение в развитии радиолокационного метода для исследования метеоров в Украине и бывшем СССР.

По предложению В.В. Федынского Б.Л. Кащеев посетил Междуведомственный геофизический комитет, где ознакомился с проектом научной программы Международного геофизического года (МГГ), которая впоследствии была названа самой масштабной международной программой XX в. Эта комплексная программа впервые предусматривала углубленное изучение метеорологических явлений, процессов в атмосфере Земли, изучение солнечно-земных связей, всестороннее изучение физических процессов в Мировом океане и другие исследования. Исследование метеоров было включено в эту программу в связи с изучением ионосферы, а именно – факторов ее ионизации, воздушных течений и турбулентности, изменений физических параметров верхней атмосферы. Существование самой ионосферы стало считаться научным фактом только в 1927 г., нобелевская премия за это открытие была номинирована в 1947 г. Эплтону. Закономерно, что в 1957 г. ионосфера стала одной из центральных дисциплин программы Международного геофизического года, а ее комплексное исследование было одной из самых насущных задач этой глобальной программы. Кроме того, человечество готовилась в то время к освоению космоса, и данные о верхней атмосфере, получаемые путем радиолокации метеорных следов, представляли большой интерес.

Метеорная программа Международного геофизического года (1957-1959 гг.)

В подготовку и проведение МГГ включилось 67 стран. Были определены сроки проведения МГГ: с 1 июля по 31 декабря 1957 г. (очередной максимум солнечной активности). Среди разделов программы МГГ раздел V (ионосфера, метеоры) предназначался для исследователей метеоров, и Б.Л. Кащеев изъявил желание, чтобы научный коллектив кафедры «Основ радиотехники» принял участие в работах по этому направлению исследований. В.В. Федынский поддержал это пожелание и передал соответствующие письма ректору ХПИ проф. М.Ф. Семко

и Министру высшего и среднего специального образования Украины Б.А. Ковалю. Для участия в программе МГГ необходимо было, во-первых, специальное радиолокационное оборудование, которое не выпускалось промышленностью, во-вторых, экспериментальная база, удаленная по условиям электромагнитной совместимости от города. Местными властями институту был выделен земельный участок площадью 14 *га* в 80 *км* от Харькова (вблизи с. Ольховатка Балаклейского района), а Минвузом – финансовые средства, необходимые для строительства лабораторного корпуса, трансформаторной подстанции, жилых и вспомогательных помещений в Полевой лаборатории.

Первоначально по программе МГГ планировалось провести исследования метеоров радиолокационным методом путем измерения их численности. Сотрудник Астрономической обсерватории им. Энгельгардта (АОЭ) Казанского университета К.В. Костылев стоял у истоков организации метеорных наблюдений по программе МГГ. К.В. Костылев предложил использовать для регистрации метеорной численности типовые радиолокационные станции (РЛС) «Редут» и «Пегматит». Эти РЛС снимались с вооружения и передавались заинтересованным организациям для научных исследований. Но необходимо было разработать приставки РЛС для фоторегистрации отражений от метеорных следов.

Студенты-дипломники радиотехнического факультета ХПИ Б.С. Дудник и М.Ф. Лагутин в течение декабря 1955 г. – февраля 1956 г. впервые зарегистрировали с помощью РЛС «Редут» на частоте 72 *МГц* метеорные отражения [8]. Наблюдения проводились на территории ХПИ в ночное время. Б.С. Дудник и М.Ф. Лагутин были направлены на стажировку в АОЭ. С этого момента началось не прекращающееся до настоящего времени сотрудничество и научное соперничество харьковских и казанских коллективов и научных школ исследователей радиометеоров, самых мощных в СССР и на постсоветском пространстве.

В 1956 г. благодаря энтузиазму научного коллектива во главе с Б.Л. Кащеевым в основном было завершено строительство экспериментальной метеорной радиолокационной наблюдательной базы – Балаклейской полевой лаборатории, начатое с нуля в чистом поле в 1954 г.

В октябре 1956 г. Б.Л. Кащеев был назначен заведующим кафедрой «Основы радиотехники» и успешно руководил этой кафедрой почти тридцать лет.

В первой половине 1957 г. ведутся интенсивные работы по подготовке к радиолокационным наблюдениям метеоров по программе МГГ: завершаются последние работы в Полевой лаборатории, получено из воинских частей три комплекта РЛС «Редут» с автономными электростанциями, модернизированы, установлены и опробованы РЛС. В работе принимает участие практически весь, пока еще немногочисленный, коллектив преподавателей и сотрудников кафедры под руководством Б.Л. Кащеева (Б.С. Дудник, М.Ф. Лагутин, М.И. Гуртовой, И.А. Лысенко, В.В. Толстов, И.А. Делов, А.П. Борщов). Б.С. Дудником и др. [9] была разработана эффективная система защиты аппаратуры от импульсных помех при регистрации сигналов на фотопленку. В это же время в работу по подготовке к МГГ подключился талантливый астроном, воспитанник Астрономической обсерватории Харьковского государственного университета В.Н. Лебединец.

Летом 1957 г. впервые побывал в Харькове и В.В. Федынский. Состоялось детальное обсуждение перспектив радиолокационных наблюдений метеоров. В.В. Федынский также поддержал развитие в Харькове работ по исследованию неоднородностей структуры ионосферы по программе МГГ. Но для этого необходимо было создать новые ионосферные станции. Этими работами занялись Б.Г. Бондарь, В.И. Таран, Е.Г. Прошкин, В.В. Толстов, В.М. Жебко, Ю.И. Суворов. В это же время начались первые работы по исследованию метеорного распространения радиоволн с целью использования метеоров для радиосвязи (Б.Г. Бондарь, В.Ф. Чепура).

Междуведомственным геофизическим комитетом был подготовлен План научных исследований различных организаций СССР по программе МГГ [10], а также Инструкция по наблюдениям метеоров [11]. Программа изучения метеоров в течение МГГ включала следующие задачи: регистрация метеорной активности (численности метеоров); изучение физических свойств атмосферы в зоне слоя Е ионосферы; определение направления и скорости дрейфа метеорных следов на высоте 80 – 100 *км*. По инструкции, изданной Специальным

комитетом МГГ, метод определения скорости и направления ветра по дрейфу метеорных следов получил наименование «метод D2».

Летом 1957 г. к выполнению национальной программы МГГ по радионаблюдениям метеоров приступили семь научных коллективов СССР. Наибольших успехов в развитии радиолокации метеоров достиг коллектив кафедры «Основы радиотехники» ХПИ под руководством Б.Л. Кащеева. В период с июля по декабрь 1957 г. по программе МГГ в Харькове были проведены первые регулярные наблюдения метеоров радиолокационным методом, были получены и в 1958 г. опубликованы первые экспериментальные результаты [12].

В июле 1958 г. в Москве состоялась пятая Ассамблея Специального комитета МГГ, на которой были рассмотрены результаты выполнения программы МГГ. В работе Ассамблеи приняли участие ведущие геофизики США, Великобритании, Японии, Швеции, СССР и других стран. Б.Л. Кащеев получил приглашение принять участие в этой Ассамблее и выступить с докладом, в котором осветить результаты применения в СССР радиометодов при проведении наблюдений метеоров по программе МГГ. Позже этот доклад был опубликован в сборнике статей [13]. Ведущие ученые мира в области метеорных исследований (Ф. Уиппл, Д. Дэвис, Т. Кайзер, Н. Герлофсон) дали высокую оценку первым результатам работ в Харькове. Благодаря этим результатам в 1958 г. Б.Л. Кащеев и В.Н. Лебединец на X Конгрессе Международного астрономического союза (МАС) были приняты в члены МАС и включены в состав Комиссии 22 МАС «Метеоры и метеориты».

Успешное выполнение запланированных работ в период МГГ и международное признание результатов этих работ послужило немаловажным фактором при решении вопросов дальнейшего финансирования научных исследований, проводимых на кафедре Основы радиотехники, выделению фондов на оборудование, увеличения штатов и выделения жилья сотрудникам. В результате в сентябре 1958 г. решением Правительства СССР при кафедре «Основы радиотехники» ХПИ была создана Проблемная научно-исследовательская лаборатория (ПНИЛ) радиотехники с ежегодным целевым финансированием за счет госбюджета. Научным руководителем лаборатории был назначен Б.Л. Кащеев. Именно в этой должности за 42 года бессменного руководства проявились выдающиеся способности Б.Л. Кащеева как научного организатора.

Летом 1958 г. Полевую лабораторию посетил известный астроном и исследователь метеоров И.С.Астапович [14], работавший в то время в Туркмении и создавший вблизи Ашхабада метеорную обсерваторию. По просьбе И.С.Астаповича сотрудниками кафедры «Основы радиотехники» ХПИ на базе РЛС «Пегматит» была разработана аппаратура для регистрации метеоров, внедренная затем в Институте физики Земли в Ашхабаде.

Программа МГГ была продлена на 1958 г., а затем МГГ был продлен программой Международного геофизического сотрудничества (МГС) и на 1959 г. Содержание работ было расширено, и коллектив сотрудников кафедры Основы радиотехники и ПНИЛ продолжил успешно начатые работы.

Первые харьковские метеорные радиолокационные комплексы МС-1 и МС-2

На основании ставших известными (в основном, зарубежных) работ по физической теории образования ионизированных метеорных следов и теории рассеяния радиоволн на метеорных следах, а также на основании собственных экспериментальных данных стало ясно, что применяемые военные радиолокаторы не совсем годятся для наблюдений метеоров. Прежде всего, это касается относительно высокой (72 *МГц*) рабочей частоты. Согласно классической теории радиолокации метеоров, с уменьшением частоты (увеличением длины волны) в геометрической прогрессии возрастает мощность рассеянного на метеорном следе радиосигнала, а также увеличивается численность наблюдаемых метеоров. Кроме того, применяемые фоторегистраторы с непрерывной протяжкой пленки позволяли измерять ограниченное количество параметров метеорных сигналов (дальность, амплитуду, длительность). Для проведения дальнейших исследований необходимо было разработать специальную метеорную радиолокационную аппаратуру.

И такая аппаратура была разработана и создана в Харькове [15]. Это были радиолокационные комплексы аппаратуры МС-1 и МС-2. Комплекс МС-1 предназначен для регистрации численности метеорных отражений, момента появления метеоров, длительности их существования, измерения наклонной дальности. Комплекс МС-2 предназначен для определения скорости, радиантов и орбит метеорных тел, а также некоторых параметров атмосферы на высоте 80 – 100 *км*. В обоих комплексах использовалось одно и то же передающее устройство, работающее на частоте 36,9 *МГц*. Частота повторения основной последовательности импульсов 500 *имп/с*, длительность импульсов 10 *мкс*, мощность в импульсе 75 *кВт*. В комплексах МС-1 и МС-2 различались функционально и, соответственно, сложностью реализации приемно-регистрирующие устройства. В комплексе МС-1 радиометеорные сигналы индицировались в виде яркостных меток на экране электронно-лучевой трубки с вертикальной разверткой дальности и регистрировались на фотопленку с непрерывной ее протяжкой с постоянной скоростью.

Радиоприемное устройство комплекса МС-2 более сложное: кроме амплитудного канала, который используется для определения параметров метеоров в верхней атмосфере, имеется фазовый канал для определения скорости дрейфа метеорных следов в атмосфере когерентно-импульсным методом по допплеровской частоте. Имеется возможность ввода сигналов одновременно от двух приемных антенн, что позволяет измерить амплитудно-фазовым методом угол прихода метеорных сигналов и определить при известной наклонной дальности высоту метеора. Скорость метеорного тела определялась дифракционным методом по амплитудно-временным характеристикам сигнала, рассеянного на ненасыщенных метеорных следах, впервые примененным Эллиетом и Дэвисом в Джодрел Бэнк [16].

Радианты индивидуальных метеоров определялись импульсно-дифракционным методом (методом Дэвиса [17]). По методу Дэвиса прием метеорных радиосигналов осуществляется не только в пункте, совмещенным с радиопередающим устройством (в основном пункте), но и в двух вынесенных на расстояние несколько километров от основного дополнительных пунктах. Принятые в вынесенных пунктах сигналы ретранслируются в основной пункт, где совместно регистрируются на кинопленку. Покадровый фоторегистратор работает в ждущем режиме и запускается импульсным сигналом при обнаружении и распознавании метеорного радиосигнала. По известным значениям скорости и координат радианта метеоров можно вычислить элементы орбиты метеорного тела, породившего этот метеор. В обоих комплексах аппаратуры использовались антенны типа «полуволновый вибратор» и «волновой канал». Большое внимание было уделено разработке устройств защиты от импульсных помех.

В декабре 1957 г. в Харькове были начаты регулярные измерения численности метеоров с помощью радиолокационного комплекса МС-1, которые продолжались несколько лет [18, 19]. В декабре 1958 г. в Харькове впервые были проведены с помощью комплекса МС-2 радиолокационные наблюдения метеорного потока Геминиды и определены скорости метеоров этого потока [20], а в декабре 1959 г. впервые определены по данным радиолокационных наблюдений радианты и орбиты метеорных тел, принадлежащих потоку Геминиды [21, 22]. С ноября 1959 по декабрь 1960 г. М. Ф. Лагутиным был проведен годичный цикл радиолокационных наблюдений метеоров (по 7–10 суток наблюдений в каждом месяце), по данным которых были определены скорости и радианты индивидуальных метеоров до $+7^m$ [23].

В 1961 г. вышла из печати фундаментальная монография Б.Л. Кащеева и В. Н. Лебединца «Радиолокационные исследования метеорных явлений» [24], получившая высокую оценку И.С. Астаповича [6]. В этой книге рассмотрены: физическая теория метеоров; методы регистрации метеорных следов при радионаблюдениях; вопросы рассеяния радиоволн на ионизированных метеорных следах, аппаратура и результаты измерений численности метеоров; аппаратура, методика и результаты определения скоростей и радиантов индивидуальных метеоров; методика и результаты исследования циркуляции атмосферы радиометеорным методом. Эта, переработанная и дополненная новыми экспериментальными результатами, книга стала основой новой монографии Б.Л.Кащеева, В.Н.Лебединца и М.Ф.Лагутина [25]. В ней,

в частности, впервые приведен каталог орбит более 12500 метеорных тел, полученный по данным радиолокационных наблюдений в Харькове. Последняя из указанных монографий, наравне с монографией Д. Мак-Кинли [3], стала настольной книгой и руководством не одного поколения исследователей метеоров радиолокационным методом.

В 1961 г. В.Н. Лебединец и И.А. Лысенко перешли на работу в только что созданный Институт экспериментальной метеорологии (ИЭМ), г. Обнинск (в настоящее время НПО «Тайфун»). В.Н. Лебединец возглавил отдел астрофизических исследований. Харьковский горный институт в 1962 г. был преобразован в Харьковский институт горного машиностроения, автоматики и вычислительной техники (ХИГМАВТ), и в нем был создан радиотехнический факультет. Ряд сотрудников кафедры «Основы радиотехники» ХПИ (М.Ф. Лагутин, В.В. Толстов, Е.Г. Прошкин) перешли на работу в ХИГМАВТ. М.Ф. Лагутин возглавил кафедру радиопередающих устройств (РПУ) и продолжил радиолокационные исследования метеоров на новом месте непрерывно-волновым методом. В 1966 г. постановлением Совета Министров СССР ХИГМАВТ был переименован в Харьковский институт радиоэлектроники (ХИРЭ), затем в 1993 г. – в Харьковский технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ). В настоящее время – Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ).

По проекту ИЭМ планировалось создание глобальной модели ветров в метеорной зоне атмосферы. Коллектив кафедры РПУ принял участие в модернизации радиометеорной аппаратуры, которая устанавливалась на всех пунктах наблюдений ИЭМ [8]. Было разработано новое типовое радиопередающее устройство для этих станций. Совместно с ИЭМ были созданы радиометеорные станции в Обнинске, на о. Хейса в Заполярье, в Ашхабаде и в ГДР. Впервые в мировой практике в составе 12 советской антарктической экспедиции на станции Молодежная начались исследования ветра и притока метеорного вещества радиометодом.

Создание метеорной автоматизированной радиолокационной системы. МАРС первого поколения. Ряды наблюдений 1967 – 1970 гг.

После успешного выполнения программ МГГ и МГС международным сообществом была принята новая программа исследований на 1964 – 1965 гг. – Международный год спокойного Солнца (МГСС). Коллектив кафедры «Основы радиотехники» и ПНИЛ радиотехники ХПИ включился в подготовку к новым работам. Необходимо было определить направление дальнейшего совершенствования аппаратуры и методики радиолокационных наблюдений метеоров. Были изучены и проанализированы многочисленные зарубежные публикации по эти вопросам. Кроме упомянутой выше книги Б.Л. Кащеева и В.Н. Лебединца [24] появились и другие отечественные работы по радиолокации метеоров [26, 27]. В 1963 г. Б.Л. Кащеев поставил перед коллективом задачу: в кратчайшие сроки разработать и создать радиолокационный комплекс с высокой эффективной чувствительностью, который бы позволил наблюдать очень слабые метеоры (до $+12^m \ldots 15^m$). Задача была сложная, но интересная и достаточно реальная. Появилась информация, что подобные радиолокационные системы создаются и за рубежом (в США и Канаде).

Пути достижения поставленной цели, в общем, были ясны. Это — увеличение мощности радиопередающего устройства, увеличение длины волны, увеличение коэффициента усиления антенны, улучшение помехозащищенности приемно-регистрирующей аппаратуры, совершенствование методов обработки радиометеорной информации. В результате были выработаны следующие основные технические требования к новому радиолокационному комплексу для наблюдений слабых метеоров: частота – (22…23) *МГц*; мощность радиопередатчика в импульсе – (1…5) *МВт*; коэффициент усиления антенны – (200…300).

В 1964 г. началась напряженная работа по разработке нового высокоэффективного радиолокационного комплекса для исследований метеоров, которая успешно завершилась в 1967 г. Разработкой антенно-фидерной системы занимался Б.Г. Бондарь, радиопередающего устройства – Б.С. Дудник и А.А. Ткачук [28], радиоприемных устройств и ретрансляторов для вынесенных пунктов – И.А. Делов, главного синхронизатора и регистраторов – В.А. Нечитайленко

и Ю.И. Волощук [29]. В создании радиолокационного комплекса принимал участие практически весь состав ПНИЛ радиотехники и Полевой лаборатории, а также студенты во время практики. В целом этот радиолокационный комплекс описан в работе [30].

Методы радиолокационных наблюдений метеоров с фоторегистрацией и определения параметров метеоров были теми же, что применялись раньше, но использовалась современная элементная база и электронные приборы. Так, впервые, по предложению В.А. Нечитайленко, были применены феррит-диодные логические элементы в устройстве предварительной обработки регистратора метеорных сигналов. Уникальными были антенны в основном пункте с коэффициентом усиления (250…270) и передающее устройство с мощностью в импульсе около 1 *МВт*.

В октябре 1967 г. были начаты первые радиолокационные наблюдения слабых метеоров. В декабре провели наблюдения ежегодного метеорного потока Геминиды, после чего наблюдения стали регулярными и продолжались до 1970 г. Ежемесячно проводилось по два недельных цикла наблюдений, иногда наблюдения проводились непрерывно в течение 20 – 30 суток. Наблюдения проводились под руководством А.А. Ткачука, он же осуществлял инженерно-техническое обеспечение функционирования метеорного радиолокационного комплекса. Группу обработки данных наблюдений возглавляла Н.В. Новоселова, астроном по образованию. Первые результаты измерений численности слабых метеоров [31], а также результаты определения радиантов и орбит [32] были опубликованы в 1969 г. Далее результаты радиолокационных наблюдений слабых метеоров регулярно публиковались в различных журналах, например [33, 34]. По данным радионаблюдений только в 1968 г. были определены скорости, радианты и орбиты 37 тысяч мелких метеорных тел, порождающих метеоры до $+12^m$ [35]. При интерпретации результатов радионаблюдений метеоров большое внимание уделялось совершенствованию методов учета избирательности наблюдений по отношению к различным параметрам метеоров и аппаратуры [36].

Было показано, что результаты измерений численности слабых метеоров (до $+14^m$), которые порождаются метеорными телами с минимальной массой $\sim 10^{-6}$ г, отличаются от результатов измерений численности более ярких метеоров (до $+8^m$) иным суточным и сезонным ходом, значением параметра *s* степенного закона распределения метеорных тел по массе и другими характеристиками. Распределения элементов орбит метеорных тел по радионаблюдениям метеоров до $+12^m$ также существенно отличались от соответствующих распределений элементов орбит по радионаблюдениям метеоров до $+7^m$ в Харькове и были сопоставимы с распределениями элементов орбит метеорных тел по радионаблюдениям метеоров до $+10^m$ по Гарвардскому радиометеорному проекту в США [37, 38].

В течение 1968 – 1969 гг., в дополнение к подсисистемам ПАОРО и САЧМО, В.В. Жуковым и Б.С. Дудником был создан фазовый угломер для измерения высот отражающих «точек» метеорных следов, работающий в импульсном режиме [39]. Индикация разности фаз сигналов, принятых пятью разнесенными антеннами, осуществлялась на экране электронно-лучевых трубок с круговой разверткой. Фоторегистрация осуществлялась на 35 *мм* кинопленку. В течение нескольких месяцев 1969 – 1970 гг. В.В. Жуков провел наблюдения с целью исследовать высотные зависимости метеорных явлений. Такие высокоточные и статистически обеспеченные данные о зависимости скорости метеоров, начального радиуса ионизированных метеорных следов, коэффициента амбиполярной диффузии от высоты также были получены впервые.

Советская экваториальная метеорная экспедиция (СЭМЭ) 1967 – 1970 гг. Метеорный комплекс «Тропик»

В процессе развития радиометеорных исследований циркуляции атмосферы сложилась такая ситуация, что к 1967 г. станции наблюдений располагались на средних широтах северного и южного полушарий, а также в Арктике и Антарктике, однако полностью отсутствовали в экваториальной области. Для получения информации о циркуляции атмосферы в метеорной зоне над экватором Междуведомственный геофизический комитет АН СССР организовал Советскую экваториальную метеорную экспедицию (СЭМЭ), выполнение программы работ которой было поручено Институту астрофизики АН Таджикской ССР и Харьковскому политех-

ническому институту. В течение двух лет (1968 – 1970 гг.) экспедиция проводила исследования метеорных явлений в Республике Сомали в районе г. Могадишо (2° с. ш., 45° в. д.) под руководством акад. АН Таджикской ССР П.Б. Бабаджанова и проф. Б.Л. Кащеева. В экспедиции от ХПИ принимали участие В.А. Нечитайленко, Б.В. Кальченко, В.В. Балабанов, М.И. Гуртовой и В.В. Лизогуб.

СЭМЭ в Республике Сомали представляет собой уникальный научный эксперимент. Разработанная и изготовленная харьковскими специалистами радиолокационная аппаратура в тропическом исполнении (метеорная РЛС «Тропик») позволила в течение 320 круглосуточных циклов измерений получить уникальные данные о динамике верхней атмосферы над экватором, о тонкой структуре движения атмосферы, о южных потоках метеоров, о сравнительном притоке метеорного вещества из южной и северной полусферы. Материалы экспедиции показали ошибочность существовавших моделей циркуляции атмосферы над экватором: в действительности наблюдается устойчивое движение воздушных масс на запад. В метеорной зоне над экватором была обнаружена квазидвухсуточная составляющая скорости ветра и связь появления этой составляющей с солнечным ветром. Результаты исследований по программе СЭМЭ опубликованы в монографиях [40, 41] и в ряде научных статей, например [42, 43].

В итоге работы СЭМЭ и одновременно проводившихся наблюдений в Харькове и в Душанбе был собран огромный экспериментальный материал, содержащий сотни тысяч измерений радиальных компонент скорости дрейфа метеорных следов. Полученные данные в значительной мере заполнили тот пробел, который существовал в наших знаниях об атмосферных процессах в экваториальной зоне.

МАРС второго поколения. Ряды наблюдений 1972 – 1978 гг.

Несмотря на то, что созданный в Харькове радиолокационный комплекс для наблюдений слабых метеоров был уникальным, а полученные на этом комплексе результаты наблюдений – выдающимися и получившие международное признание, со временем стали очевидными некоторые ограничения этого комплекса. Во-первых, понятное стремление понизить рабочую частоту до 22 *МГц* привело к тому, что проводить круглосуточные наблюдения при постоянном пороге чувствительности радиоприемного устройства было невозможно. В дневное время уровень помех от различных радиостанций за счет ионосферного распространения радиоволн возрастал настолько, что эффективная чувствительность радиолокационного комплекса падала в пять-шесть раз по сравнению с ночными условиями в связи с необходимостью повышения порога амплитудного дискриминатора. Это значительно усложняло интерпретацию результатов радионаблюдений метеоров. Кроме того, при такой большой мощности передатчика выявился такой вид помех, который для всех оказался неожиданностью. Имеются в виду сигналы возвратно-наклонного зондирования (ВНЗ), или эффект Кабанова. Поскольку это были «свои» сигналы, существующая в метеорной РЛС система защиты от помех оказалась бессильной против такого вида помех. Наличие сигналов ВНЗ явилось одной из причин, почему в Харькове ограничились мощностью передатчика на уровне 1 *МВт* и не стали ее повышать, хотя первоначально в проекте это было предусмотрено.

Во-вторых, объем получаемых при наблюдениях метеоров данных был настолько огромным, что обработка этих данных (съем информации с кинопленок, подготовка данных для вычислений на ЭВМ, последующая статистическая обработка с учетом различных факторов замечаемости радиометеоров и т. п.) были очень трудоемкими и продолжительными. Стало очевидным, что без автоматизации процессов первичной и вторичной обработки радиометеорной информации непосредственно в самой РЛС в дальнейшем не обойтись. Такая задача была поставлена Б.Л. Кащеевым и в течение 1969 – 1971 гг. успешно выполнена.

После длительного наблюдения за радиопомехами в диапазоне частот от 22 до 35 *МГц*, была выбрана в качестве оптимальной рабочая частота 31,1 *МГц*, на которую и были перестроены все устройства метеорной радиолокационной станции. Подсистему автоматического определения радиантов и орбит (ПАОРО) метеоров решили создавать на базе управляющей ЭВМ типа «Днепр-1», которую только что начали выпускать в Киеве. За решение этой новой,

сложной, но интересной работы взялся А.А. Дьяков [44, 45]. Автоматический статистический анализатор численности радиометеоров разрабатывал и создавал Ю.И. Волощук [46]. Вначале вся обработка метеорных сигналов (предварительная, первичная и вторичная) в САЧМО была реализована аппаратными средствами. Здесь впервые были применены феррит-транзисторные логические элементы. В дальнейшем для вторичной обработки (для расчета параметра *s* распределения метеорных тел по массе и определения плотности потока метеорных тел) в состав САЧМО была включена малая управляющая ЭВМ типа УМ1-НХ-М. Так была создана впервые в Харькове Метеорная автоматизированная радиолокационная система – впоследствии знаменитая на весь мир система МАРС [47]. Около 40 параметров метеоров, включая элементы орбит, выдавались на печать практически в реальном времени (в течение 5 *с* после наблюдения), что поражало всех специалистов, знакомых с длительным и трудоемким процессом обработки данных наблюдений метеоров, который повсеместно применялся ранее.

С 1971 г. была прекращена подготовка радиоспециалистов в ХПИ, и значительное число сотрудников и студентов радиотехнического факультета ХПИ были переведены в ХИРЭ. В полном составе были переведены в ХИРЭ кафедра «Основы радиотехники» вместе с ПНИЛ радиотехники и Балаклейской полевой лабораторией. НИЛ ионосферы (научный руководитель В.И. Таран) осталась в ХПИ.

В 1972 г. в Балаклейской полевой лаборатории были начаты регулярные радиолокационные наблюдения метеоров с помощью системы МАРС, продолжавшиеся в течение восьми лет. Проведением наблюдений руководил непосредственно А.А. Ткачук. Наиболее выдающимся результатом этой работы, не превзойденным до настоящего времени, является создание самого большого в мире каталога орбит (более 250 тысяч) мелких метеорных тел (с массой до 10^{-5} *г*). Первые результаты радиолокационных наблюдений метеоров с помощью системы МАРС и их сравнение с результатами, полученными ранее [35], опубликованы в работе [48]. В 1980 г. был опубликован каталог орбит 5317 индивидуальных метеоров до $+12^{m}$, зарегистрированных в течение 1-2 суток непрерывных наблюдений в каждом месяце 1975 г. [49], который считается одним из наиболее точных и статистически однородных каталогов метеорных орбит.

Система МАРС постоянно развивалась и совершенствовалась: в ее состав были включены в 1974 – 1975 гг. новые подсистемы – автоматический угломер и ветровой автомат. Метеорная автоматизированная радиолокационная система МАРС в полном составе описана в [50].

Автоматический угломер, разработанный и созданный В.В. Жуковым, В.Н. Олейниковым, А.Н. Олейниковым представлял собой многоканальный цифровой радиоимпульсный фазометр, предназначенный для определения угловых координат отражающей области и высоты метеорного следа. Вторичная обработка осуществлялась первоначально с помощью управляющей ЭВМ «Днепр-1», входящей в состав ПАОРО, а после дальнейшей модернизации автоматического угломера – с помощью управляющей ЭВМ типа М-6000. Ветровой автомат (ВЕТА), разработанный В.А Нечитайленко, В.В. Лизогубом и др. [51 – 53] предназначен для измерения скорости дрейфа метеорных следов. В этой аппаратуре измерение допплеровского смещения частоты принятого сигнала производится путем вычисления среднего значения приращения фазы сигнала от импульса к импульсу. Измерение фазового сдвига производится с помощью цифрового импульсного фазометра. В комплексе аппаратуры ВЕТА использовалась малая управляющая ЭВМ типа УМ1-НХ-М, и были оптимально разделены аппаратурная и программная реализация алгоритмов предварительной и первичной обработки информации. В процессе последующей модернизации РЛС ВЕТА автоматизация измерений была осуществлена с помощью ЭВМ типа Д3-28, а в дальнейшем – современного компьютера. Увеличение численности регистраций было достигнуто разработкой и внедрением поискового метода метеорной радиолокации [54 – 55].

Международные проекты 80-х годов XX века. МАРС третьего поколения. АССОРМИ. Исследования в 1980 – 2010 гг. Некоторые итоги

В 1982 – 1987 гг. научные учреждения СССР, и ПНИЛ РТ в том числе, участвовали в выполнении международных программ по исследованию кометы Галлея и исследованию средней

атмосферы (МАР). По предложению Междуведомственного геофизического комитета АН СССР, одобренному Научным комитетом по солнечно-земной физике, в проект МАР был включен отдельный проект ГЛОБМЕТ (Глобальная система метеорных наблюдений), предусматривавший комплексные исследования радиометеоров в различных регионах Земного шара по единой методике и на унифицированной аппаратуре [56].

На период МАР (1982 – 1985) 23 страны представили свои научные программы исследования средней атмосферы (15 – 120 *км*), из которых следует, что основным источником информации о поле скоростей ветра на высотах 80 – 100 *км* являются метеоры. Установление основных закономерностей динамики атмосферы на этих высотах, исследование структуры, энергетики и взаимосвязи процессов в различных областях атмосферы – вот круг задач, в решение которых существенный вклад вносят радионаблюдения метеоров. Для реализации этих возможностей требуется унификация параметров радиолокационной аппаратуры, методики наблюдений, алгоритмов обработки и интерпретации их результатов. В период МАР и ГЛОБМЕТ проводились координированные наблюдения метеорного дрейфа по согласованной программе одновременно в Харькове, Обнинске и Казани (1982 г.). Результаты этих совместных измерений циркуляции атмосферы опубликованы в работе [57].

Дальнейшее развитие радиолокационных наблюдений метеоров в Харькове шло в направлениях совершенствования методов и технических средств, используемых при измерениях и при обработке и анализе результатов измерений. При этом применялись все более мощные средства вычислительной техники, использовались методы математического моделирования метеорных явлений, в том числе, имитационное моделирование методом Монте-Карло (Ю.И. Волощук, А.А. Ткачук), статистическое моделирование временных рядов численности радиометеоров (Ю.И. Волощук, М.И. Малыняк, Н.Б. Назаренко) и пр. В итоге под руководством Ю.И. Волощука была создана Автоматизированная система сбора и обработки радиометеорной информации (АССОРМИ), технические условия которой обеспечивали М.И. Малыняк, С.Г. Кундюков и др.

Радиометеорные исследования в Харькове проводились по научным направлениям, которые в зависимости от цели исследований можно условно разделить на три группы:

1) радиометеорная физика и астрономия – исследование параметров и характеристик радиометеоров (высота, начальный радиус, коэффициент амбиполярной диффузии, ионизационная кривая, поляризационные и резонансные эффекты при рассеянии радиоволн метеорными следами) и порождающих их метеорных тел (скорость, торможение, дробление, плотность потока, распределение по массе, радианты, орбиты, метеорные потоки и ассоциации, спорадический метеорный фон и пр.);

2) радиометеорная геофизика – использование радиометеорных методов для исследования процессов в верхней атмосфере Земли;

3) метеорное распространение радиоволн и его использование для радиосвязи и высокоточной синхронизации мер времени и частоты, включая сличение эталонов.

В первое направление исследований наиболее весомый вклад внесли В.Н. Лебединец, М.Ф. Лагутин, Б.С. Дудник, Н.В. Новоселова, Ю.И. Волощук, А.А. Ткачук, В.В. Жуков, В.Н. Олейников, А.А. Дьяков, М.И. Малыняк, С.Г. Кундюков, О.А. Соляник, Л.П. Татарец и др.; во второе направление – И.А.Делов, И.А. Лысенко, В.А. Нечитайленко, Ю.И. Суворов, Б.В. Кальченко, В.В. Лизогуб, А.Н. Олейников и др.; в третье направление – Б.Г. Бондарь, Б.С. Дудник, А.Н. Смирнов, С.Ф. Семенов, В.М. Байдак, Ю.А. Леман, Л.П. Татарец, В.П. Моисеев, Ю.Г. Нестеренко, Ю.А. Коваль, Ю.В. Гарбузов, В.В. Обельченко, С.Г. Кундюков, И.Е. Антипов и др. Научное руководство всеми работами осуществлял Б.Л. Кащеев, ведущий ученый и блестящий организатор.

Выполняемые в Харькове радиолокационные исследования метеоров осуществлялись на стыке различных наук. Центральное место в исследованиях было отведено эксперименту. Эксперименты проводились в основном в Балаклейской полевой лаборатории, руководили которой в разное время Ю.И. Суворов, В.М. Жебко, А.И. Шкарлет. Разрабатываемая для на-

блюдений аппаратура была всегда выполнена на самом высоком техническом уровне, а сами наблюдения были тщательно спланированными и длительными по времени, обеспечивающими статистически надежные данные. При проведении радиолокационных наблюдений метеоров большое внимание уделялось оценкам погрешностей измерений и их влиянию на окончательные результаты исследований и выводы.

В каждом из указанных выше направлений исследований были получены новые и важные научные результаты, получившие международное признание. Анализ этих результатов заслуживает отдельного рассмотрения и выходит за рамки настоящей статьи. Отметим только, что астрономическое направление исследований метеорного вещества имело, помимо всего прочего, важное прикладное значение, связанное с оценками метеорной опасности для космических летательных аппаратов (КЛА) и для космонавтов, находящихся в открытом космосе. В те годы в СССР интенсивно велись космические исследования на долговременных орбитальных станциях «Алмаз», «Салют», «Мир», выполнялись программы по исследованию Луны с использованием аппаратов «Луноход», запускались межпланетные космические аппараты, рассчитанные на многолетнее функционирование.

Коллектив ПНИЛ радиотехники ХИРЭ активно участвовал в этих работах, сотрудничая с НПО «Энергия», Институтом космических исследований, Институтом геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского и другими (в то время закрытыми) организациями. Некоторые результаты оценки метеорной опасности для КЛА были опубликованы в работах [58 – 60]. Б.Л. Кащеев и С.В. Коломиец являются одними из основных исполнителей при разработке ГОСТ 25645.112-84 «Вещество метеорное. Термины, определения и буквенные обозначения», а Ю.И. Волощук и Б.Л. Кащеев – соисполнителями ГОСТ 25645.128-85 «Вещество метеорное. Модель пространственного распределения», ставшего основным нормативным документом для конструкторов космической техники при расчетах систем защиты от метеорной опасности.

В период с 1998 по 2000 г. под руководством проф. Б.Л. Кащеева в ПНИЛ радиотехники выполнялась международная координированная научно-исследовательская программа № 96-1669 «Experimental and theoretical investigation of tide modulation by planatary waves» (Экспериментальные и теоретические исследования модуляции прилива планетарными волнами) в рамках международного проекта INTAS. Соисполнителями этой работы являлись научные организации России, Германии, Англии и Франции.

Выполнение данной программы стало возможным только благодаря наличию в Полевой лаборатории ХНУРЕ единственной в Украине многофункциональной метеорной радиолокационной системы МАРС, которая позволяла измерять динамические параметры атмосферы с привязкой по высоте. Во время координированных измерений было зарегистрировано более 600 тысяч метеорных отражений, получены высотные профили амплитуд и фаз атмосферных приливов, определены параметры квазидвухсуточных колебаний и внутренних гравитационных волн [61]. В этой работе принимали участие А.Н. Олейников, В.Н. Олейников, Л.П. Татарец , А.И. Шкарлет и др.

Исследования метеоров по международным проектам продолжаются и в настоящее время. В 2007 г. стартовала международная программа «Международный гелиофизический год 2007/9». В эту программу включена область исследования «Метеоры, метеороиды и межпланетная пыль». Международным координатором метеорных исследований МГГ 2007/9 является С.В. Коломиец. Введенная в действие в 2008 г. разнесенная метеорная радиолокационная станция Балаклейского полигона (РМРЛС ХНУРЭ, А.Н. Олейников и др.) для исследования метеорной активности методом, основанном на использовании сигналов телевещания, участвует в международной программе «Global Meteor Scatter Network».

Выводы. Номинации достижений метеорных исследований в Харькове

Основными научными итогами 50-летней работы харьковской школы исследователей радиометеоров являются, по нашему мнению: докторские диссертации Б.Л. Кащеева, В.Н. Лебединца, М.Ф. Лагутина, Ю.И. Волощука, Ю.А. Коваля, И.Е. Антипова; десятки кан-

БИБЛИОТЕКА ХНУРЕ Инв. № 809296

дидатских диссертаций; двенадцать монографий [24, 25, 40, 41, 49, 62 – 68], сотни научных статей в различных изданиях. В 2010 г. исполняется 39 лет пребывания коллектива исследователей метеоров радиометодом в стенах ХНУРЭ, в результате чего ХНУРЭ стал активным и известным исполнителем астрономических, геофизических и временных тем по государственным и международным программам, связанным с исследованием метеоров, важнейшие разработки по которым сохранены в многочисленных томах научных отчетов, а кафедра «Основ радиотехники» и ее научные подразделения с их метеорными наработками стали известной в мире научной школой метеорной радиолокации. Результаты радиолокационных исследований метеоров в Харькове регулярно докладывались на различных международных, всесоюзных и республиканских научных симпозиумах и конференциях, эти доклады всегда пользовались вниманием слушателей. Научная школа метеорной радиолокации ХНУРЭ (Харьков, Украина) неоднократно сама была центром научных мероприятий по обсуждению учеными разных стран научно-технических проблем исследования метеоров (метеорные конференции в 1977 и 1996 гг., Семинары памяти Б.Л. Кащеева в 2005 и 2010 гг.).

Непреходящую ценность, как для астрономии, так и для геофизики, имеют обширные первичные данные метеорных измерений, полученные на уникальных метеорных комплексах в Харькове в разные годы и результаты их обработки. Электронный каталог ХНУРЭ, созданный под руководством Ю.И. Волощука на основе 250 тысяч метеорных орбит, зарегистрированных в Харькове в 1972 – 1978 гг. А.А. Ткачуком, стал новым мощным инструментом ученых ХНУРЭ для астрономических исследований Солнечной системы.

Из многочисленных научных званий и наград лично проф. Б.Л. Кащеева и работ возглавляемого им коллектива особо следует отметить: медали ВДНХ за создание и за модернизацию системы МАРС (бронзовую в 1980, две золотые в 1983 г. и в 1989 г.); премию имени акад. Н.П. Барабашова, которую Президиум Академии Наук Украины присудил Ю.И. Волощуку, Б.Л. Кащееву и В.Г. Кручиненко за монографию «Метеоры и метеорное вещество» в 1994 г.; Сертификат и значок "Золото МГГ" (IGY 1957 GOLD), которыми был номинирован Б. Л. Кащеев в 2007 г. руководством Международного гелиофизического года за заслуги в Международном геофизическом году (в связи с 50-летием МГГ), присвоение научно-учебной лаборатории радиоастрономии ХНУРЭ имени Б.Л. Кащеева, присвоение Международным астрономическим союзом трем малым планетам (астероидам) имен «Кащеев», «ХТУРЭ» и «Волощук». В перечне заслуг научного коллектива исследователей метеоров под руководством Б.Л. Кащеева следует отдельно остановиться на лидерстве этого коллектива по постановке и проведению научных экспериментов мирового уровня в период наибольшего интереса к метеорам и метеорной радиолокации. Эксперимент был ключевым моментом теории и практики радиолокационных исследований метеоров в Харькове, а экспериментальная база под Харьковом со все более совершенными аппаратурными комплексами была предметом гордости не одного коллектива, а всей страны [69]. 11 февраля 2004 г. распоряжением Кабинета Министров Украины №73-р многофункциональный геофизический комплекс для исследования атмосферы и притока метеорного вещества Харьковского национального университета радиоэлектроники (с. Ольховатка Балаклейского района Харьковской области) научно-учебного центра кафедры Основы радиотехники включен в Государственный реестр научных объектов, которые являются национальным достоянием Украины.

Статус национального достояния Украины присвоен Балаклейскому экспериментальному полигону радиолокационных наблюдений метеоров, главному делу жизни и предмету гордости Б.Л. Кащеева, вскоре после дня, когда перестало биться сердце его выдающегося основателя. Нет сомнений, что присвоение этого высокого статуса означает национальное признание роли и вклада мирового уровня научной школы метеорной радиолокации ХНУРЭ во главе с Б.Л. Кащеевым с ее неотъемлемой частью, Балаклейской экспериментальной наблюдательной базой и полученных на ней результатов, в развитии всего научного направления радиолокационных исследований метеоров.

Список литературы: 1. *Ловелл Б.* Метеорная астрономия. Пер. с англ. М.: Гос. изд-во физ.-техн. лит., 1958. 488 с. 2. *Левин Б.Ю.* Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Солнечной системе. М.: Изд-во АН СССР, 1956. 293 с. 3. *Мак-Кинли Д.* Методы метеорной астрономии. Пер. с англ. М.: Мир, 1964. 384 с. 4. *Мищ А.А.* Основные направления научно-исследовательских работ радиотехнического факультета // Вестник ХПИ. 1967. № 22(70). Вып. 1. С. 3-7. 5. *Мищ А.А.* Радиотехническому факультету Харьковского политехнического института 25 лет // Респ. межвед. науч.-техн. сб. «Радиотехника». 1971. Вып. 16. С. 5-10. 6. Борис Леонідович Кащеєв: Біобібліографичний показчик УАА. Відп. ред. Ю.І. Волощук. Київ, 2001. 52 с. 7. *Федынский В.В.* Метеоры. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1956. 111 с. 8. *Лагутин М.Ф.* Комплексные исследования динамики метеорного притока радарами и лидарами в Украине // Радиотехника. 2006. Вып. 146. С. 135-138. 9. *Дудник Б.С., Кащеев Б.Л., Лагутин М. Ф., Лысенко И.А.* Система защиты от импульсных помех в аппаратуре, регистрирующей метеорную активность // Радиотехника и электроника. 1958. Т. III. Вып. 11. С. 1379-1383. 10. *План* научных исследований в Международном геофизическом году в 1957-1958 гг. // Инф. бюлл. МГГ. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 63 с. 11. *Наблюдения* метеоров. Инструкция / Под ред. В. В. Федынского. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 48 с. 12. *ДудникБ.С., Кащеев Б.Л., Лагутин М. Ф. и др.* Изучение метеорной активности радиолокационным методом на частоте 72 МГц // Изв. высш. уч. зав. Сер. Радиофизика. 1958. Т. 1. № 2. С. 66-70. 13. *Кащеев Б.Л.* Радиолокационные наблюдения метеоров про программе Международного геофизического года // Исследования Ионосферы и метеоров. Сб. статей. М.: Изд-во АН СССР, 1960. № 2. С. 40-53. 14. *Астапович И.С.* Метеорные явления в земной атмосфере. М.: Физматгиз, 1958. 267 с. 15. *Кащеев Б.Л., Дудник Б.С., Лагутин М.Ф., Лысенко И. А.* Аппаратура для радиолокационных наблюдений метеоров // Метеоры. Сб. статей. 1960. № 1. С. 2-10. 16. *Elliett C.D., Davies J.G.* Velocity of meteors measured by diffraction of radio waves from trails during formation // Nature.1948. Vol. 161. P. 596-597. 17. *Davies J.G.* Radio observations of meteors // Advances in electronic and electron physics. 1957. Vol. 9. P. 95-128. 18. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Суворов Ю.И.* Численность метеоров по наблюдения, проведенным в Харькове в 1957–1960 годах // Метеоры. Сб. статей. 1960. № 1. С. 11-19. 19. *Кащеев Б.Л., Дудник Б.С., Лагутин М. Ф. и др.* Радиолокационные наблюдения метеоров в Харькове //Ионосферные исследования. Метеоры. Сб. статей. М.: Изд-во АН СССР. 1962. № 8. С. 7-20. 20. *Дудник Б.С., Кащеев Б.Л., Лагутин М. Ф., Лысенко И.А.* Скорость метеоров в потоке Геминид // Астрономический журнал. 1959. Т. 36. Вып. 1. С. 141-145. 21. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М. Ф.* Орбита Геминид 1959 года. // Метеоры. Сб. статей. 1960. № 1. С. 25-28. 22. *Кащеєв Б.Л., Лагутін М.Ф., Лисенко І.А.* // Доповіді АН УРСР. Сер. Астрономія. 1961. № 5. С. 626. 23. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М. Ф.* Радиолокационные определения орбит индивидуальных метеоров // Астрономический журнал. 1961. Т. 38. № 4. С. 361-369. 24. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н.* Радиолокационные исследования метеорних явлений. М.: Изд-во АН СССР. 1961. 124 с. 25. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М. Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с. 26. *Перегудов Ф.И.* Характеристика метеора как радиолокационной цели. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1960. 59 с. 27. *Фиалко Е.И.* Радиолокационные методы наблюдения метеоров. М.: Сов.радио, 1961. 112 с. 28. *Бондарь Б.Г., Дудник Б.С., Ткачук А.А.* Передающее и антенное устройства метеорной станции высокой эффективной чувствительности // Вестник ХПИ. Радиотехника. 1967. № 22(70). Вып. 1. С. 38-42. 29. Волощук Ю.И., Нечитайленко В.А. Регистратор метеорной станции высокой эффективной чувствительности // Вестник ХПИ. Радиотехника. 1967. № 22(70). Вып. 1. С. 23-26. 30. *Кащеев Б.Л., Делов И.А., Дудник Б.С., Ткачук А.А.* Радиолокационный комплекс для исследования слабых метеоров // Респ. межвед. науч.-техн. сб. «Радиотехника». 1971. Вып. 16. С. 11-18. 31. *Кащеев Б.Л., Волощук Ю.И., Дудник Б.С.и др.* Радиолокационные наблюдения численности метеоров в Харькове на шести уровнях регистрации // Вестник ХПИ. Радиотехника. 1969. № 36(84). Вып. 2. С. 3-14. 32. *Кащеев Б.Л., Делов И.А., Дудник Б.С.и др.* Измерение радиантов и орбит слабых метеоров // Вестник ХПИ. Радиотехника. 1969. № 36(84). Вып. 2. С. 15-21. 33. *Кащеев Б.Л., Новоселова Н.В., Ткачук А.А.* Характеристики орбит слабых метеоров (до $+12^m$) // Астрономический вестник. 1970. Т. 4. № 4. С. 248-251. 34. *Кащеев Б.Л., Дудник Б.С., Новоселова Н.В., Ткачук А.А.* Исследование характеристик слабых метеоров радиометодом // Доклады АН СССР. 1971. Т. 196. № 4. С. 805-807. 35. *Кащеев Б.Л., Новоселова Н.В., Ткачук А.А.* Скорости и орбиты мелких метеорных тел // Астрономический журнал. 1973. Т. 50. Вып. 6. С. 1337-1339. 36. *Ткачук А.А.* Замечаемость слабых метеоров. Сб. Проблемы космической физики. Киев: Вища шк., 1974. Вып. 9. С. 92-98. 37. *Hawkins G.S., Lindblad B.A., Southworth R.B.* The velosity of faint meteors // Smithson. Contribs. Astrophys. 1964. V. 8. № 4. P. 133-141. 38. *Whipple F.L., Southworth R.B., Nilsson C.S.* // Smithson. Astrophys. Observ. Special Rep. 1967. № 239. 37 p. 39. *Жуков В.В., Дудник Б.С.* Радиолокационная аппаратура для измерения высот метеоров // Респ. межвед. науч.-техн. сб. Радиотехника». 1971. Вып. 16. С. 25-29. 40. *Бабаджанов П.Б., Кащеев Б.Л., Нечитайленко В.А., Федынский В.В.* Радиометеорные исследования циркуляции верхней атмосферы. Душанбе: Дониш, 1974. 171 с. 41. Орбиты и численность метеоров по наблюдениям на экваторе. Отв. ред. Федынский В.В. Материалы мирового центра данных Б. М.: МГГ, 1975. 167 с. 42. *Бабаджанов П.Б., Кащеев Б.Л., Новоселова Н.В., Федынский В.В.*

Измерение численности метеоров на экваторе // Доклады АН СССР. 1974. Т. 218. № 1. С. 70-73. 43. *Бабаджанов П.Б., Кащеев Б.Л., Новоселова Н.В., Федынский В.В.* Результаты измерения радиантов метеоров на экваторе // Доклады АН СССР. 1974. Т. 218. № 2. С. 308-311. 44. *Дьяков А.А.* Об одном аспекте проблемы автоматизации обработки данных радиолокационных исследований метеорных явлений // Респ. межвед. науч.-техн. сб. «Радиотехника». 1971. Вып. 16. С. 55-58. 45. *Дьяков А.А.* Исследование алгоритма вычисления скорости метеора по данным радионаблюдений // Респ. межвед. науч.-техн. сб. «Радиотехника». 1971. Вып. 16. С. 58-62. 46. *Волощук Ю.И.* Статистический анализатор численности радиометеоров // Респ. межвед. науч.-техн. сб. «Радиотехника». 1971. Вып. 16. С. 48-55. 47. *Федынский В.В., Кащеев Б.Л., Волощук Ю.И., Дьяков А.А.* Радионаблюдения метеоров с применением автоматизированных систем // Вестник АН СССР. 1976. № 10. С. 89-94. 48. *Федынский В.В., Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Новоселова Н.В., Ткачук А.А.* Параметры орбит метеорных тел по радиолокационным наблюдениям // Доклады АН СССР. 1974. Т. 215. № 1. С. 72-75. 49. *Кащеев Б.Л., Ткачук А.А.* Результаты радиолокационных наблюдений слабых метеоров. Каталог орбит метеоров до $+12^{m}$. Материалы мирового центра данных Б. М.: МГГ, 1980. 232 с. 50. *Кащеев Б.Л., Волощук Ю.И., Ткачук А.А. и др.* Метеорная автоматизированная радиолокационная система // Метеорные исследования. М.: Сов. радио, 1977. № 4. С. 11-61. 51. *Кащеев Б.Л., Лизогуб В.В.* Ветровой автомат. III. Первичная обработка сигналов // Респ. межвед. науч.-техн. сб. «Радиотехника». 1975. Вып. 32. С. 3-7. 52. *Кащеев Б.Л., Нечитайленко В.А., Лизогуб В.В. и др.* Ветровой автомат. IV. Результаты экспериментального исследования // Респ. межвед. науч.-техн. сб. «Радиотехника». 1976. Вып. 36. С. 7-15. 53. *Кащеев Б.Л., Нечитайленко В.А., Лизогуб В.В. и др.* Автоматическая метеорная РЛС для исследования циркуляции атмосферы // Сб. «Кометы и метеоры». Душанбе: «Дониш», 1976. № 24. С. 3-18. 54. *Кальченко Б.В., Лизогуб В.В., Суворов Ю.И., Шевченко В.А.* Измерение параметров ветра радиометеорным методом в четырех азимутах // Сб. «Метеорные исследования». М.: Радио и связь, 1985. № 10. С. 23-29. 55. Лизогуб В.В., Семенуха С.Л., Суворов Ю.И., Соляник О.А. Поисковый метод метеорной радиолокации // Сб. «Метеорные исследования». М.: Радио и связь, 1987. № 13. С. 43-48. 56. *Глобальная* сеть РЛС для метеорных исследований / Отв. ред. Нечитайленко В.А. Материалы Мирового центра данных Б. М.: МГГ, 1981. 76 с. 57. *Кальченко Б.В., Лизогуб В.В., Лысенко И.А., Портнягин Ю.И., Степанов А.М., Фахрутдинова А.Н.* Результаты наблюдений в СССР дрейфа метеорных следов по программе средней атмосферы. Каталог данных. Материалы Мирового центра данных Б. М.: ВИНИТИ, 1981; 1983; 1984. 58. *Зацепа Н.С., Кащеев Б.Л., Ткачук А.А.* Метеорная обстановка в космическом пространстве // Проблемы безопасности полетов. 1973. № 2. С. 58-67. 59. *Зацепа Н.С., Кащеев Б.Л., Ткачук А.А.* Метеорная опасность в космосе // Авиация и космонавтика. 1974. № 12. С. 27-29. 60. *В.И. Бержатый, Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Ткачук А.А и др.* О некоторых результатах комплексных измерений пространственной плотности метеорного вещества в околоземном пространстве // Ракетно-космическая техника. 1979. Сер. 12. Вып. 4. С. 63-73. 61. *Олейников А.Н., Олейников В.Н., Лизогуб В.В., Жуков В.В., Сосновчик Д.М., Шкарлет А.И.* Радиометеорные исследования динамики атмосферы в Харькове // Радиотехника. 2006. Вып. 146. С. 24-43. 62. *Кащеев Б.Л., Цесевич В.П.* Исследование циркуляции атмосферы в метеорной зоне. М.: Наука, 1965. 64 с. 63. *Бондарь Б.Г., Кащеев Б.Л.* Метеорная связь. Киев: Техника, 1968. 120 с. 64. *Нечитайленко В.А.* Статистическая теория радионаблюдений метеорного ветра. М.: Наука, 1979. 103 с. 65. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л.* Распределение метеорных тел вблизи орбиты Земли. М.: Наука, 1981. 187 с. 66. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г.* Метеоры и метеорное вещество. Киев: Наук. думка, 1989.293 с. 67. *Кащеев Б.Л., Коваль Ю.А., Горбач В.И., Бондарь Б.Г.* Метеоры сегодня. Киев: Техніка, 1996. 196 с. 68. *Антипов И.Е., Коваль Ю.А., Обельченко В.В.* Развитие теории и совершенствование радиометеорных систем связи и синхронизации. Харьков: Коллегиум, 2006. 306 с. 69. *Лебедев Т.С., Соллогуб В.Б.* Вклад ученых Украины в исследования по программе Международного геофизического года // Международный геофизический год. Информационный бюллетень. № 2. Киев: Изд-во Академии наук Украинской ССР, 1960. С. 3-31.

[1]Национальный научный центр
«Институт метрологии»,
[2]Национальный технический университет
«Харьковский политехнический институт»
[3]Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 05.01.2010

УДК 621.396.96

В.В. СИДОРОВ, д-р. физ-мат. наук

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТЕОРОВ В КАЗАНИ

Проблемная радиоастрономическая лаборатория Казанского государственного университета (ПРАЛ) была создана в 1957 г. Основателем лаборатории является Константин Владимирович Костылёв, в то время доцент кафедры радиофизики, а впоследствии, зав. кафедрой радиоастрономии, профессор. До этого он сумел один из первых в СССР с помощью военного радара пронаблюдать и идентифицировать радиолокационные отражения от ионизированных следов в атмосфере, остающихся в процессе разрушения, испарения и ионизации метеорных частиц. Стало ясно, что метеорные явления, которые мы можем наблюдать иногда в виде падающих звёзд, представляют собой сложный геофизический процесс взаимодействия быстро летящей частицы с атмосферой Земли, а радары могут давать обширную информацию как о пылевой составляющей Солнечной системы, так и об атмосфере на высотах, почти недоступных другим методам исследования.

В то время СССР включился в первую международную координированную программу «Международный геофизический год». Коллектив лаборатории, состоящий из нескольких аспирантов и лаборантов под руководством К. В. Костылёва, успешно проработал в этой программе и в дальнейшем участвовал во многих других координированных программах по исследованию метеоров и верхней атмосферы MAP, MAC, GLOBMET, DYANA и др. Четверо из сподвижников К. В. Костылёва: Сидоров В. В., Курганов, Р. А. Белькович О. И. и Тептин Г. М. впоследствии стали докторами наук.

С 1965 руководителем лаборатории стал В. В. Сидоров. К настоящему времени пятеро учеников профессора В. В. Сидорова защитили докторские диссертации: А. М. Насыров. Р Г. Минуллин, К .А. Каримов А. Н. Фахрутдинова, А .В. Карпов. Была близка к защите докторская диссертация Плеухова А.Н. Лаборатория подготовила квалифицированные кадры радиофизиков-экспериментаторов для всего радиофизического крыла физфака. Это - шесть заведующих кафедрами и десять доцентов. Выходцы из лаборатории Кардоник Г. С. и Ганин В. А основали новые успешно работающие подразделения в Казанском государственном университете (КГУ).

Радиолокационные исследования в метеорной астрономии

Метеорная астрономия является одним из традиционных направлений Казанской астрономической школы. Метеоры исследовали профессор Дубяго А.Д. и профессор Евдокимов Ю. В. Вскоре после организации ПРАЛ, К. В. Костылёвым был создан Метеорный отдел Астрономической обсерватории им. Энгельгардта при КГУ (АОЭ), которым в течение многих лет руководил его ученик Белькович О. И., а затем ученик В. В. Сидорова – А. М. Насыров, а теперь ученик О. И. Бельковича – В. В. Андреев. Так что ПРАЛ и Метеорный отдел АОЭ в течение многих лет работают координированно. На долю радиофизиков ПРАЛ приходится разработка радиолокационного оборудования для метеорных исследований, набор экспериментальных данных регистраций метеорных радиоотражений. Разработка методов интерпретации результатов измерений для получения информации о падающем потоке метеорных частиц и их физических свойствах.

Данные эти получаются на основе анализа сигналов Метеорного радара, отражённых от метеорных «следов». Искусство радиофизиков Сидорова В. В., Пупышева Ю. А. Костылёва К. К. Ганина В. А., Степанова А. М. и др. состояло в том, чтобы построить такой радар, который давал бы наиболее полную информацию о «звёздных пришельцах». В течение более чем 10 лет непрерывных наблюдений на пятой модификации из разработанных в ПРАЛ метеорных радаров –КГУ М5 позволили получить обширную базу данных, состоящую из более чем 12 миллионов метеорных отражений. На основе этих исследований разработан ГОСТ «Метеорное вещество».

Последние совместные ПРАЛ и Метеорного отдела АОЭ исследования с использованием нового метода, который был разработан профессорами. В. В. Сидоровым с его учениками канд. физ.-мат. наук Филимоновой Т. К. и Рассимом Амер Али, а также проф. Бельковичем О. И. и назван томографическим (по аналогии с известным прибором), в корне меняют прежние представления о структуре и распределении наиболее представительной части «метеорного сообщества» – спорадических метеорах и открывают новые перспективы установления связей между метеорами и их родоначальниками – кометами и астероидами, а это позволит понять многое в строении Солнечной системы

Метеорные исследования динамики верхней атмосферы

Чтобы изучать ветер в приземном слое, метеорологи запускают шары-зонды и наблюдают за их движением. Метеорные следы образуются бесплатно в громадном количестве и за их перемещениями можно наблюдать с помощью радиолокатора. Группа ученых ПРАЛ и аспирантов сначала В. В.Сидоров с учениками (ныне доктора ф.м. наук) К. А. Каримовым и А.Н.Фахрутдиновой, а затем А. Н. Фахрутдинова и ее ученики (ныне кандидаты наук) О. Г. Хуторова, Р. А. Ишмуратов, Н. В. Бердунов и др.) обработали десятилетний ряд наблюдений Метеорного радара КГУ и построили настолько детальную эмпирическую модель динамики атмосферы на высотах 80 – 110 *км*, какой пока нет на участках атмосферы, исследуемых другими методами.

Метеорный вклад в ионизацию атмосферы

Этот вклад невелик, но он создает неоднородности, образование и эволюцию которых можно исследовать, а на этой основе получать важные сведения об ионосфере. Проф. Минуллин Р. Г. с его учениками доц. Шерстюковым и канд. физ.-мат. наук доц. Акчуриным А.Д. и проф. Насыров А. М., начав с метеоров, стали крупными специалистами в области ионосферного распространения радиоволн – первый в области спорадических ионосферных образований, а другой в области ракурсных свойств ионизаций, возникающих в результате искусственных воздействий на нелинейную ионосферу.

Метеорная радиосвязь

Широко известно какова роль спутников в дальней радиосвязи, но мало кто знает, что ионизованные метеорные следы тоже могут быть использованы вместо спутников для дальней радиосвязи на УКВ. Причём бит информации, переданный по метеорной линии радиосвязи, вдвое дешевле, чем если его передавать через спутник. Разработанные в ПРАЛ метеорные системы работали на десятках радиолиний, особенно в малонаселённых районах и в Заполярье, где преимущества метеорной связи особенно значительны. Разработанные в ПРАЛ модели метеорного радиоканала признаются многими учёными мира как наиболее детальные и достоверные Большой вклад в эти работы сделали К. В. Костылёв, Р. А. Курганов, В. В. Сидоров, А. В. Карпов Г. С. Кардоник, А. Р. Курганов., Романов В. И., П. А. Школдов, Л. А. Эпиктетов, А. В. Логашин Р. Р. Мерзакреев и др.

Метеорная синхронизация шкал времени

В работах проф. В. В. Сидорова и его учеников доц. Плеухова А. Н., к.ф.м.н. Кардоника, к.ф.м.н. Г. С. Хузяшева Р. Г., доц. Курганова А. Р., Романова В. И., Эпиктетова Л. А. и др. было установлено, что метеорный канал имеет уникальные свойства стабильности и взаимности условий распространения, позволяющие с высокой точностью производить дистанционные измерения расхождения атомных часов. Достигнутая точность 0,5 наносекунды не доступна пока никаким другим методам. Чтобы получить такие высокие результаты, пришлось последовательно разработать семь аппаратурных измерительных комплексов и пройти трудный путь снижения погрешности от микросекунд до наносекунд. С помощью такой аппаратуры можно строить недорогие системы метрологии времени, дополняющие и резервирующие системы GPS, что очень важно для реализации истинной самостоятельности малых государств.

Метеорный радар КГУ

Метеорный радар Казанского университета КГУ-М5 был создан в восьмидесятых годах сотрудниками Проблемной радиолаборатории Казанского университета. Это была не первая радиолокационная система, созданная в Казани. Первые наблюдения метеорной активности были выполнены в 1954–1955 годах тогда доцентом кафедры радиофизики, а впоследствии заведующим кафедрой радиоастрономии, профессором К. В. Костылёвым с использованием военного радара П-2М и визуальной регистрации метеорных отражений на электронно-лучевом дисплее. Эти наблюдения были первыми в СССР радиолокационными наблюдениями метеоров, и они позволили понять, какими должны быть требования к системе обработки радиолокационных отражений от метеорных следов для получения научной информации о метеорных явлениях. Метеорный радар КГУ-М1, разработанный Ю. А. Пупышевым и В. В. Сидоровым под руководством К. В. Костылёва путём существенной переделки военного радара П-8 был первым в СССР радаром для количественного изучения притока метеорного вещества. Фоторегистраторы автоматически записывали время появления и длительность метеорных отражений. Метеорный радар КГУ-М1 развивался и улучшался Ю. А. Пупышевым и после разработки им азимутального статистического метода изучения распределения радиантов метеоров по небесной сфере в течение нескольких лет использовался для построения модели притока метеорного вещества в северную небесную полусферу. Полученные Ю. А. Пупышевым карты распределения плотности падающего потока метеоров по небесной сфере в течение десятков лет использовались в качестве астрономической основы при моделировании условий метеорного распространения радиоволн. Эти карты, несмотря на их невысокое разрешение, до настоящего времени не потеряли своей значимости. Однако ограничения военных радаров потребовали создания специализированного метеорного радара.

Метеорный радар КГУ-М2, как и последующие метеорные радары, был разработан в Проблемной радио-лаборатории под руководством Сидорова В. В. – Фахрутдиновым Р., Андриановым Н. С, Смоляковым Б, Покровским Г. Б. и Михайловым Б. К. и др. специально для метеорных исследований. Это был когерентный двухчастотный радар с возможностью измерения доплеровских сдвигов частоты, фазовых измерений углов прихода индивидуальных метеорных отражений, их пространственных координат и фоторегистрацией амплитудных и фазовых межчастотных и поляризационных измерений. На этом радаре была отработана техника измерения углов (Сидоров В. В.,Фахрутдинов Р. Ю.,Фахрутдинова А. Н., Покровский Г. Б.), получены данные об электродинамике рассеяния радиоволн метеорным следом, механизмах диффузионного расширения, плазменных резонансах и других эффектах рассеяния, определяющих полосу пропускания и фазовую стабильность метеорного канала, впоследствии определивших успех технических его приложений для радиосвязи и высокоточной синхронизации. На этом радаре были выполнены первые программы геофизических исследований. В этих работах выявились и главные недостатки радара КГУ-М2:

– недостаточная точность угловых измерений;

– недостаточная численность метеорных отражений для статистически обеспеченных геофизических измерений с высотным разрешением;

– недостаточная информативность радара для получения данных по метеорной астрономии, одним из факторов которой были ограничения на частоту посылок импульсного радара; наконец, громадная трудоёмкость обработки фоторегистраций.

Для увеличения эффективности в области астрономии комплекса Сидоровым В. В., Кургановым Р. А., Андриановым Н. С. и Нежметдиновым Т. К. был разработан дополнительный непрерывно-волновой комплекс с мощным передатчиком в Казани и системой разнесённых пунктов в окрестности Астрономической Обсерватории имени Энгельгардта – КГУ-М3. Предполагалось, что увеличение точности дифракционных измерений позволит улучшить точность измерения скоростей метеоров. Однако из-за близости аэропорта и отражений от самолётов эта дополнительная радарная система оказалась недостаточно эффективной.

Было принято решение перейти в этом варианте к наклонному рассеянию с передатчиком в Москве и дополнить её фазовым угломером. Так возникла новая непрерывно-волновая радарная система наклонного рассеяния КГУ-М4. Эта система в течение ряда лет использо-

валась для исследования в области метеорного распространения радиоволн и прикладных исследований. На этой системе впервые в мире Сидоровым В. В. и Андриановым Н. С. были реализованы измерения индивидуальных радиантов метеоров при наклонном рассеянии и экспериментально изучены проблемы скоростной селективности в метеорной радиолокации. К сожалению, этот комплекс оказался слишком дорогим в эксплуатации и просуществовал в полном составе и в работающем виде всего один год. Теснота на старом полигоне и, как следствие, ограничения в точности угловых измерений потребовали строительства нового радиополигона «Ореховка».

Метеорный радар КГУ-М5 проектировался с учётом новых возможностей радиополигона и должен был решить проблему долгосрочных наблюдений для исследования динамики верхней атмосферы и изучения притока на Землю метеорного вещества. Радар проектировали Сидоров В. В., Пупышев Ю. А. Костылёв К. К., Степанов А. М., Ганин В. А., Макаров В. А., Шувариков В. Нестеров В. и др. В новом радаре была почти на порядок увеличена энергия в импульсе по сравнению с КГУ-М2 и соответственно увеличена статистическая обеспеченность наблюдений

Успехи в применении азимутального статистического метода для построения карт распределения по небесной сфере плотности радиантов метеоров (карты Пупышева Ю. А.) естественно было закрепить в новом Радаре. Поэтому его антенную систему решено было сделать полноповоротной. Технически сложно оказалось реализовать в полноповоротном варианте фазовый угломер. Однако вскоре выяснилось, что для азимутального метода четірех направлений Север, Юг, Восток и Запад вполне достаточно, и в этом случае задачи геофизических и астрономических измерений удачно совмещались в едином комплексе. Полноповоротная антенная система метеорного Радара с фазовым угломером в настоящее время в мире реализована только в Казани, и это даёт ряд дополнительных возможностей в научных экспериментах.

Для организации непрерывных наблюдений потребовалось использовать для регистрации миллионов метеорных отражений цифровых методов с накоплением результатов на магнитных носителях, поэтому в структуру радара были включены несколько мини-ЭВМ, а на территории университета был построен (Макаров В. А. Костылёв К .К. Ганин В. А. и др.) специальный вычислительный комплекс для обработки результатов массовых наблюдений. Было подготовлено также необходимое математическое обеспечение (Фахрутдинова А. Н., Костылёв К. К. и др) В таком виде радар был запущен в 1980 г. и практически без изменения проработал до настоящего времени, обеспечивая ПРАЛ, АОЭ и радиофизические кафедры добротным экспериментальным материалом для научных исследований метеорного комплекса в окрестности орбиты Земли, распространения радиоволн и динамики верхней атмосферы. В настоящее время по своим возможностям он относится к лучшим метеорным радарам в Европе. На нем накоплен богатейший научный материал за более чем 10 лет почти непрерывных наблюдений.

Перспективы

Сейчас для ПРАЛ наступили трудные времена, несмотря на захватывающие научные перспективы:

– разработка системы радарного мониторинга притока метеорного вещества для целей безопасности людей и аппаратуры в космосе,

– наносекундная метрология времени и те преимущества, которые она может дать в системах радионавигации, пеленгации, радиолокации и др.;

– разработка принципов построения системы метеорной связи и синхронизации оптимально использующей замечательные свойства метеорного радиоканала;

– развитие псевдоголографических принципов для расшифровки волновой структуры ветровых полей на высотах 80 – 110 *км*.

Наконец, опыт ПРАЛ может оказаться полезным в разработке проблем информатизации Республики Татарстан.

Казанский государственный университет,
Республика Татарстан

Поступила в редколлегию 10.01.2010

УДК 621.396.96

Ю. А. КОВАЛЬ, д-р техн. наук, В. В. ОБЕЛЬЧЕНКО канд. техн. наук,
С. Г. КУНДЮКОВ, канд. техн. наук, А.А. КОСТЫРЯ, канд. техн. наук , С. Ф. СЕМЕНОВ,
Е. А. ИВАНОВА

ИСТОРИЯ И СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ КАФЕДРЫ ОРТ ХНУРЭ ПО ВЫСОКОТОЧНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИИ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ

Задача частотно-временной синхронизации территориально разнесенных пунктов. Основные методы синхронизации

Синхронизация[1] территориально разнесенных стандартов (в частном случае эталонов) времени и частоты – основа для реализации современных частотно-временных методов, позволяющих решать актуальные научно-технические и оборонные задачи в области метрологии времени и частоты, при создании систем координатно-временного обеспечения (включая спутниковые радионавигационные системы – СРНС), радиоастрономии, радиолокации, радиопеленгации, цифровой синхронной связи. Успешное решение таких задач определяется как стабильностью стандартов времени и частоты, так и точностью их сравнения. Высокие темпы совершенствования стандартов наивысшей точности – эталонов (относительная нестабильность современных эталонов составляет $10^{-13}-10^{-15}$, а в перспективе – $10^{-16}-10^{-18}$) определяет актуальность задачи повышения точности методов сравнения. Современные требования к точности частотно-временной синхронизации некоторых потребителей приведены в табл.1.

Таблица 1

Области применения	Задачи	Требования	
		По времени, *нс*	По частоте, $\Delta f / f_0$
Метрология времени и частоты	Хранение и воспроизведение размеров единиц времени и частоты, а также шкал времени	1–10	$10^{-13}-10^{-14}$
Радиоастрономия и фундаментальные исследования	Синхронизация пунктов радиоинтерферометров со сверхдлинными базами (РСДБ); определение параметров вращения Земли	10–50	
СРНС (ГЛОНАСС, GPS, ГАЛИЛЕО)	Синхронизация шкал времени наземных и космических объектов СРНС	1–10	
Цифровые системы связи	Синхронизация частоты опорных генераторов в узлах связи	–	$10^{-11}-10^{-12}$

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), где находится государственный эталон времени и частоты США. 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 [3, 4].

[1] Близкими по смыслу являются также термины *сличение, сравнение* и *привязка.*

Для постановки задачи синхронизации времени и частоты определяющим является понятие шкалы времени $H(t)$ и сдвига шкал ΔT. Для аналитической записи идеальной шкалы времени предложено выражение с применением аппарата дельта-функций [5]. Измерения сдвига шкал времени позволяет оценить отклонение стандартов по частоте

$$\Delta f(t) \cong f_0 \frac{d[\Delta T(t)]}{dt}, \qquad (1)$$

где $\Delta T(t)$ – временная аппроксимация дискретных значений ΔT_n.

Под методами синхронизации принято понимать совокупность технических средств и приемов их использования для синхронизации территориально разнесенных эталонов и стандартов времени и частоты (ДСТУ 2681–94).

Первые методы синхронизации были предложены А. Эйнштейном в работах по релятивистской теории (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 ретрансляционный алгоритм – РА). Упоминается и вариант использования возимых часов (реализуется в настоящее время в виде перевозимых квантовых часов – ПКЧ).

К настоящему времени арсенал методов синхронизации и варианты их технической реализации существенно расширились. В основе всех методов синхронизации, кроме ПКЧ, лежит передача информации о шкалах времени. Для этого используются различные диапазоны частот и системы.

Методы синхронизации можно условно 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 – СДВ и ДВ каналы; СРНС; сигналы ТВ; односторонний радиометеорный канал (РМК); кабельные, лазерные и волоконно-оптические линии. Поскольку в этих методах излучаются сигналы только из одного пункта, методы первой группы принято называть односторонними.

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 относят к активным. Активные методы реализуются в РМК, спутниковых и оптических каналах связи с применением различных алгоритмов – упомянутый выше РА, встречный алгоритм (ВА), опорно-ретрансляционный алгоритм (ОРА).

В методах третьей группы используется общий источник, сигналы которого принимаются в сверяемых пунктах, а сдвиг шкал определяется с учетом известной разности задержек сигналов между шкалой общего источника и синхронизируемыми пунктами. Этот метод принято называть алгоритмом общего охвата (АОО) и он реализуются в СРНС в дифференциальном режиме, а также в РСДБ.

Основным критерием качества методов синхронизации является погрешность измерения сдвига шкал. Сопоставление методов синхронизации по точности возможно только при идентичных методиках расчета погрешностей (интервалы накопления результатов измерений, алгоритмы статистической обработки). 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 стандартов. 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, – ПКЧ, СРНС, связные ИСЗ и РМС (табл. 2).

Таблица 2

Метод	Достоинства	Общие недостатки	Недостатки для Украины
ПКЧ	Прямые измерения	Низкая оперативность; высокая стоимость	Отсутствие собственных ПКЧ
СРНС	Глобальная зона действия	Селективный доступ (GPS); низкая оперативность.	Зависимость от зарубежных систем
Связные ИСЗ	Глобальная зона действия; оперативность	Излучение в пунктах	
РМС	Оперативность; скрытность; автономность	Ограниченная дальность (2000 км)	–

Учитывая высокую стабильность сигналов квазаров и пульсаров (не хуже 10^{-14}), можно сказать, что перспективным методом является РСДБ, который в перспективе может стать основой нового типа эталонов времени и средства синхронизации. Каждый из современных высокоточных методов синхронизации (табл. 2) обладает определенными преимуществами и недостатками, которые необходимо учитывать при выборе метода.

В связи с тем, что к началу 70-х годов СРНС еще не были созданы, а ИСЗ связи использовались для синхронизации только в экспериментальном порядке, начатые на каф. ОРТ ХПИ по инициативе проф. Кащеева Б.Л. работы по РМС носили не только приоритетный характер в СССР, но и были актуальными для решения стратегических задач Министерства обороны (МО) СССР.

Основы РМС

В основе РМС лежат высокая стабильность и обратимость задержки сигналов в РМК. При этом РМС превосходит другие методы по таким показателям, как производительность измерений (на получение единичного измерения требуется время порядка 0,1 *с*), автономность, оперативность, экономичность, скрытность, устойчивость к ионосферным возмущениям. К недостаткам РМС относится ограниченная дальность действия (до 2000 *км* без дополнительных ретрансляторов) и необходимость излучения радиосигналов в синхронизируемых пунктах.

Работы по РМС были начаты в Харькове (ХПИ) под руководством проф. Кащеева Б.Л. вскоре после первых публикаций по этому вопросу [6]. В период 1969–1970 г. были разработаны первые экспериментальные образцы аппаратуры «МЕТКА–1» для МО СССР (см. табл. 3), а в 1971 г. проведены экспериментальные сеансы сличения шкал эталонов времени Госстандарта СССР на трассе Харьков–Москва [7]. При этом были получены погрешности сличения 0,2–0,3 *мкс*. Позднее к данному направлению подключился Казанский государственный университет (КГУ) [8].

В дальнейшем работы проводились в следующих направлениях:

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

2) разработка, изготовление и внедрение образцов аппаратуры для сравнения эталонов времени и частоты Госстандарта;

3) разработка, изготовление и испытания макетов аппаратуры в рамках ОКР совместно с Ленинградским научно-исследовательским радиотехническим институтом (ЛНИРТИ);

4) расширение областей применения радиометеорной аппаратуры синхронизации (РМАС).

Головными организациями, представляющими интересы потребителей в СССР, были: НИИ Госстандарта – Всесоюзный (ныне Всероссийский) НИИ физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ), а в Украине – Харьковский Государственный НИИ метрологии – ХГНИИМ (ныне Национальный Научный центр "Институт метрологии" – ННЦ ИМ); от промышленности в интересах МО – Ленинградский научно-исследовательский радиотехнический институт (ныне Российский институт радионавигации и времени – РИРВ, С.-Петербург). Основными потребителями аппаратуры являлись: службы времени Госстандарта СССР (Государственный эталон во ВНИИФТРИ и вторичные эталоны в Харькове, Ужгороде, Новосибирске, Иркутске, Хабаровске); АН СССР (обсерватории в Пулкове и Николаеве): МО СССР. После распада СССР радиометеорная аппаратура использовалась для синхронизации Государственного первичного эталона времени и частоты Украины (ННЦ ИМ) со вторичными эталонами Украины (Киев, Ужгород), а также стандартом Наземного автоматизированного комплекса управления космическими аппаратами (НАКУ КА) на территории Украины по заказу и при участии Научно-исследовательского института радиотехнических измерений (НИИРИ).

Результаты теоретических исследований РМС

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 табл. 5. 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 [9, 10].

Результаты экспериментального исследования кратковременной фазовой нестабильности задержки сигналов в метеорном радиоканале позволили обосновать фазовый принцип построения высокоточной радиометеорной аппаратуры синхронизации [11, 12].

Анализ теоретических и экспериментальных исследований источников невзаимности задержки канала 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*) [9, 13].

Результаты исследования метеорного радиоканала были положены в основу линейной параметрической модели метеорного канала синхронизации (ЛПМ МКС) [9], состоящей из каскадного соединения линейного четырехполюсника с постоянными параметрами, идеальной линии с управляемой величиной задержки, идеального амплитудного модулятора и генераторов модулирующих функций. Анализ прохождения сигналов в ЛПМ 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.

Проведенный комплексный анализ основных алгоритмов сравнения (ВА, РА и ОРА) показал преимущества ВА и позволил синтезировать новые более совершенные комбинированные и модифицированные алгоритмы [9, 14]. Новые алгоритмы запатентованы [15–17].

Для выбора вида и параметров сигналов решены теоретические задачи: анализ пороговых отношений сигнал/помеха; оценка потенциальных точностных характеристик основных типов простых и сложных сигналов; анализ влияния коррелированных помех [18–22]. Показаны преимущества сложных сигналов для уменьшения сигнальных погрешностей: увеличе-

ние базы сигналов; усреднение результатов измерений по всем импульсам кода; переход к фазовым измерениям.

Анализ потенциальной точности фазовых измерений проводился применительно к универсальному случаю когерентного дискретного составного частотного сигнала (КДСЧС), частным случаем которого является двухчастотный сигнал (ДЧС). 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 результирующих погрешностях измерения сдвига шкал в РМС имеют аппаратурные систематические погрешности (АСП). АСП возникают вследствие нестабильности задержек в трактах формирования, излучения, приема и измерения времени прихода сигналов, а также невзаимности задержек в общих устройствах приема и передачи. АСП не зависят от алгоритмов сравнения. 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 [25], реализованный в РМКС «МЕТКА–3» (см. табл. 4) и получивший название "сквозной канал". Однако эти способы не позволили контролировать и учитывать второй и третий источники АСП (невзаимности задержек сигналов в общих устройствах и изменения задержек сигналов при вариации амплитуд принимаемых сигналов).

Невзаимность задержек АФУ в РМС была впервые обнаружена 1991 г. при "локации друг на друга" двух полукомплектов аппаратуры МЕТКА–8 [9, 11]. Изменение длин кабеля, смена АФУ и замена элементов в коммутаторе приводили к АСН до 20–30 *нс*.

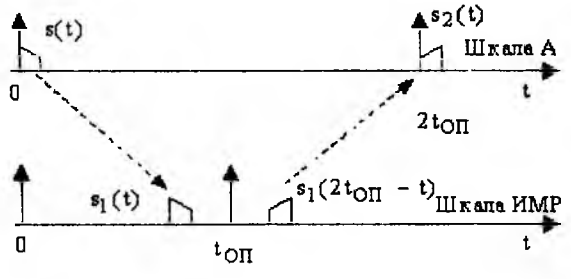


Рис. 1

Физически невзаимность задержек в АФУ можно объяснить изменениями формы сигнала из-за отличий в режимах согласования кабеля при приеме и излучении. Поскольку идеальное согласование АФУ, что явилось бы наиболее простым решением этой задачи, невозможно, было предложено измерять полную величину АСП в каждом из пунктов для сигналов с симметричной формой с помощью имитатора метеорного радиоканала (ИМР) с зеркальной ретрансляцией сигналов (рис. 1) и запатентовано устройство для этого [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 [27–29]. Предложены единые критерии оценки погрешностей и обобщенный показатель качества [30]. Предельное значение обобщенного показателя качества было оценено на основе информационной теории измерений [31].

Аппаратура и системы РМС

Результаты теоретических исследований привели к созданию РМАС трех типов:

1) экспериментальные образцы РМАС типа «МЕТКА» для регулярного сравнения эталонов и стандартов времени Госстандарта и НАКУ КА на территории Украины;

2) специальные макеты РМАС («МЕТКА». «ФАЗА») для научных исследований и ОКР, проводимых ХНУРЭ совместно с РИРВ и НИИРИ;

3) промышленные образцы РМАС.

В разработке первого поколения промышленной аппаратуры 17-Н-91, принятой в эксплуатацию постановлением правительства № 815-242 от 27.08.85 г. (главный конструктор С. Н. Плужников, ЛНИРТИ) участвовали научные коллективы кафедры ОРТ ХНУРЭ и КГУ. По мере расширения задач, решаемых МО СССР с помощью РМС при создании СРНС ГЛОНАСС, ЛНИРТИ совместно с ХНУРЭ (макеты «МЕТКА–4» и «ФАЗА») провели в период 1989–1998 гг. два НИОКР, в результате чего было разработано второе поколение промышленной аппаратуры 17-Н-830 (прошла автономные испытания).

Макеты РМАС, разработанные в КГУ, получили название «КАМА».

Основные характеристики разработанной в ХНУРЭ РМАС приведены в табл. 3–5 (табл. 3 – аппаратура с применением простых сигналов; табл. 4 – аппаратура с применением сложных сигналов; табл. 5 – фазовая аппаратура).

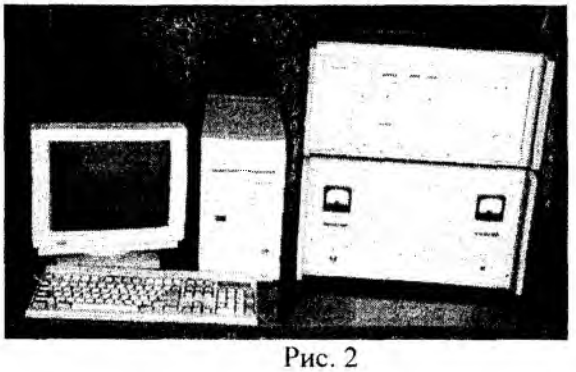


Рис. 2

В службе времени Госстандарта СССР, а позднее Госстандартов России и Украины применялись не промышленные, а экспериментальные образцы аппаратуры («МЕТКА–6» и «МЕТКА–6М»), отличающиеся высокой точностью и небольшими габаритами. В 1993 г. разработан и внедрен в Киеве (УкрЦСМ), НАКУ КА (Евпатория) и ННЦ ИМ комплекс «МЕТКА–6М» (рис. 2), сопряженный с ЭВМ для оперативной статистической обработки результатов измерений, их хранения и вывода на печать.

Отличительными особенностями комплексов «МЕТКА–6» и «МЕТКА–6М» 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» и «МЕТКА–6М» оценивались: в режимах "локация сам на себя" и "локация 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 года; при сравнении между собой результатов измерений в обоих пунктах. Диапазон изменений случайной погрешности и АСП, оцениваемой с помощью ПКЧ, не превышал 20 *нс*.

В 1985 г. введена в эксплуатацию многопозиционная радиометеорная система сличения (МРМСС) Государственного эталона СССР с эталоном-копией (Иркутск) и вторичными эталонами (Харьков, Новосибирск, Ужгород, Хабаровск) (рис. 3) [34]. МРМСС была оснащена образцами аппаратуры типа «МЕТКА–6» и «МЕТКА–6М». Аттестация Государственной службы времени и частоты СССР в 1988 г. подтвердила высокие метрологические характеристики МРМСС.



Рис. 3

В состав МРМСС также входили эталон Пулковской обсерватории АН СССР (С.-Петербург) и ретрансляционный пункт (Екатеринбург). На рис. 3, помимо пунктов МРМСС, показаны трассы экспериментальных сравнений: "треугольник" Познань – Киев – С.-Петербург (1989 г.); "треугольник" Харьков – Киев – Москва (1993 г.); ст. Зеленчукская (РАТАН АНСССР) – Харьков (ретрансляционный пункт) – С.-Петербург (ЛИПА); ННЦ ИМ (Харьков) – НАКУ КА (Евпатория) [9, 33].

Таблица 3

Параметры	Наименование РМАС			
	«МЕТКА–1»	«МЕТКА–5» – «МЕТКА–7»	«МЕТКА–9»	«МЕТКА–8»
Алгоритм	РА ($n = -1$)	ОРА ($n = 1$)		ВА
Рабочая частота, *МГц*	57,3			
Импульсная мощность, *кВт*	50	20–40	80	20–40
Вид сигнала	Код из 6-ти импульсов	Код из 16-ти импульсов		Код из 128 импульсов
Длительность сигнала, *мкс*	5	16x2		128x2
Погрешность, нс	200–300	15–30	5	5–10
Ширина спектра, *МГц*	0,4	1		
Период разработки	1969–1970	«МЕТКА–5..7 – 1980–1986; «МЕТКА–6М» – 1988–1999	1982	1990
Период эксплуатации	1970–1973	1980–2003	1985	1992
Цели разработки, внедрение	МО СССР; ОКР в РИРВ (аппаратура 17-Н-91)	Госстандарты Украины и России, НАКУ КА (Евпатория)	Исследование нестабильности задержки сигналов в РМК	Как вариант для ОКР в РИРВ

Обозначения в табл. 3: n – коэффициент ретрансляции

Применение для измерений огибающих как простых сигналов (например «МЕТКА–6»), так и сложных сигналов (табл. 4) не позволило достичь погрешностей существенно меньших, чем 10 *нс*. Поэтому были рассмотрены возможности использования фазовых методов построения РМАС, для чего был создан макет аппаратуры «ФАЗА» порядке выполнения ОКР по заказу РИРВ (табл. 5). Испытания РМАС «ФАЗА» показали возможность реализации фазовых принципов построения радиометеорной аппаратуры [12].

В аппаратуре «ФАЗА» использованы: составной сигнал, содержащий код из 15 фазоманипулированных (ФМ) по коду Баркера импульсов и когерентный ДЧС; комбинированный алгоритм сравнения – ОРА для ФМ сигнала и ВА 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. Основные технические решения аппаратуры «ФАЗА» защищены авторским свидетельством на изобретение [32].

Таблица 4

Параметры	Наименование РМАС			
	«МЕТКА–2»	«МЕТКА–3»	«МЕТКА–4»	«МЕТКА–10»
Алгоритм	ОРА ($n=2$)		ОРА ($n=1$)	ВА
Рабочая частота, *МГц*	57,3			
Импульсная мощность, *кВт*	5	20	3	20
Вид сигнала	Код из 2-х ЛЧМ импульсов	Код из 4-х ЛЧМ импульсов		Код из 17-ти ЛЧМ импульсов (один из них *V*-образный)
Длительность сигнала, *мкс*	2x70	4x50		17x24
Погрешность, *нс*	50	50	10–30	10
Ширина спектра, *МГц*	3,5	0,7	2,5	1
Период разработки	1975–1977	1977–1982	1975–1984	1987–1991
Испытания	Трасса Балаклея – Балта, 1977–1978	Трасса Харьков–Москва, 1982–1983	Трасса Харьков – Пулково, 1984	Локационные испытания, 1991
Цель разработки; внедрение	Как вариант для ОКР в РИРВ	Планировалось внедрение в Госстандарте СССР	Как вариант для ОКР в РИРВ	Планировалось внедрение в Госстандарте СССР

Обозначения в табл. 4: ЛЧМ – линейно-частотно модулированный

Таблица 5

Параметры	Наименование РМАС	
	«ФАЗА»	«МЕТКА–11»
Алгоритм	ОРА ($n=1$)+ВА	ВА
Рабочая частота, *МГц*	57,3	45,5
Импульсная мощность, *кВт*	10	2–4
Вид сигнала	ФМС+ДЧС	ФМС+ДЧС
Длительность сигнала, *мкс*	15x26 – ФМС, 2x500 – ДЧС	10x13-ФМС, 5x265-ДЧС
Погрешность, *нс*	≈1	
Ширина спектра, *МГц*	1	0,2
Период разработки	1985–1991	1995–2000
Период испытаний	1992	2000–2001
Цель разработки; внедрение	НИР и ОКР совместно с РИРВ (аппаратура 17-Н-830)	НИР с ННЦ ИМ и НИИРИ; ОКР совместно с РИРВ

Обозначения в табл. 5: ФМС – фазоманипулированнй сигнал; ДЧС – двухчастотный сигнал

Аппаратура «ФАЗА» послужила прототипом не только для промышленной аппаратуры 17–Н–830, но и последнего экспериментального образца аппаратуры «МЕТКА–11» [33].

Основным отличием комплекса «МЕТКА–11» является наличие двух режимов – сравнения шкал времени и передачи 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 имитатора. Указанные особенности РМАС «МЕТКА–11» позволили уверенно достичь погрешности измерений порядка 1 *нс*, облегчили 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 – огибающие и когерентные несущие ДЧС. При этом

по-иному реализован ДЧС – в виде бинарной ФМ по закону меандра несущей частоты. В состав аппаратуры «МЕТКА–11» включена ЭВМ, которая выполняет функции: формирование грубой части шкалы времени с дискретностью 1 *с*; управление работой устройств цифрового блока; вычисление точной части значения временного положения сигнала по его цифровым отсчетам; накопление и статистическая обработка результатов сравнения, приема и передачи информации; помехоустойчивое кодирование и декодирование информации; обмен информацией с оператором, включая отображение данных на экране дисплея и ввод данных с клавиатуры. Аппаратура «МЕТКА–11» испытывалась в локационном режиме ($\Delta T = 0$). Поэтому среднее за сеанс $\Delta\overline{T}$ является оценкой АСП, Результаты двух сеансов измерений сдвига шкал» приведены в табл. 6, а гистограммы распределения погрешностей – на рис. 4.

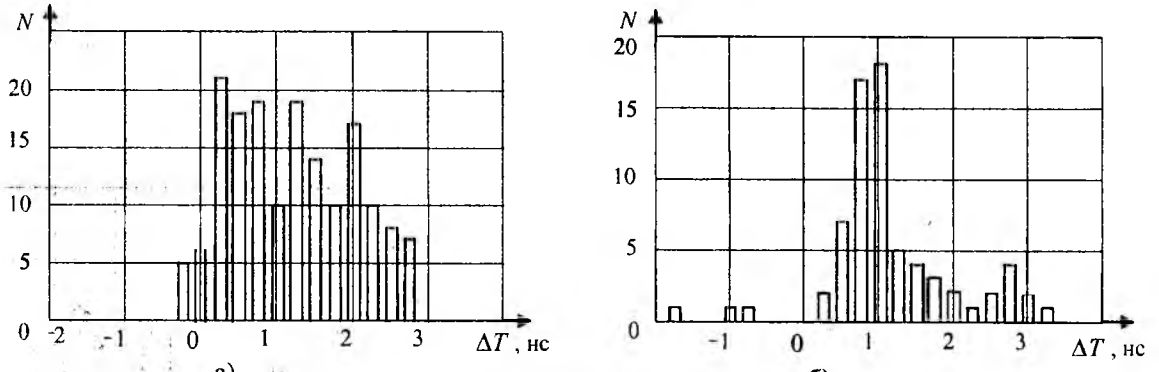


Рис. 4

Таблица 5

Дата	6.02.98	20.02.98
Количество единичных измерений	167	71
Среднее за сеанс $\Delta\overline{T}$, *нс*	1,35	1,22
СКО единичного измерения, *нс*	0,84	0,93
Гистограмма	рис. 4, *а*	рис. 4, *б*

После 1992 г. в соответствии с Соглашением о сотрудничестве стран СНГ по обеспечению единства измерений времени и частоты (Бишкек, 09.10.92г.) проводились регулярные сличения Государственных эталонов Украины (ННЦ ИМ) и России с применением РМАС. В 2003 г. сличения были прекращены. С применением аппаратуры «МЕТКА–6М» осуществлялось сличение Государственного (ННЦ ИМ, Харьков) и вторичного (УкрЦСМ, Киев) эталонов Украины и в 1995 г. была проведена аттестация службы времени Украины [35].

По результатам годичных сличений эталонов Украины и России в течение 2000 и 2001 гг. выполнен регрессионный анализ, выявивший относительный взаимный ход эталонов $5 \cdot 10^{-14}$ при среднеквадратической погрешности остатков 40 *нс* [36]. Результаты обработки измерений в 2001 г. приведены на рис. 5. Сравнительные результаты измерений сдвига шкал эталонов, выполненные совместно РМС и GPS в 2003 г., показаны на рис. 6 [37].

Разработка и изготовление экспериментальных образцов и макетов РМАС выполнялись сформированным проф. Кащеевым Б.Л. высококвалифицированным коллективом во главе с заведующим Проблемной НИЛ кафедры ОРТ к.т.н. Дудником Б. С. Ведущими разработчиками аппаратуры являлись: к.т.н. Нестеренко Г. В., Семенов С. Ф. (приемные устройства); Леман Ю. А., к.т.н. Кундюков С. Г., Байдак В. М. (измерительная часть); к.т.н. Дудник Б. С., Татарец Л. П., Смирнов А. Н. (передающие устройства); к.т.н. Дудник Б. С., Соляник О. А.

(антенно-фидерные устройства). В теоретических и экспериментальных исследованиях, а также в испытаниях РМАС принимали участие преподаватели кафедры ОРТ – д.т.н. Коваль Ю. А., к.т.н. Бавыкина В. В., к.т.н. Моисеев В. П., к.т.н. Гарбузов Ю. В., д.т.н. Антипов И. Е.

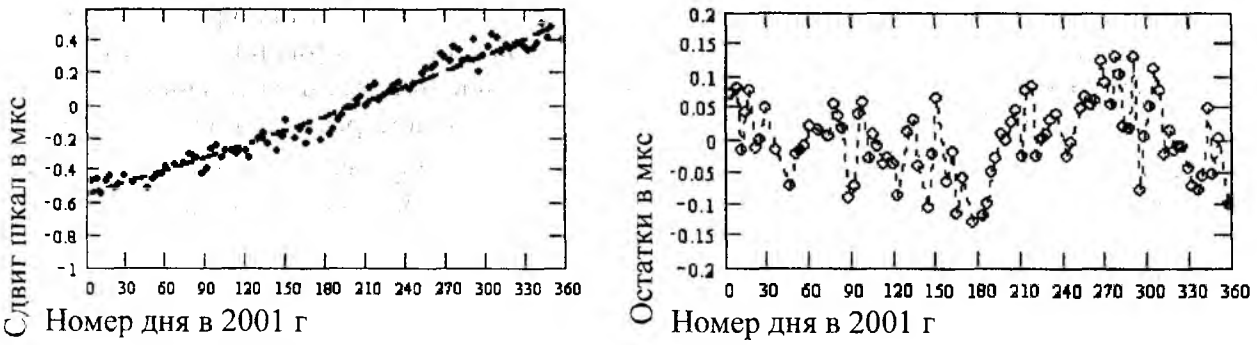


Рис. 5

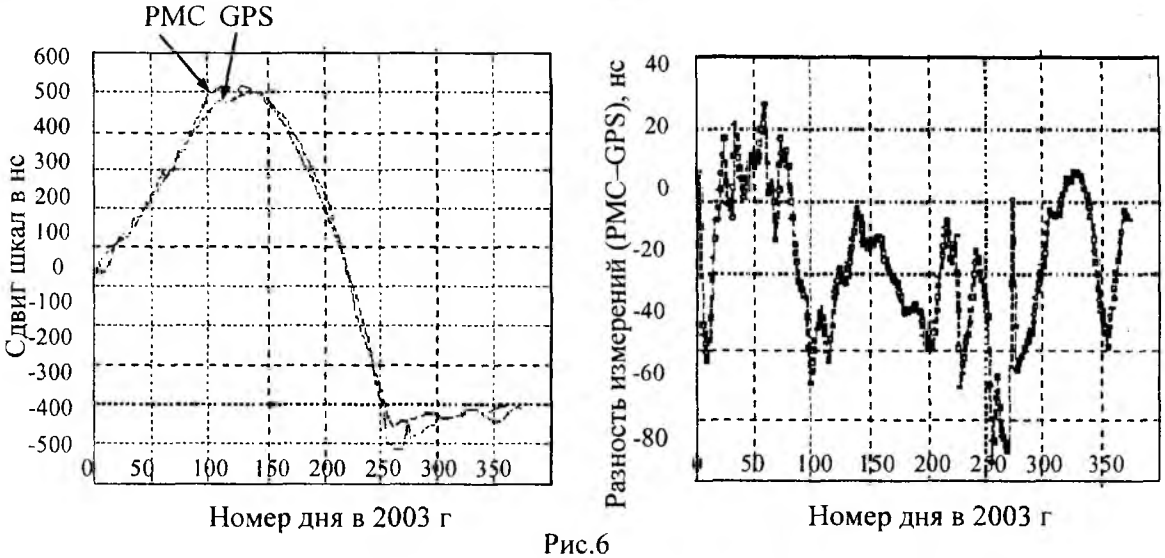


Рис.6

Всего по работам, связанным с РМС, опубликовано 4 монографии [9, 33, 37, 38], более 100 статей, защищены 2 докторские и 7 кандидатских диссертаций, получено 3 патента и более 30 авторских свидетельств на изобретения. Отдельные достижения отмечены правительственными наградами (Кащеев Б. Л., Дудник Б. С., Семенов С. Ф.).

Результаты работы систематически представлялись на конференциях и симпозиумах (Всесоюзные 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 (1983–1985; 1987; 1988 гг.), специализированных выставках, где удостаивались дипломов и медалей. Результаты работы используются в учебном процессе и подготовке научных кадров. Подготовлено учебное пособие [39] и специальный учебник для высших учебных заведений.

На разных этапах становления и развития РМС руководимый проф. Кащеевым Б. Л. коллектив активно и плодотворно сотрудничал с коллегами из КГУ, работавшими в данном направлении под руководством проф. Сидорова В. В.

В ходе выполнения и внедрения работ по РМС, а также при решении организационных вопросов имело место сотрудничество с представителями ряда ведомств и организаций: Госстандарт и АН СССР – Пушкин С. Б., Ильин В. Г., Тельпуховский Н. А., Вытнов В. А.; МО – Кузнецов В. П., Гладских А. И., Белов Л. Я., Еремин Е. В., Жуков Е. Т.; ННЦ ИМ – Лейкин А. Я., Сопельников М. Д., Ткачук А. А., Соловьев В. С., Клейман А. С., Романько В. Н.; Госстандарт и вторичные эталоны Украины – Дудич И. И., Ахмадов А. А., Величко О. Н.; РИРВ – Плужников С. Н., Ильин Г. М., Геворкян А. Г., Болотов И. М., Кошелев В. К.; НАНУ –

акад. Яцкив Я. С., Миронов Н. Т., Головня М. В.; НИИРИ – Макаренко Б. И., Малков А. Б., Кулишенко В. Ф., Тимошенко Ю. П.

Современное состояние и перспективы РМС

К сожалению, после 2003 г. практическое применение РМС было прекращено. К этому времени подразделения РИРВ во главе с зам. директора Новиковым Г. Д., специализирующиеся в разработке РМАС, образовали ЗАО "СИМЕТА" (синхронизация метеорная) и, хотя сотрудники ЗАО неоднократно подымали вопрос об использовании РМС в Государственной системе единого времени и эталонных частот "Цель", работы по созданию РМАС в России были приостановлены. Госстандарт Украины, хотя и включил работы по РМС в программу создания Государственной службы единого времени и эталонных частот, фактически эти работы не финансирует. В то же время 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 [40].

Выполненные в последние годы исследования показали:

1) РМАС позволяет осуществлять сличения в пределах прямой видимости [41];

2) реальные возможности снижения погрешностей РМАС «МЕТКА–6М» до 10 *нс* [42];

3) перспективы полуактивного РМС [38];

4) РМС может быть использован для синхронизации сети связи Украины [43, 44].

Возможности применения РМАС для синхронизации пунктов в пределах прямой видимости была проверена в 2002 г. на линии ННЦ ИМ (Государственный эталон и РМАС «МЕТКА–6М») – ХНУРЭ (ИМР с ЗРС и стандарт СЧВ-74). Результаты эксперимента приведены в табл. 7 и на рис. 7 (гистограмма остатков после линейной аппроксимации результатов измерений сеанса №4).

Рассматривая перспективы применения РМС для решения задачи синхронизации цифровой сети связи Украины, можно отметить следующие преимущества РМС перед СРНС [43, 44]:

а) существенно более высокая оперативность РМС, о чем наглядно иллюстрирует рис. 8, на котором приведены семейство графиков для ряда значений относительной нестабильности частот генераторов $\Delta f/f_0 = \Delta f/t$ и графики зависимости погрешностей сравнения шкал времени от времени накопления результатов $\sigma(t_i)$ для системы GPS и двух РМАС («МЕТКА–6» и «МЕТКА–11»);

б) более предпочтительные экономические показатели РМС;

в) РМС является автономным методом, не зависящим от работоспособности и доступа к зарубежным СРНС.

Примером оперативности РМС может служить сеанс сравнения водородного генератора пункта НАКУ КА с первичным эталоном Украины продолжительностью около трех часов. В течение сеанса была выявлена нестабильность частоты генератора пункта НАКУ КА $\Delta f/f_0 \approx 10^{-11}$. Оценивая возможности применения РМС для синхронизации сети связи Украины, следует учитывать, что первичный и вторичные эталоны времени и частоты Украины (Харьков, Киев) оснащены РМАС «МЕТКА–6М». Для синхронизации пунктов в пределах прямой видимости от этих эталонов, можно использовать ИМР с ЗРС.

Исследования альтернативных пассивных методов синхронизации

В настоящее время основными для синхронизации времени и частоты являются методы, основанные на использовании сигналов СРНС GPS и ГЛОНАСС. Учитывая ряд недостатков этих методов (малое соотношение сигнал/шум; недостаточная оперативность; низкая помехоустойчивость; зависимость от работоспособности зарубежных систем) монопольное положение в Украине, которое занимает СРНС в области синхронизации, играет отрицательную роль. В связи с этим актуальным стал поиск альтернативных пассивных методов синхронизации, основанных на АОО.

Таблица 7

Номер сеанса	Число измерений		$\Delta T / t \cdot 10^{-8}$	СКО, *нс*
	всего	с $\Delta T_i > 3\sigma$		
1	150	4	5,67	15,1
2	254	8	5,62	14,7
3	254	9	5,53	15,7
4	254	5	5,66	16,0
5	254	4	5,57	15,5

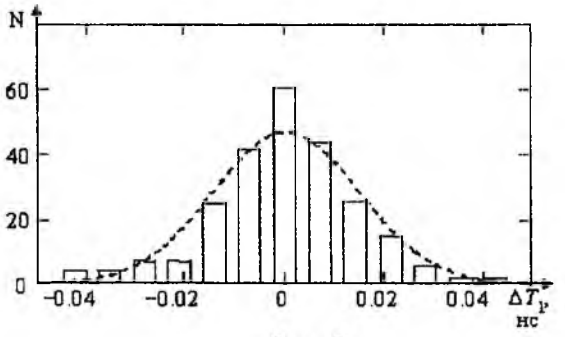


Рис. 7

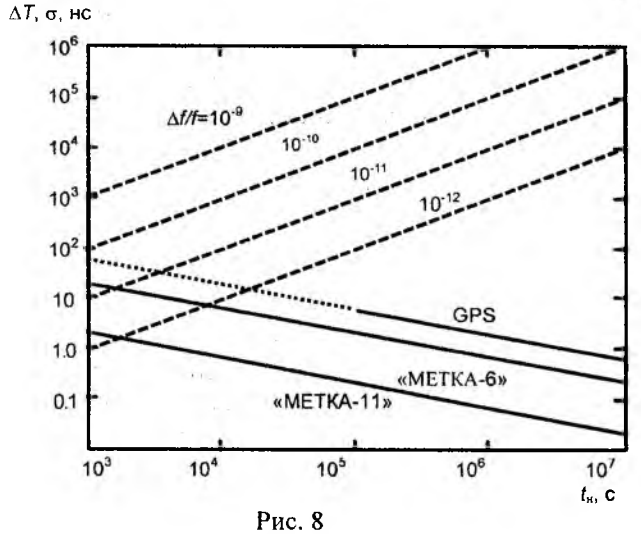


Рис. 8

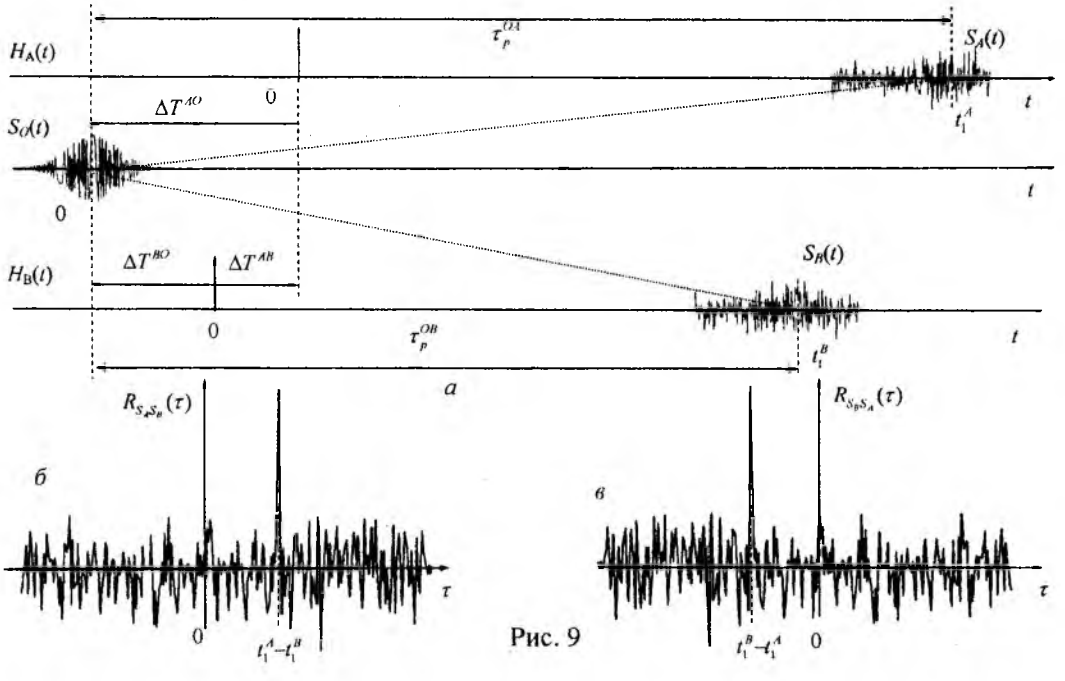


Рис. 9

Принципиальными отличиями разработанных на кафедре ОРТ предложений по реализации АОО являются: применение в качестве общего источника сигналов наземного (в пределах прямой видимости) и спутникового (в глобальных масштабах) ТВ в сочетании с взаимокорреляционной обработкой принимаемых в пунктах сигналов (рис. 9).

Применение сигналов спутникового ТВ для этой цели запатентовано [45] и оценено с теоретической точки зрения [46].

Результаты теоретических и экспериментальных исследований по применению сигналов наземного ТВ для синхронизации пунктов в пределах прямой видимости приведены в работах [47, 48]. В качестве общего сигнала в этом случае предложено использовать измерительный многочастотный сложный сигнал для измерения АЧХ трактов. Оценка нестабильности времени задержки сигналов при РРВ в пределах прямой видимости, определяющая основную погрешность синхронизации, выполнена в работе [49].

Теоретические и предварительные экспериментальные исследования возможностей применения для синхронизации времени и частоты сигналов ТВ в сочетании с АОО показывают, что такой метод позволит обеспечить наносекундные погрешности и сможет конкурировать с СРНС.

Список литературы: 1. *Мангелл А. Дж.* Национальные эталоны времени и частоты // ТИИЭР. 1986. Т.74, № 1. 2. *Болотов И. М., Геворкян А. Г.* Развитие научно-технических 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. 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.9–18. 6. *Lattorre V., Jonson G.* Time synchronisation techniques // "IEE INT. Conv. Rec.". 1964. Part 6. P. 422–428. 7. *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.38–42. 8. *Сидоров В. В., Кардоник Г. С., Плеухов А. Н.* Высокоточная синхронизация разнесенных радиотехнических систем. Казань: Изд-во КГУ, 1978. 9. *Коваль Ю. А., Кащеев Б. Л., Горбач В. И., Бондарь Б. Г.* Метеоры сегодня. Киев: Техника, 1996. 196 с. 10. *Кащеев Б. Л., Бавыкина В. В., Коваль Ю. А.* и др. Оценка кратковременной нестабильности времени задержки сигналов при метеорном распространении радиоволн // Радиотехника. 2001. Вып. 120. С.25–32. 11. *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. 12. *Коваль Ю. А., Кащеев Б. Л., Кундюков С. Г.* Фазовая радиометеорная аппаратура сличения шкал времени // Измерительная техника. 1998. N 5. С.27-30. 13. *Сидоров В. В., Курганов А. Р., Плеухов А. Н.* и др. Экспериментальное исследование фазовой нестабильности и относительной фазовой невзаимности при метеорном и E_s РРВ // Метеорное распространение радиоволн. Казань: 1981. Вып.17. С. 30–39. 14. *Коваль Ю. А., Бавыкина В. В., Трощин О. Л.* Анализ путей совершенствования алгоритмов измерения сдвига шкал в системах синхронизации времени и частот // Радиотехника. 2001. Вып. 118. С. 85–91. 15. *А.С. 712807* СССР, МКИ G 04 C 11/02. Способ сравнения шкал времени / Б. С. Дудник, Б. Л. Кащеев, В. П. Моисеев. Опубл. 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. Опубл. 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. Опубл. 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: Изд-во 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: Изд-во ХГУ, 1981. Вып. 59. С.50–57. 20. *Бавыкина В. В., Коваль Ю. А.* О влиянии формы огибающей ЛЧМ- сигналов на погрешность сличения шкал хранителей времени // Радиотехника. Харьков: Изд-во ХГУ, 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: Изд-во 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. Опубл. 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.15–16. 25. *А.С. 559214* СССР, МКИ G 04 C 11/02. Способ обработки сигналов для синхронизации шкал времени / В П. Моисеев. Опубл. 22.07.77 Бюл. №19. 26. *Патент* України 20380 A, G 04 C 11/02. Спосіб обробки сигналів при звірянні шкал часу та пристрій для його реалізації / Коваль Ю. О., Дуднік Б. С., Кащеєв Б. Л, Кундюков С. Г., Нестеренко Г. В., Макаренко Б. І., Леман Ю. О., Семенов С. Ф. № 95094289; заявл. 26.09.1995. Опубл. 15.07.1997. 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: Изд–во 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., Трощин О. Л.* Численное исследование робастных процедур оценивания погрешностей метеорного сличения шкал времени // Радиотехника. 1999. Вып. 109. С. 75–82; 2000. Вып. 113. С. 47–52. 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.16–18. 31. *Коваль Ю.А., Бавыкина В.В., Нестеренко Г.В.* О применении информационного подхода к анализу метеорных систем сличения эталонов времени // Радиотехника. Харьков: Изд-во ХГУ, 1984. Вып. 71. С.57–62. 32. *А.С. 1741096* СССР, МКИ G 04 С 11/02. Устройство для сличения эталонов времени / Ю.А. Коваль, Кащеев Б.Л., Дудник Б.С., Моисеев В.П., Семенов С.Ф., Леман Ю.А., Плужников С.Н., Александров А.М., Васильев В.Д. N 4701164/09 заявл. 6.06.89. Опубл. 15.06.92. Бюл. N 22. 33. *Кащеев Б. Л, Дудник Б. С., Коваль Ю. А., Бондарь Б. Г., Нестеренко Г. В., Ткачук А. А., Бавыкина В. В., Антипов И. Е., Леман Ю.А, Семенов С. Ф., Кундюков С. Г., Горбач В. И., Татарец Л. П., Моисеев В. П., Байдак В. М., Трамбовецкий С. В.* Радиометеорный канал передачи информации и практические приложения // Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под ред. Кащеева Б.Л, Лагутина М.Ф., Прошкина Е.Г. 418 с. Харьков: ХНУРЭ, Бизнес информ, 2002. С. 219–305. 34. *Кащеев Б.Л., Коваль Ю.А., Пушкин С.Б., Семенов С.Ф.* Высокоточная радиометеорная система синхронизации эталонов времени Госстандарта СССР // Измерительная техника. 1989. N 4. С. 22–24. 35. *Величко О. М., Макаренко Б. І., Камінський В. Ю., Кащеєв Б. Л., Сафронов Ю. І., Сидоренко Г. С., Яцків Я. С.* Державна служба єдиного часу і еталонних частот – необхідний елемент розвитку наземної космічної інфраструктури України // Космічна наука і технологія. 1997. Т. 3, № 1/2. С. 7–15. 36. *Бавыкина В. В., Коваль Ю. А., Ткачук А. А.* Исследование радиометеорного канала синхронизации // Український метрологічний журнал. 2002. Вип. 2. С. 18–23. 37. *Коваль Ю.А.* Радиометеорная синхронизация эталонов времени // Харьков: Харьк. ин-т радиоэлектроники, 1992. 156 с. Деп. в УкрИНТЭИ 17.08.92, N 1251 – Ук. 92. 38. *Антипов И.Е., Коваль Ю.А., Обельченко В.В.* Развитие теории и совершенствование радиометеорных систем связи и синхронизации. Харьков: Коллегиум, 2006. 308 с. 39. *Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А, Дудник Б. С. Жуков Е. Т.* Метеорная синхронизация шкал времени: Учеб. пособие, МО СССР, 1989. 142 с. 40. *Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А., Кундюков С. Г., Бавыкина В. В., Нестеренко Г. В., Антипов И. Е.* Расширение областей применения и перспективы совершенствования радиометеорного метода синхронизации шкал эталонов времени // Прикладная радиоэлектроника. 2005. Т. 3. № 1. С.2–15. 41. *Коваль Ю.А., Кундюков С.Г., Бавыкина В.В. , Ткачук А.А., Нестеренко Г.В.* Применение радиометеорной аппаратуры для оперативной синхронизации стандартов времени и частоты в пределах прямой видимости // Радиоэлектроника и информатика. 2004. N 1. С.14–19. 42. *Ткачук А.А., Коваль Ю.А., Нестеренко Г.В., Обельченко В.В., Милях М.В., Иванова Е.А.* Пути повышения точности радиометеорной аппаратуры синхронизации «МЕТКА–6М» // Метрологія та прилади. 2008. № 4. С. 22–26. 43. *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. 44. *Коваль Ю. А., Антипов И.Е. Крючкова Л.П., Кундюков С.Г., Нестеренко Г.В.* Радиометеорный метод синхронизации в сетях электросвязи // Сборник научных трудов НГА Украины. № 11, том 2. Днепропетровск, 2001. С.53–57. 45. *Патент* України на корисну модель № 38167 (зареєстровано 25.12.2008). Спосіб частотно-часової синхронізації просторово рознесених еталонів і стандартів часу й частоти / Коваль Ю.О., Нестеренко Г.В., Іванова О.О. 46. *Коваль Ю.А., Иванова Е.А., Костыря А.А., Ткаченко А.А., Ямницкий В.А., Ушаков С.И.* Погрешности частотно-временной синхронизации при использовании сигналов телекоммуникационных геостационарных спутников с учетом модели их перемещения // Східно-Європейський журнал передових технологій. 2009. Вып. 4/10 (40). С. 25–29. 47. *Коваль Ю.А., Костыря А.А., Обельченко В.В., Иванова Е.А., Бондарь Е.Ю., Ермолаев Е.П., Милях М.* Анализ возможностей метода общего охвата для высокоточной синхронизации стандартов времени и частоты в пределах прямой видимости // Радиоэлектроника. Информатика. Управление. 2009. Вип. 1(20). С. 21–30. 48. *Костыря А.А., Коваль Ю.А., Иванова Е.А., Ермолаев Е.П., Милях М.В., Носов С. И., Бондарь Е.Ю.* Оценка потенциальной точности синхронизации стандартов времени и частоты при использовании измерительного телевизионного сигнала // Системи управління, навігації та зв'язку. 2009. Вип. 2(10). С. 40–45. 49. *Антипов И.Е., Бондарь Е.Ю., Костыря А.А., Иванова Е.А.* Анализ времени распространения метровых волн в приземном слое для задач высокоточной синхронизации времени и частоты // Східно-Європейський журнал передових технологій. 2009. Вып. 2/3 (38).

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 09.01.2010

УДК 621.371.96

И. Е. АНТИПОВ, д-р техн. наук, А. А. КОСТЫРЯ, канд. техн. наук, А. И. ШКАРЛЕТ

СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА И МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ МЕТЕОРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Двигаясь в межпланетном пространстве, Земля встречается на своем пути с частицами, с массами от долей грамма до нескольких десятков грамм, которые вторгаются в верхние слои атмосферы со скоростями 11 – 72 *км/с*. Движение частицы в атмосфере сопровождается ее значительным нагревом, плавлением, сложным механизмом разрушения, дробления и испарения. В результате соударения испарившихся молекул с атомами и молекулами атмосферы происходит возбуждение и ионизация образующихся атомов. Возбужденные атомы и ионы метеорного вещества излучают, при этом можно визуально наблюдать явление свечения метеорного следа. Протяженность метеорного следа может составлять несколько десятков километров (в среднем около 15 *км*.)

Метеорные следы могут также отражать волны метрового диапазона, что было положено в основу радиолокационного метода их исследований. Отраженный от метеорного следа сигнал несет в себе разнообразную информацию о характеристиках частиц и атмосферы. Так, регистрируя количество и длительность метеорных отражений, можно определить характеристики метеорного радиоканала (МРК) связи. Импульсное зондирование дает возможность определить дальность до метеорного следа. При регистрации дифракционной картины на этапе формирования следа определяется скорость движения частицы в верхних слоях атмосферы. Измерение доплеровского сдвига частоты позволяет определить радиальную скорость дрейфа метеорного следа. Применение метода регистрации с разнесенными пунктами позволяет определять радианты орбит, применение метода регистрации с несколькими базами и использование когерентной РЛС позволяет определять координаты отражающей области. Графическая интерпретация взаимосвязи результатов радиолокационных измерений с определяемыми параметрами и их практической значимостью отображена на рис. 1.

Свойство метеорных следов отражать радиоволны также применяется для метеорной радиосвязи и высокоточной синхронизации шкал эталонов времени.



Рис. 1

Процесс обработки информации, получаемой на РЛС, можно разделить на три части: предварительной, первичной и вторичной обработки. Предварительная состоит в обнаружении и выделении сигнала на фоне помех, первичная – в определении его параметров и представлении их в виде, пригодном для вторичной обработки, заключающейся в расчетах физических характеристик метеоров и траекторий движения частиц. Рассмотрим, какая информация содержится в отраженном сигнале, и как она может быть извлечена.

Информация, содержащаяся в отраженном сигнале

Мощность сигнала, отраженного от метеорного следа, представляет собой зависимость

$$P_{ПР} = P_{пер} G_{пер} G_{пр} f(\lambda, \alpha, r_н, \gamma, r_0), \quad (1)$$

где $P_{пр}$ – мощность передатчика; $G_{пер}$, $G_{пр}$ – коэффициенты направленного действия антенн передатчика и приемника; λ – длина волны; α –линейная электронная плотность следа; $r_н$ – наклонная дальность до отражающей точки; γ – угол между метеорным следом и лучом радиолокатора; r_0 – начальный радиус метеорного следа. (Строгие выражения для разных типов следов можно найти в [1]). Обратим внимание на то, что данная функция зависит от множества неизвестных величин: α, $r_н$, γ, r_0.

Основной вклад в величину принимаемого сигнала вносит участок следа, находящийся на таком расстоянии от точки касания, в пределах которого разность хода лучей не превышает половины длины волны (рис. 2), т. е., первая зона Френеля, размеры которой определяются как

$$L_F \approx \sqrt{\frac{r\lambda}{2\sin^2\gamma}}. \quad (2)$$

Отражение от участков следа, образующих вторую зону Френеля (если она помещается на следе), уменьшает амплитуду принимаемого сигнала, третья зона вновь усиливает и т. д., но их влияние уменьшается с возрастанием номера. В процессе формирования следа в отражении начинают участвовать различные его области, образующие разные зоны Френеля. Это приводит к волнообразному изменению амплитуды отраженного сигнала, которое описывается амплитудно-временной характеристикой (АВХ). На рис. 3 представлена фотография АВХ одного из метеорных отражений. По ее форме можно определить одну из проекций скорости частицы, а при анализе АВХ из нескольких разнесенных пунктов все необходимые проекции и, следовательно, сам вектор скорости. Знание места расположения следа и скорости вызвавшей его частицы позволяет рассчитать координаты ее радианта.

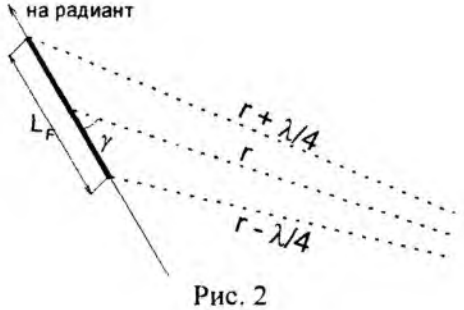
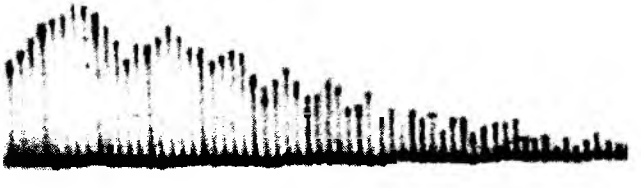


Рис. 2


Рис. 3

Электронная плотность метеорного следа α является функцией массы и плотности частицы m и ρ, скорости и угла ее вхождения в атмосферу v, а также высоты отражающей точки H_0.

$$\alpha = f(m, \rho, v, H_0). \quad (3)$$

Начальный радиус r_0 является функцией скорости частицы и высоты отражающей точки

$$r_0 = f(v, H_0). \quad (4)$$

По мере расширение следа вследствие амбиполярной диффузии происходит постепенное уменьшение мощности отраженного сигнала. Коэффициент амбиполярной диффузии

$$D = f(H_0). \quad (5)$$

Смещение метеорного следа под воздействием ветра приводит к доплеровскому сдвигу частоты отраженного сигнала. Его измерение позволяет найти радиальную проекцию скорости ветра.

Решение систем уравнений, основанных на зависимостях (1) – (5) (с учетом эмпирического закона распределения частиц по массам и плотностям, а также зависимости атмосферного давления от высоты) позволяет найти параметры метеорных следов и частиц, которые указаны на рис. 1. Длительные непрерывные наблюдения позволяют выявлять суточные и сезонные изменения метеорной активности и формировать базы данных о распределении метеорного вещества в Солнечной системе.

Аппаратура для радиолокационных метеорных исследований

В табл. 1 сведены параметры известных метеорных радиолокаторов.

Таблица 1

РЛС, принадлежность, город (страна), [ссылка]		Технические характеристики		Назначение
МАРС ХНУРЭ, Харьков [2]	АССОРМИ [6]	P = 1МВт, f_0 = 31.1МГц, τ=30мкс, Fп =500+100Гц, Антенны: пятиэлементные волновые каналы, ориентированные на восток для АУ-1	Многоэлементные решетки из волновых каналов. Два выносных пункта	Численность, характеристики метеорных радиоотражений, радианты метеорных тел
	Автоматический угломер[4]		Пять приемных антенн, расположенных в форме «креста»	Изучение динамических параметров атмосферы Земли в метеорной области, исследование приливов, ВГВ
ТРОПИК, ХИРЭ, (Сомали) [9]		P = 30...40 кВт, f_0 = 36,9 *МГц*, стабильность 10^{-5}, $F_{зонд}$ = 500 *Гц*, $\tau_и$ = 40...50 *мкс*, выход РПУ несимметричный Z=75 *Ом*, чувствительность 1 *мкВ*. Антенны: вращающиеся 5-элементные «волновые каналы», потребляемая мощность Р=5 *кВт*.		Изучение притока метеорного вещества, дрейф метеорных следов в северной и южной полусферах методом допплеровских частот, т. е. «ветрового патруля» (1968 – 1970 гг.)
ВЕТА ХНУРЭ, Харьков, [3]		P = 40 кВт, f_0 = 36,9 *МГц*, $F_{зонд}$ = 500+100 *Гц*, $\tau_и$ = 40 *мкс*, чувствительность 1 *мкВ*. Антенны: 5-элементный «волновой канал», ширина ДН на уровне 3 *дБ* 50°, СКО наклонной дальности 0,5 км.		Изучение движения воздушных потоков в атмосфере Земли на высотах 80... 105 *км* методом радиолокационных измерений радиальных скоростей дрейфа метеорных следов
КГУ-М5 (Казанский Гос. Университет, Казань) [8]		P = 20 кВт, f_0 = 32,5 *МГц*, $\tau_и$ = 100 *мкс*, $F_{зонд}$ = 400 *Гц*, чувствительность 0,6 *мкВ*, Антенны: 5 вращающихся 3-хэлементных «волновых канала», расположены «крестом»		Исследования метеорных потоков и мониторинг движений ветра в нижней термосфере.
SKiYMET. Индийский космический центр Vikram sarabhai, Индия, [11]		P = 40 *кВт*, f_0 = 32,25 *МГц*, $F_{зонд}$ =2144 *Гц*, $\tau_и$ = 13,2 *мкс*		Измерения радиальной составляющей скорости ветра на высотах 80 – 100 *км*.
Национальный институт полярных исследований Syowa, Антарктида. (Япония), [12]		f_0 = 50 *МГц*. Две узконаправленные антенны. Подробное описание антенн в тексте.		Непрерывное обнаружение метеорных радиоотражений, измерение их параметров.
RISH, Университет Киото, (Япония) [13]		f_0 = 46,5 *МГц*, $P_н$ = 1 *МВт*, 25 канальный приемник, выносные пункты		Определение траектории и скорости движения метеорных частиц

Рассмотрим их более подробно. Метеорная автоматизированная радиолокационная система (МАРС) Харьковского национального университета радиоэлектроники предназначена для сбора информации о метеорных явлениях при решении астрономических, геофизических и прикладных задач. С помощью МАРС можно определять следующие данные о метеорных

телах и атмосфере Земли: время появления метеора; координаты отражающей области метеорного следа; скорость движения метеорного тела; координаты радиантов и элементы орбит метеорных тел; распределение метеорных тел по массе; радиальную составляющую скорости ветра в метеорной зоне атмосферы; распределение радиосигналов, рассеянных метеорными следами по амплитуде и длительности.

Антенны МАРС ориентированы на восток, максимум излучения под углом 45° к горизонту. Уровень бокового излучения составляет -20 *дБ*, уровень задних лепестков -40 *дБ*. Коэффициент усиления антенны 250 [2].

В 2007 г. на комплексе МАРС предпринималась попытка проверить гипотезу о сверхдальнем метеорном распространении метровых волн путем их двукратного отражения от метеорных следов и одного отражения от земной поверхности. Результаты исследований опубликованы в [5].

Для астрономических исследований предназначен комплекс АССОРМИ (автоматизированная система сбора и обработки радиометеорной информации), а для геофизических – комплекс АУ-1(автоматический угломер). АУ-1 представляет собой пятиканальную когерентную импульсную допплеровскую метеорную РЛС. Приемные антенны АУ-1 – это пятиэлементные волновые каналы. Комплекс позволяет определять азимут, угол места, дальность и допплеровский сдвиг частоты. Передающее устройство и передающая антенна являются общими для АССОРМИ, АУ-1 и системы МАРС. Радиопередающее устройство генерирует мощные радиоимпульсы с частотой повторения 500+100 *Гц* и длительностью импульса 30 *мкс*. Применение последовательностей 500 и 100 *Гц* необходимо для устранения неоднозначности при определении дальности до метеорного отражения.

Автоматический угломер (АУ), который является подсистемой МАРС, предназначен для исследования динамических параметров атмосферы Земли на высотах 80 – 105 *км* с возможностью выявления высотной структуры ветровых движений. На рис. 4 представлена его функциональная схема. Его приемная антенна представляет собой многошкальную измерительную систему, состоящую из пяти антенн типа волновой канал, расположенных в виде креста (рис. 5). В точке пересечения базовых линий, ориентированных по странам света, находится общая для всех баз антенна.

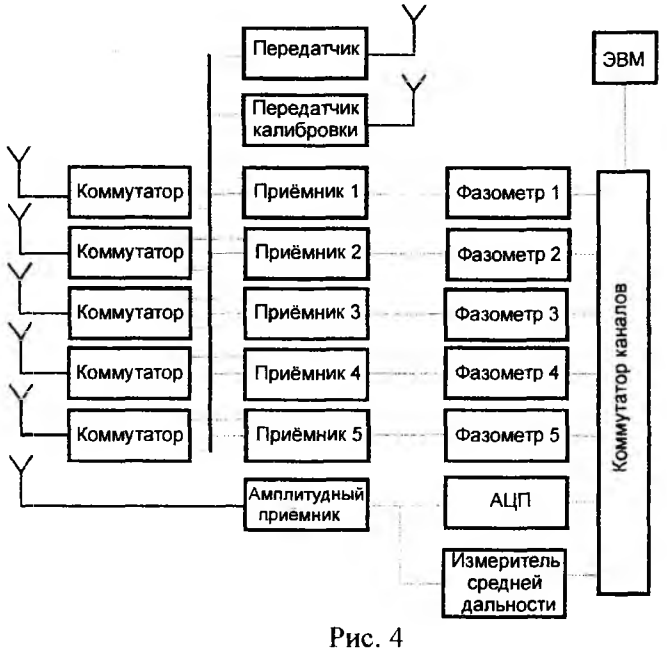


Рис. 4

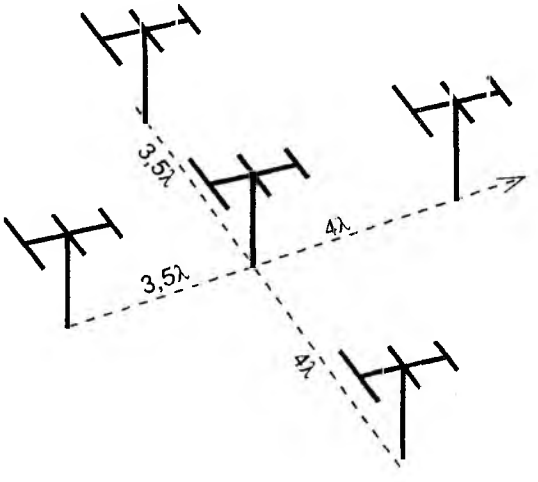


Рис. 5

Размеры антенных баз для двухшкального варианта измерительной системы выбраны из условия получения достоверной оценки угловых координат отражающей области метеорного

следа при допустимом отношении сигнал/шум. Для АУ с размерами баз 3,5λ и 4λ при допустимой погрешности измерения среднего фазового сдвига 4,5 и вероятности аномальной ошибки 0,3% среднеквадратическая погрешность измерения угловых координат отражающей точки не превышает 17 угловых минут. Осциллограмма сигнала в фазовом канале показана на рис. 9.

К антенным фидерам предъявляются жесткие требования подобия и стабильности вносимых фазовых задержек, что требует применения фазостабильных кабелей. Электрическая длина каждого антенного кабеля выбирается кратной π, так как в этом случае фазовый сдвиг, вносимый фидером, не зависит от согласования с приемником.

Измеритель средней дальности построен с использованием двухшкального метода измерения дальности и фиксацией положения импульсов по двум фронтам, что позволяет эффективно производить усреднение шумовых ошибок, однозначно определять наклонную дальность. Среднеквадратическая погрешность измерения дальности при отношении сигнал/шум 9 *дБ* не превышает 200 *м*.

Метеорная радиолокационная станция (МРЛС) ВЕТА предназначена для исследования динамических параметров атмосферы Земли на высотах 80 – 105 *км*. Структурная схема МРЛС ВЕТА приведена на рис. 6 приемная часть на рис. 7, приемо-передающие антенны на рис. 8. Антенна ВЕТА представляет собой пятиэлементный волновой канал с шириной ДН в азимутальной плоскости 54°, в угломестной 26°. Угол места максимума ДН 30° [10].

Передатчик мощностью 40 *кВт* излучает импульсы длительность 40 *мкс* с частотой повторения 500 + 100 *Гц*. Приемник супергетеродинного типа с одним преобразованием частоты в амплитудном канале и с двойным в фазовом. Динамический диапазон амплитудного канала 60 *дБ*. Он используются для обнаружения, измерения амплитуды и задержки отраженного сигнала.

Фазовый канал предназначен для измерения скорости дрейфа метеорного следа по вариациям фазы отраженного сигнала

Представленные выше МРЛС разработаны и созданы силами ученых и инженеров коллектива кафедры Основ радиотехники ХНУРЭ под руководством проф. Б. Л. Кащеева. Они расположены на Балаклейском научно-исследовательском полигоне ХНУРЭ, который является национальным научным достоянием Украины.



Рис. 6

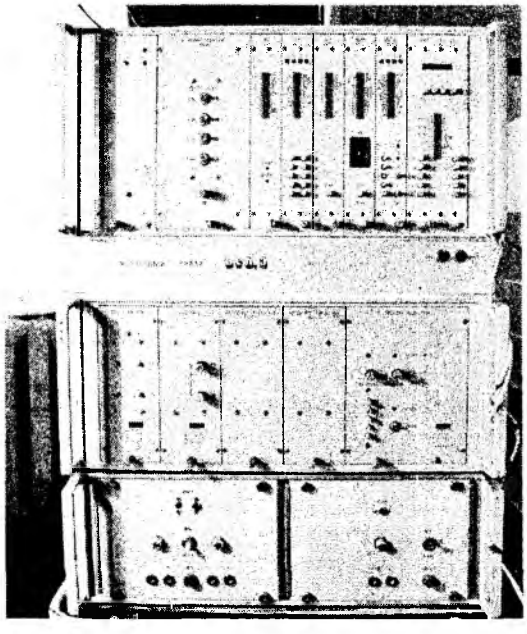


Рис. 7

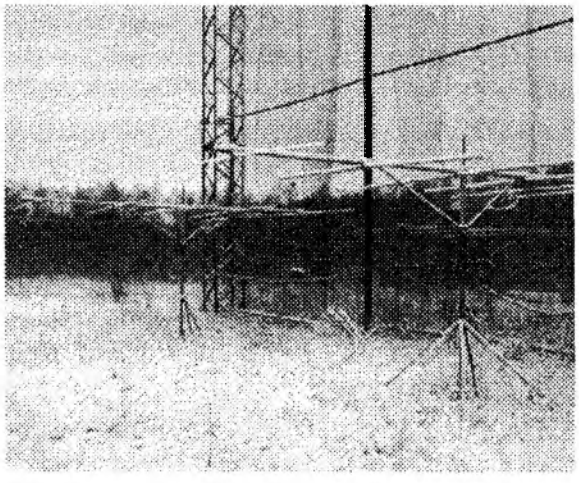


Рис. 8

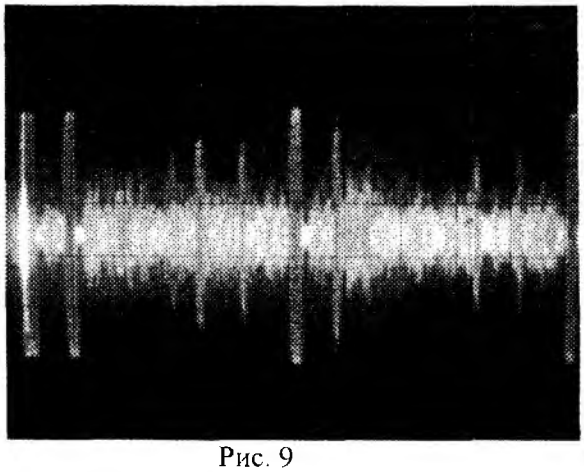


Рис. 9

За всю историю радиометеорных наблюдений в Харькове, аппаратура претерпела ряд усовершенствований и модернизаций. Регулярные измерения численности метеоров начались с 1957 г., во время Международного геофизического года (1957 – 1959 гг.). Огромное количество регистраций выполнено фотометодом, что снижает скорость обработки данных. По мере развития элементной базы и средств вычислительной техники были внедрены новые технологии, позволившие получать результаты на более высоком уровне.

Отметим, что в мире существует несколько метеорных радиолокационных станций.

Метеорный радар Казанского государственного университета КГУ-М5 входит в международную сеть радиосредств исследований динамики верхней атмосферы и является единственным в России. Он служит для исследования метеорных потоков и мониторинга движений ветра в нижней термосфере [8]. В нем реализован дискретный квазитомографический метод измерения радиантов и скоростей метеорных потоков по угломерным данным и дифракционным измерениям скоростей метеоров.

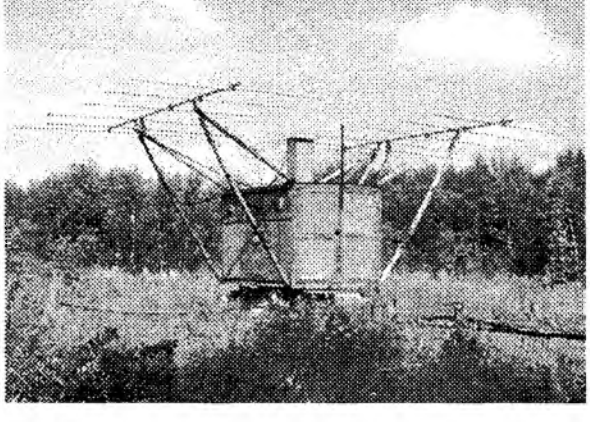


Рис. 10

В состав комплекса входят: антенная система передатчика, состоящая из двух синфазных пятиэлементных антенн «волновой канал» с высотой подвеса $\lambda/4$ (рис. 10). Антенны установлены на вращающемся основании для установки в четырех направлениях, ориентированных по странам света. Антенная система приемного канала включает в себя пять вращающихся по азимуту 3-элементных антенн типа «волновой канал», с высотой подвеса $\lambda/4$, расположенных «крестом», также ориентированным по странам света. Другие технические характеристики КГУ-5М приведены в табл. 1.

По материалам [11] с июня 2004 г в Индийском космическом центре Vikram sarabhai работает метеорный ветровой радар SKiYMET. Его технические характеристики также представлены в табл. 1. РЛС предназначена для измерения радиальной составляющей скорости ветра на высотах метеорной области атмосферы (80 – 100 *км*). Вертикальная составляющая скорости ветра при анализе игнорируется. Для исследований горизонтального ветра используются данные за каждый час с высотным разрешением 3 *км*. Результаты измерений зональных и меридиональных скоростей усредняются за каждый час наблюдений для каждой высоты и представляются в форме композитного суточного цикла за месяц. Такой композитный цикл обеспечивает хорошее описание приливной структуры за определенный месяц. Он мо-

жет в дальнейшем подвергаться Фурье анализу для получения высотной структуры амплитуд и фаз приливных компонентов.

Национальным институтом полярных исследований (Токио, Япония) на антарктической станции Syowa (69° ю. ш., 39° в. д.) в 1982 г. был установлен доплеровский радар, предназначенный для обнаружения метеорных радиоотражений. Рабочая частота радара 50 *МГц*, его антенная система формировала два узких луча (4° в горизонтальной плоскости), причем один из них направлен к южному магнитному полюсу, а другой – к южному географическому полюсу (угол между лучами 33°). Управление радаром и регистрацию данных осуществляла ЭВМ. Длительность регистрируемых сигналов составляла до 1 с дискретностью 10 *мкс*. По полученным данным определялась постоянная времени рассеяния следа, которая использовалась для расчета коэффициента амбиполярной диффузии и высоты отражающей точки [12].

Также имеется информация о том, что для исследования метеоров успешно применялся MU радар RISH (Университет Киото, Япония). Он является MST радаром (мезосфера – стратосфера – тропосфера), предназначенным для вертикального зондирования атмосферы, его технические характеристики представлены в табл. 1. Радар оснащен 25 канальным цифровым приемником, что значительно улучшает чувствительность и точность интерферометра, используемого при наблюдении метеоров. Регистрация осуществляется совместно с двумя выносными пунктами, синхронизированными посредством GPS, что дает возможность определять траекторию и скорость движения метеорных частиц [13].

Можно также отметить метеорные исследования, проводившиеся в Астрономическом Институте Академии Наук Чешской Республики [14]. Однако сведений о технических характеристиках применявшихся РЛС нет.

Сделанный анализ и обзор существующих метеорных РЛС и их возможностей, показывает, что актуальность решаемых ими научных и практических задач остается весьма значительной. Не исключено и возникновение новых задач. Так в Московском военном институте радиоэлектроники космических войск предложено использовать радиолокаторы в целях изучения размеров космического мусора и оценки расстояний его до космических аппаратов [8].

Ставшая популярной в последнее время полуактивная локация метеорных следов [5], использующая радиоизлучение сторонних передатчиков, безусловно, обладает рядом достоинств. Отсутствие мощного радиопередатчика в месте измерений упрощает их проведение, как технически, так и организационно. Но пространственные координаты метеорного следа или направление движения частицы полуактивным методом установить чрезвычайно сложно. Поэтому наиболее информативным методом изучения метеорных явлений остается активная радиолокация, а значит задача совершенствования ее средств и методов не теряет своей актуальности.

Пути совершенствования средств и методов метеорных радиолокационных наблюдений

Выбирая пути совершенствования средств и методов метеорных исследований, можно выделить инженерно-техническое и научное направление. К первому следует отнести:

- снижение энергопотребления радиопередатчиками и аппаратурой в целом;
- переход на цифровые методы обработки и хранения информации;
- автоматизация процесса измерений и доставки информации с выносных пунктов;
- совершенствование средств измерения и контроля характеристик аппаратуры;
- повышение надежности аппаратуры за счет применения современной элементной базы.

Научное направление должно включать в себя разработку модели метеора как радиолокационной цели, моделирование процесса излучения, отражения и приема радиолокационных сигналов, а также моделирование первичной и вторичной обработки радиолокационной информации. На основании моделирования можно выработать рекомендации:

- по оптимизации излучаемой мощности, ориентации антенн, формы их ДН;
- целесообразности применения сложных сигналов, рекомендации по видам сложных сигналов;

- возможности применения двухчастотного (многочастотного) зондирования;
- оптимизации размещения выносных пунктов;
- оптимизации процесса первичной обработки результатов наблюдений,
- разработке новых алгоритмов первичной и вторичной обработки.

Список литературы: 1. *Б. Л. Кащеев, Б. Г. Бондарь, В. И. Горбач, Ю. А. Коваль*. Метеоры сегодня. Киев: Техніка. 1996. 196 с. 2. *Дистанционные методы исследования процессов в атмосфере Земли* / Под общ. ред. Б. Л. Кащеева, Е. Г. Прошкина, М. Ф. Лагутина. Харьков: Харьк. нац. ун-т радиоэлектроники; Бизнес Информ, 2002. 416 с. 3. *Олейников А. Н., Лизогуб В. В. Аппаратура для радионаблюдений дрейфа метеорных следов Харьковского института радиоэлектроники* // Глобальная система метеорных наблюдений. М.: 1987. С. 23 – 31. 4. *Б. Л. Кащеев, В. В. Жуков*. Автоматический угломер. Сообщение 1. Принципы построения // Радиотехника. Вып. 47. Харьков, 1978. С. 3-9. 5. *Антипов И. Е.* Развитие теории и совершенствование радиометеорных систем связи и синхронизации: Дис. ... д-ра техн. наук. Харьков, 2007. 306 с. 6. *Б. Г. Бондарь, А. А.. Ткачук, Б. С. Дудник*. Передающее и антенное устройство станции высокой эффективной чувствительности // Вестник ХПИ №22 (70). Радиотехника. 1967. Вып.1. 7. *Макаров В. А., Нестеров В. Ю., Пупышев Ю. А.* и др. Радиолокационный комплекс КГУ-М5 для измерения координат отражающих точек на метеорном следе // Метеорное распространение радиоволн. Казань: Изд-во КГУ, 1981. Вып. 17. С. 96–100. 8. *В. А. Леонов, А. О. Жуков, А.Н. Харченко*. Использование оптических средств поддержки радиолокационных систем наблюдения метеоров в целях изучения космического мусора // Информационно-измерительные и управляющие системы. 2009. № 5. 9. *РПУ «ТРОПИК»*, Техническое описание, инструкция по эксплуатации. ХИРЭ, 1972 г. 10. *Ветровой* автомат «ВЕТА-4». Техническое описание, инструкция по эксплуатации, ХИРЭ, 1990 г. 11. http://cdaw.gsfc.nasa.gov/publications/ilws_goa2006/440_kumar.pdf. 12. http://adsabs.-harvard.edu/physics_service.html. 13. http://www.rish. kyoto-u.ac.jp/ radar-group/ labinfo/MUR-e.html 14. http://www.aanda.org/

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.01.2009

УДК 621.37.+551.553.5

А. Н. ОЛЕЙНИКОВ, канд. техн. наук, Д. М. СОСНОВЧИК, канд. техн. наук,
Ю. В. ЛЫКОВ, В. Д. КУКУШ, С. А. МАКОВЕЦКИЙ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИГНАЛОВ ТЕЛЕВИЗИОННОГО ВЕЩАНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В МЕТЕОРНОЙ ЗОНЕ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Введение

В настоящее время радиометеорный метод исследования процессов в атмосфере Земли востребован во многих международных научных программах. Наиболее известными из них являются Международные Геофизический и Гелиофизический Годы, Coupling Energetics and Dynamics of Atmospheric Region (CEDAR), Climate and Weather of the Sun-Earth System (CAWSES), и др. Интерес представляют как сами метеорные явления, так и использование их для решения ряда прикладных задач. Например, наблюдение метеорных явлений необходимо для оценки орбит объектов «Near Earth Orbit» (NEOs) - астероидов и других космических объектов, которые могут столкнуться с Землей и вызвать катастрофу глобального масштаба. [1, 2]. Также метеорные явления используются для связи, исследования динамики метеорной зоны атмосферы Земли, сличения шкал эталонов времени и частоты и решения других прикладных задач [3-5].

Для проведения радиометеорных исследований, как правило, используются совмещенные радиолокационные комплексы, в которых радиопередающее и радиоприемное устройства расположены в одном пункте. Использование таких метеорных РЛС в настоящее время ограничено в связи с высокой стоимостью их эксплуатации. Она вызвана дорогостоящим регламентным обслуживанием радиопередающих устройств, затратами на использования радиочастотного ресурса и требованием больших расходов на потребляемую электроэнергию.

Одно из перспективных направлений, позволяющих решить задачу минимизации затрат при наблюдении метеоров, является использование сторонних радиопередатчиков в качестве источников зондирующего сигнала. Так как радиопередатчик является сторонним и расположен отдельно от приемного устройства, то такую метеорную РЛС можно назвать разнесенной. Радиопередатчики разнесенной метеорной РЛС должны иметь мощность несколько киловатт и излучать сигнал в диапазоне частот от 30 до 100 *МГц*. Такими радиопередатчиками являются некоторые радио- и телевизионные (ТВ) вещательных станции [6]. Разнесенная метеорная РЛС может использовать в качестве зондирующих сигналы, излучаемые близкорасположенными радиопередатчиками (распространение зондирующего сигнала «назад») либо сигналы от удаленных радиопередатчиков (распространение зондирующего сигнала «вперед») (рис. 1) [7].

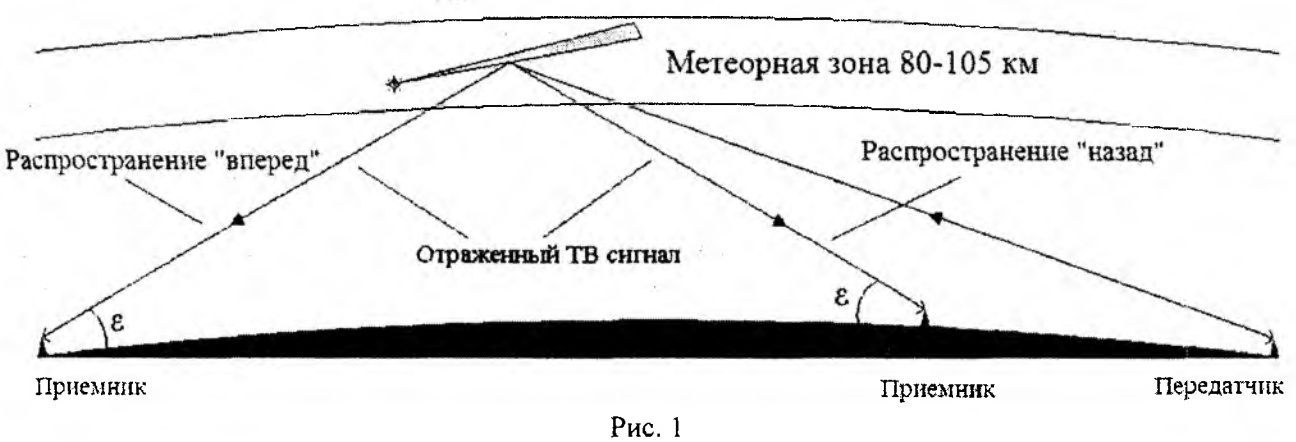


Рис. 1

Некоторые варианты использования сигналов телевизионного вещания для исследования процессов в метеорной зоне атмосферы Земли

Разнесенными метеорными РЛС могут быть решены следующие задачи при использовании сигналов ТВ вещания в качестве зондирующих: исследование метеорной активности и характеристик трасс метеорного радиоканала (МРК); исследование притока метеорного вещества в атмосферу Земли и определение орбит объектов NEOs; исследование динамических явлений в метеорной зоне атмосферы Земли.

Для исследования метеорной активности разнесенная метеорная РЛС должна обеспечить только обнаружение метеора без дополнительного определения его параметров. Такая система способна также определять характеристики трассы МРК. Для этого необходимо дополнительно проводить построение амплитудно-временной характеристики (АВХ) отраженного от метеорного следа телевизионного сигнала [7-9].

Для исследования притока метеорного вещества в атмосферу Земли и определение орбит объектов NEOs разнесенная метеорная РЛС должна обеспечить: обнаружение метеора одновременно в трех разнесенных пункта, измерение временных задержек дифракционных вариаций АВХ отраженного от метеорного следа сигнала в каждом из выносных пунктов относительно базового. По результатам этих измерений возможно определение радиантов индивидуальных метеоров [10, 11].

Для исследования динамики метеорной зоны разнесенная метеорная РЛС должна обеспечить: обнаружение метеора, определение скорости дрейфа метеорного следа. Исследование тонкой структуры ветровых движений требует так же измерения пространственных координат метеора (его дальности, угла места и азимута). По результатам этих измерений возможно определять высотный профиль ветровых движений в метеорной зоне атмосферы Земли [12].

Выбор источника телевизионного сигнала для исследования процессов в метеорной зоне атмосферы Земли

Погрешность измерения любого из параметров метеора определяется отношением С/Ш для зондирующего сигнала, отраженного от метеорного следа. Отношение С/Ш в разнесенных метеорных РЛС определяется взаимным расположением приемного устройства и источника зондирующего сигнала, мощностью этого источника, типом диаграммы направленности приемной и передающей антенн и другими факторами [13]. Для выбора подходящего источника зондирующего сигнала для разнесенной радиолокации метеоров разработана специальная методика [14]. Данная методика включает:

1) экспериментальное определение частот, на которых отсутствуют помехи от близко расположенных вещательных станций в точке приема;

2) поиск источников радиоизлучения с мощностью более 20 *кВт*, находящихся на расстоянии до 1000 *км* от точки приема и излучающих сигнал в диапазоне частот от 30 до 100 *МГц* (для этого можно воспользоваться электронным ресурсом [15];

3) расчет оценочного критерия, по которому определяется наиболее пригодный источник зондирующего сигнала для радиолокации метеорных следов [14]. В качестве этого критерия рассчитывается отношение С/Ш – отношение амплитуды сигнала, пришедшего от конкретной ТВ/радио станции в точку приема по трассе МРК к эффективной амплитуде шума в точке приема.

К примеру, в соответствии с данной методикой для Харьковской области выбрано более 20 радиоисточников, которые могут быть использованы в качестве источников зондирующего сигнала для метеорной радиолокации [14]. На рис. 2 показана карта с нанесенными телевизионными вещательными станциями, которые находятся на расстоянии до 1000 *км* от г. Харькова и излучают сигналы мощностью более 20 *кВт* в диапазоне частот I и II телевизионных каналов (49,75 и 59,25 *МГц*);

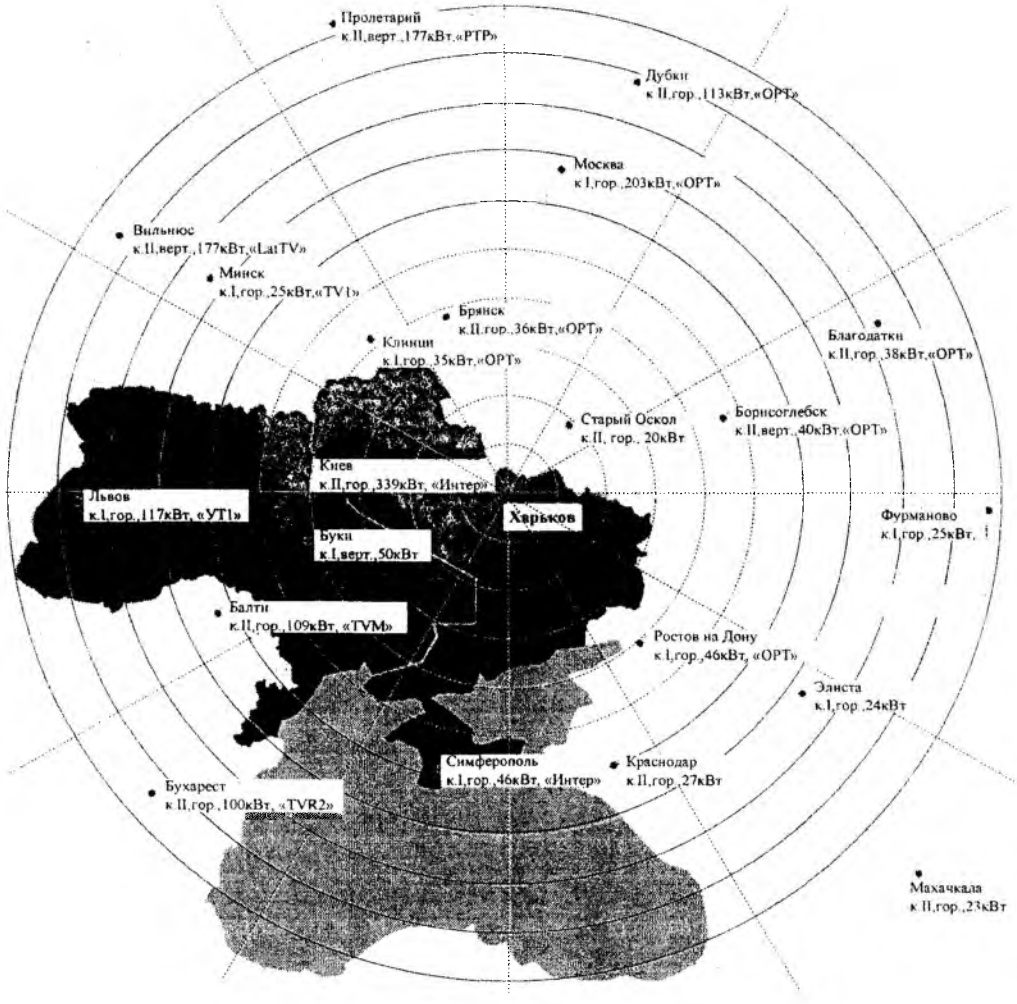


Рис. 2

Обнаружение метеорных следов по сигналам телевизионного вещания

По своей структуре ТВ-сигнал можно представить в виде случайной и детерминированной составляющих. К случайной составляющей ТВ-сигнала относится сигнал яркости полного ТВ сигнала, который зависит от передаваемого видеоизображения. К детерминированной составляющей ТВ сигнала относятся служебные сигналы, которые строго определены по ГОСТ 7845-92. Это последовательность кадровых и строчных синхроимпульсов (КСИ и ССИ), эталонные сигналы частоты и времени (ЭСЧВ) и др.

Задача обнаружения отраженного от метеорного следа ТВ сигнала осложнена из-за того, что помимо отражения от метеорных следов прием ТВ сигналов возможен также за счет механизмов ионосферного и тропосферного распространения радиоволн [16, 17]. На трассе МРК могут наблюдаться явления многолучевого распространения ТВ радиосигнала. Все это усложняет решение задачи обнаружения сигналов, отраженных от метеорных следов.

Для обнаружения сигналов, отраженных от метеорных следов, могут использоваться следующие критерии [18]:

– наличие дифракционных вариаций АВХ;

– экспоненциальное убывание АВХ (для ненасыщенных следов);

– практически линейное изменение фазо-временной характеристики (ФВХ) с малыми дифракционными вариациями;

– резкое изменение (увеличение градиента) фазы отраженного сигнала на «подлете» метеорной частицы и при разрушении метеорного следа.

Как видно из приведенных критериев, обнаружение сигнала, отраженного от метеорного следа, выполняется по АВХ принятого сигнала.

Для нахождения АВХ пригодными являются только детерминированные составляющие ТВ сигнала, из которых возможно использовать несущую частоту, кадровые и строчные синхроимпульсы в ТВ радиосигнале.

Отражение ТВ-сигнала от метеорного следа, можно рассмотреть как амплитудную модуляцию ТВ-сигнала медленно изменяющимся сигналом в виде АВХ метеорного следа. В этом случае спектр отраженного от метеорного следа ТВ-сигнала также можно считать амплитудно-модулированным. Далее, используя при приеме ТВ-сигнала радиоприемное устройство для амплитудно-модулированных колебаний и измеряя величины гармоник ССИ или КСИ на выходе амплитудного детектора, можно восстановить вид модулирующего колебания, т.е. найти АВХ сигнала, отраженного от метеорного следа [7].

Приемлемым вариантом получения АВХ является использование строчных синхроимпульсов (ССИ), период повторения которых равен 64 *мкс*. В этом случае за время существования метеорного следа будет принято около 1,5 – 3 тыс. импульсов.

Определение радиантов индивидуальных метеоров по сигналам телевизионного вещания

Для определения радианта индивидуальных метеоров может использоваться многопозиционная разнесенная метеорная РЛС (рис. 3). Здесь T – источник зондирующего сигнала; приемное устройство этой РЛС состоит из трех пунктов: основного O и двух выносных – A и B; M_0, $M_0{}'$ – точки зеркального отражения на метеорном следе.

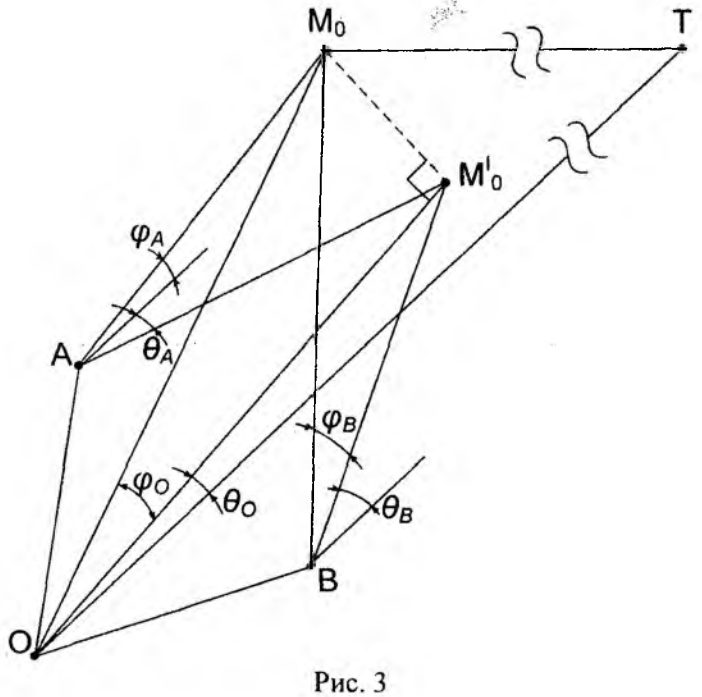


Рис. 3

Азимут радианта определяется: временными сдвигами дифракционных вариаций АВХ сигналов, принятых в выносных пунктах A и B относительно основного пункта O; расстояниями OA и OB; углами между направлением из основного пункта на точку севера и базами OA и OB (φ_A и φ_B) [11]

Определение высоты отражающей области метеорного следа по сигналам телевизионного вещания

Для определения высоты отражающей области метеорного следа необходимо измерить угол места отражающей области метеорного следа и время распространения зондирующего ТВ сигнала по трассе МРК от передатчика к приемнику разнесенной метеорной РЛС (для дальнейшего расчета наклонной дальности).

Определение времени распространения сигнала от передатчика к приемнику возможно при использовании эталонных сигналов частоты и времени (ЭСЧВ) ТВ радиосигнала. Характерная точка ЭСЧВ совмещена с метками шкалы всемирного координированного времени UTC с погрешностью не более 1 *мкс*, что вызовет погрешность определения наклонной дальности не более 300 *м*.

Необходимым условием определения времени распространения зондирующего сигнала является восстановление момента излучения сигнала ЭСЧВ в пункте приема. Для этого необходимо использовать навигационные системы (GPS, ГЛОНАСС) для синхронизации собственного высокостабильного синхрогенератора. Этот синхрогенератор предназначен для имитирования моментов излучения ЭСЧВ ТВ сигнала в точке приема. В результате этого временной сдвиг между ЭСЧВ отраженного от метеорного следа ТВ сигнала и тактами синхрогенератора будет соответствовать времени распространения этого сигнала по трассе МРК [12].

При распространении зондирующего сигнала «вперед» поверхность погрешности определения высоты имеет области минимальных значений, которые расположены по бокам от прямой приемник-передатчик. В случае распространения сигнала «назад» поверхность погрешности определения высоты имеет вид концентрических окружностей, с возрастающей величиной погрешности при удалении от приемника [12].

Определение скорости дрейфа метеорного следа по сигналам телевизионного вещания

В метеорной радиолокации для измерения скорости дрейфа метеорного следа используется эффект Допплера. При измерении определяется величина смещения частоты отраженного от метеорного следа сигнала относительно частоты излучаемого зондирующего сигнала. Это смещение («допплеровское смещение частоты») пропорционально радиальной составляющей скорости дрейфа метеорного следа, т. е. проекции истинного вектора скорости ветра на направление зондирования метеорной РЛС.

При использовании сигналов ТВ вещания в разнесенных метеорных РЛС возникает сложность проведения подобных измерений. Это вызвано тем, что несущая частота ТВ сигнала не обладает необходимой для измерения долговременной стабильностью.

Поэтому возможны следующие способы измерения смещения частоты отраженного от метеорного следа ТВ сигнала:

1) установить опорный генератор несущей частоты изображения с нестабильностью не хуже 10^{-8} на передатчике телевизионного сигнала и определять смещение частоты несущей видео изображения. При этом ожидаемая погрешность измерения скорости будет составлять 2-3 *м/с*;

2) использовать эталонные сигналы частоты и времени (ЭСЧВ) ТВ сигнала. Эталонные сигналы частоты передаются в виде пакетов, состоящих из 15 периодов колебания с частотой 1 *МГц*, нестабильность которых не превышает $2 \cdot 10^{-12}$ на интервале 1 сутки. Проведенные расчеты показали, что использование этих сигналов для нахождения скорости дрейфа метеорного следа оказывается ограниченным и может использоваться только для скоростей ветра более 150 *м/с*;

3) организовать дополнительный канал приема зондирующего ТВ сигнала по трассе земного радиоканала для использования его в качестве опорного сигнала [19]. Антенну, выполняющую прием зондирующих сигналов, отраженных от метеорных следов, следует экранировать от «земных» сигналов естественными или искусственными препятствиями.

Экспериментальные исследования метеорной активности по сигналам телевизионного вещания

С 1 сентября 2008г. на Балаклеевском научно-исследовательском полигоне ХНУРЭ введена в действие разнесенная метеорная радиолокационная станция (РМРЛС ХНУРЭ) для исследования метеорной активности. Режим работы станции – непрерывный круглогодичный. Структурная схема этой станции представлена на рис. 4. Источником зондирующего сигнала выбран Останкинский телецентр, который излучает телевизионный сигнал на частоте 49,75*МГц* и находится на расстоянии 710 *км* от приемной антенны РМРЛС ХНУРЭ.

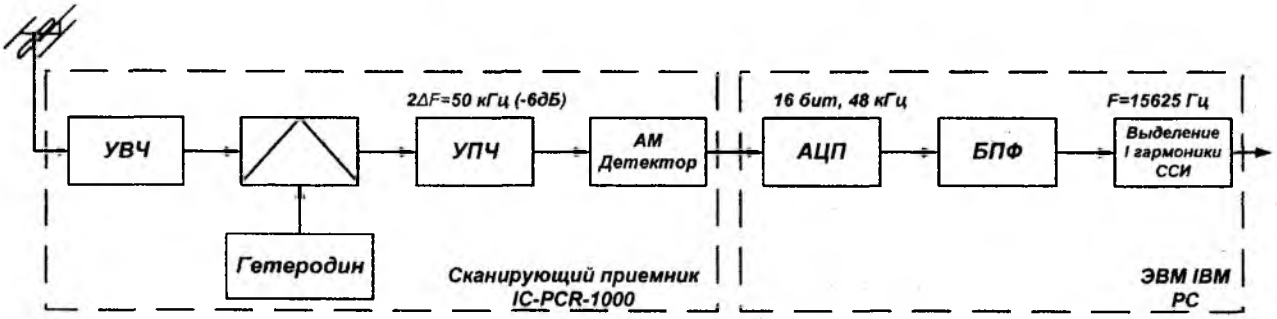


Рис. 4

Приемное устройство РМРЛС ХНУРЭ построено на базе сканирующего приемника IC-PCR100. Этот приемник работает в режиме детектирования амплитудно-модулированных колебаний. Ширина полосы пропускания тракта ПЧ приемника составляет 50 *кГц*. Сигнал с выхода амплитудного детектора приемника проходит дискретизацию на частоте 48 *кГц* и цифровую обработку по специальному алгоритму. Этот алгоритм используется для обнаружения отраженного от метеорного следа зондирующего ТВ сигнала и получения его АВХ.

Алгоритм получения отсчетов АВХ следующий. Находится спектр сигнала с использованием быстрого преобразования Фурье (БПФ). Входной буфер данных равен 1024 отсчета сигнала, что при указанной частоте дискретизации эквивалентно длительности интервала измерения 21 *мс*. По этим данным выделяется амплитуда 1-й гармоники периода повторения ССИ (15625 *Гц*). Далее производится циклический сдвиг интервала измерения на 64 отсчета (1,3 *мс*). На каждом шаге циклического сдвига находится спектр и амплитуда 1-й гармоники периода повторения ССИ.

Обнаружение отраженного от метеорного следа ТВ сигнала по его АВХ выполняется в несколько этапов [20]. На первом этапе каждый отсчет АВХ проверяется на превышение порогового значения. Пороговое значение динамически изменяется и вычисляется как средняя величина амплитуды первой гармоники ССИ на интервале 7 *с*. Далее строится АВХ принятого сигнала. После этого АВХ проверяется на наличие признаков, характерных для отраженных от метеорных следов сигналов (см. выше в разделе «Обнаружение метеорных следов по сигналам ТВ вещания»).

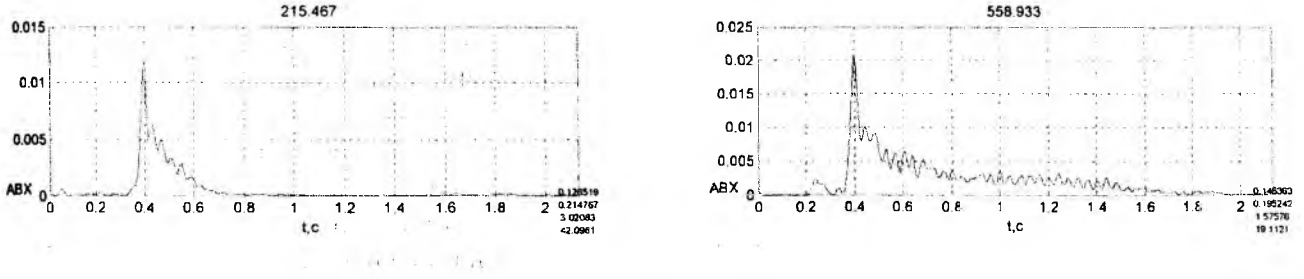
РМРЛС ХНУРЭ участвует в международной программе «Global Meteor Scatter Network» (GMSN) [21]. Она обладает существенным преимуществом по сравнению с другими метеорными станциями, которые используются в рамках программы GMSN. Преимущество заключается в том, что РМРЛС ХНУРЭ дает возможность исследовать АВХ отраженных от метеорных следов сигналов. За счет этого, кроме исследования метеорной активности, РМРЛС ХНУРЭ позволяет определять длительность и амплитуду отраженных от метеорных следов сигналов.

За годичный цикл наблюдений метеоров (01.09.2008 – 01.09.2009) с помощью РМРЛС ХНУРЭ получены следующие результаты [22]:

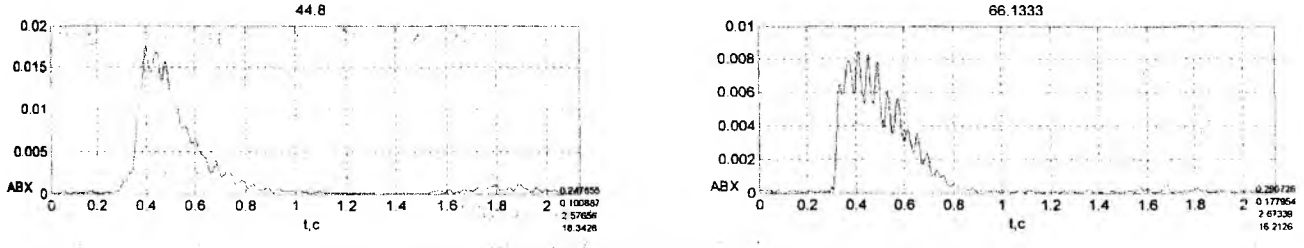
– число зафиксированных метеорных отражений – 240000;
– среднее число отражений в день – 660;
– среднее число отражений в час – 28;
– средняя длительность метеорного отражения – 0,11с.

В качестве примера на рис. 5 приведены АВХ ТВ сигналов, отраженных от различных метеорных следов: ненасыщенного, промежуточного типа и насыщенного. Приведенные АВХ сигналов, отраженных от метеорных следов, получены с 7^{05} до 7^{15} 10.12.2008.

Пример отраженного сигнала от ненасыщенного следа



Пример отраженного сигнала от следа промежуточного типа



Пример отраженного сигнала от насыщенного следа

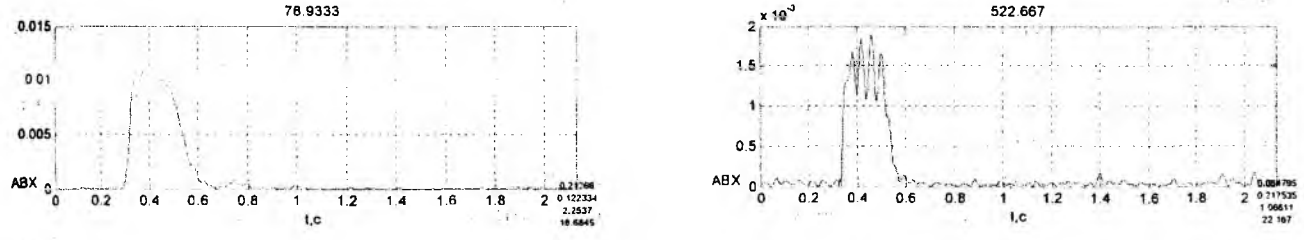


Рис. 5

Вариации среднесуточной численности метеорных отражений изображены на рис. 6. [22]. Действующие потоки, указанные на рис. 6, привязывались к локальному максимуму среднесуточной вариации численности метеорных отражений. Наименование потока выбиралось из специального каталога [23].

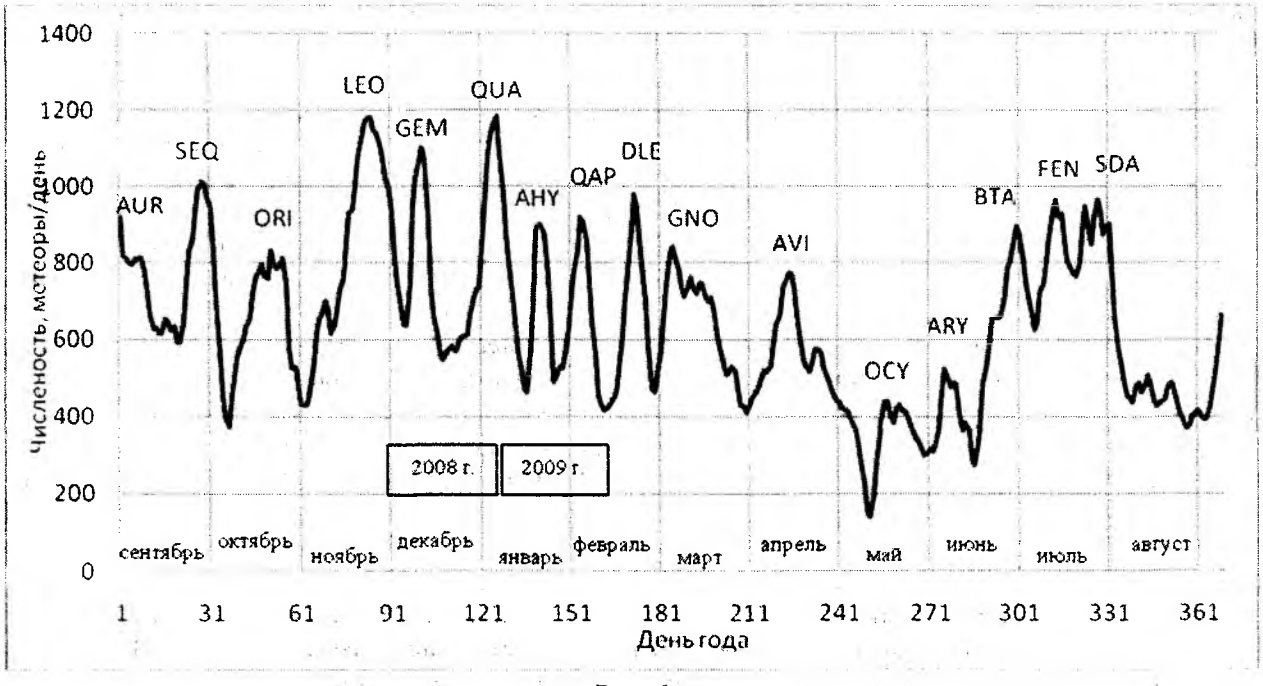


Рис. 6

Сокращения, принятые в рис.6:

AUR	Ауригиды	DLE	дельта-Леониды
SEQ	Секстантиды	GNO	гамма-Нормиды
ORI	Ориониды	AVI	альфа-Виргиниды
LEO	Леониды	OCY	омикрон-Цитиды
GEM	Гемениды	ARY	Ариетиды
QUA	Квадрантиды	BTA	бета-Тауриды
AHY	альфа-Гидриды	FEN	июльские-Фениципы
QAP	Каприкорниды	SDA	южные дельта-Аквариды

Как видно из рис. 6 за годичный цикл измерений РМРЛС ХНУРЭ практически все сильные метеорные потоки были обнаружены.

Выводы

При помощи сигналов телевизионного вещания возможно решать широкий спектр задач, связанных с исследованием процессов в метеорной зоне атмосферы Земли. Это как сравнительно простые задачи по исследованию метеорной активности, так и более сложные задачи, связанные с исследованием притока метеорного вещества и динамики метеорной зоны.

Одним из основных преимуществ систем, использующих сигналы телевизионного или радиовещания в научно-исследовательских целях, является низкая эксплуатационная стоимость таких систем. В настоящее время именно это фактор является решающим при планировании каких-либо экспериментальных исследований. Поэтому совершенствование и разработка систем, которые используют сигналы телевизионного или радиовещания в научно-исследовательских целях, дадут возможность проведения новых экспериментальных исследований метеорной зоны атмосферы Земли при выполнении престижных международных программ.

Список литературы: 1. *Горелов Д. Ю., Волощук Ю. И.* Усовершенствование методики учета физического фактора замечаемости при построении истинных распределений параметров радиометеоров // Радиотехника. 2006 №145 С.71-79. 2. *Горелов Д. Ю. Плашенко Н. В.* Вероятность столкновения гипотетических родительских тел метеорных потоков с Землей // Радиотехника. 2008. №157. С30-36. 3. *Дистанционные* методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под общ. ред.. Б. Л. Кащеева, Е. Г. Прошкина, М. Ф. Лагу тина. Харьков: ХНУРЭ; Бизнес Информ, 2002. 426 с. 4. *Oleynikov A. N., Jacobi Ch., Sosnovchik D. M.* Parameters of internal gravity waves in the mesosphere-lower thermosphere region derived from meteor radar wind measurements // Ann. Geophysicae. 2005. Vol. 23. P. 1-7. 5. *Oleynikov A. N., Sosnovchik D. M., Kukush V. D., Jacobi Ch., Fröhlich K.* Seasonal variation of space-time parameters of internal gravity waves over Kharkiv (49°30′N, 36°51′E) // Journal of atmospheric and solar – terrestrial physics. 2007. Vol. 69, p. 2257 – 2264. 6. *Антипов И. Е., Бавыкина В. В., Коваль Ю. А., Нестеренко Г. В.* Анализ элементов ТВ сигнала для применения в полуактивной радиолокации // Радиотехника. 2005. № 140. С. 180-184. 7. *Oleynikov A. N., Sosnovchik D. M.* Research of Amplitude – Time Characteristic of Television Signal Reflected From a Meteoric Trail in Spased Radar System // Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science: Proceedings of the international conference TCSET'2006. Lviv, 2006. P.291–293. 8. *Олейников А. Н., Сосновчик Д. М., Шкарлет А. И.* Использование сигналов телевизионного вещания для исследования вариаций коэффициента заполнения метеорного канала связи // Вестник Государственного университета информационно-коммуникационных технологий. 2006. Т.4, №3. С. 143-149. 9. *Лыков Ю. В., Олейников А. Н.* Исследование характеристик метеорного радиоканала с использованием сторонних источников радиоизлучения // Вісник ДУІКТ 2008. Т. 6. №4. С.296. 10. *Лыков Ю. В.* Методика определения радианта индивидуальных метеоров в разнесенной системе метеорной радиолокации при использовании ТВ сигналов // Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2008. Материалы Междунар. Науч.-техн. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых. Севастополь: СЕВНТУ. 2008. С. 80-81. 11. *Лыков Ю. В., Горелов Д. Ю.* Многопозиционная разнесенная радиолокационная станция для исследования распределения метеорного вещества в атмосфере Земли // Восточно-Европейский науч.-техн. сб.

2010. №1. С.5-15. 12. *Олейников А. Н., Сосновчик Д. М.* Определение высоты отражающей области метеорного следа при использовании телевизионного сигнала в разнесенной системе радиолокации // Радиотехника. 2005. №143. С.201-208. 13. *Лыков Ю. В., Олейников А. Н.* Выбор оптимальной ориентации приемной антенны в разнесенной системе метеорной радиолокации при использовании ТВ сигналов // Радиотехника. 2008. №.152. С.72-77. 14. *Олейников А. Н., Лыков Ю. В., Кукуш В. Д.* Повышение эффективности разнесенной системы радиолокации метеорных следов // Радиотехника. 2009. №157. С.5-13. 15. *http://www.ukwtv.de/fmscan/main.php* FMLIST, the international FM frequency database. *16. Локшин М. Г.* и др. Сети телевизионного и звукового ОВЧ ЧМ вещания. М.: Радио и связь, 1988. 144 с. 17. *Никольский В. В., Никольская Т. И.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 544с. 18. *Кащеев Б. Л., Лебединец В. Н., Лагутин М. Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260с. 19. *Кукуш В. Д.* Измерение частоты Доплера телевизионного сигнала, отраженного от метеорного следа, в разнесенной системе радиолокации // Материалы XIII Междунар. молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке». Харьков: ХНУРЭ, 2009. С.26. 20. *Лыков Ю. В., Олейников А. Н.* Синтез оптимального обнаружителя и измерителя АВХ ТВ сигналов отраженных от метеорных следов // Радиотехника. 2009. №158. С.5-13. 21. *www.rmob.org* Global Meteor Scatter Network. 22. *Олейников А. Н., Лыков Ю. В., Кукуш В. Д., Шкарлет А. И.* Результаты исследования параметров метеорных отражений сигналов телевизионного вещания разнесенной радиолокационной системой // Системы обработки информации. 2010. №1. С.25-34. 23. *www.maa.aglea.de/comet/meteors/showers.* Каталоги метеорных потоков Гари Кронка.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 05.01.2010

УДК 529.781:621.396.96

Е.В. ХАРЧЕНКО

МЕТОД ОЦЕНКИ ИНТЕРВАЛА РАССЕЯНИЯ ПО ЗАПАЗДЫВАНИЮ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СИГНАЛОВ ОТ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ

Известно, что при отражении сигналов от метеорных следов во многих случаях наблюдаются существенные искажения формы и замирания сигналов. Для зеркального отражения, которое считается доминирующим в механизме отражения радиоволн от метеорных следов, данные явления не являются характерными и на модели метеорного радиоканала в виде анизомерной неоднородности [1] не проявляются.

Для получения исходных данных для проектирования систем связи с кодовым разделением сигналов необходимо разработать радиофизическую модель канала, которая позволит определить не только интенсивность отраженного сигнала в заданной точке приема, но и функцию рассеяния канала [2, 3]. Данные характеристики являются вероятностными и существенным образом зависят от массы и скорости движения метеоров, а также зенитных углов, определяемых радиантами метеорных потоков.

Зенитные углы γ_z имеют известное вероятностное распределение [4] и в предположении наличия на следе точки зеркального отражения M_0, для заданной точки вхождения метеоров в слой $M_{вх}(x_{вх},y_{вх},z_{вх})$, определяют длину следа, линейную плотность электронной концентрации и возможный интервал рассеяния сигналов по запаздыванию.

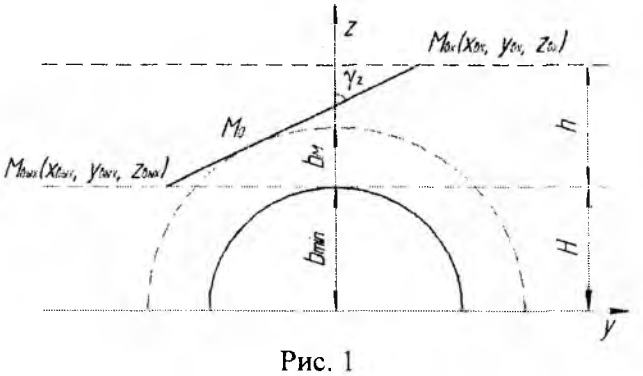


Рис. 1

На рис. 1 показано расположение метеорного следа в области образования метеорных следов h, нижняя граница которой расположена на высоте H, малая полуось b_M эллипсоида вращения, поверхность которого имеет точку касания к метеорному следу M_0.

Целью статьи является представление метода вычислений, позволяющего корректно задать расположение метеорного следа в пространстве для заданного значения зенитного угла, определить наличие точки зеркального отражения и оценить интервал рассеяния по запаздыванию при отражении сигналов от метеорного следа необходимого для обоснованного выбора параметров сигналов используемых для организации связи.

Предлагаемый метод расчета интервала рассеяния по запаздыванию включает в себя:

– разделение зоны радиовидимости на элементы поверхности равной площади с одинаковым расстоянием между центрами элементов;

– выбор зенитного угла для спорадических метеоров или ливневых метеорных потоков, вероятность которого определяет «вес» получаемых на модели параметров;

– задание точки входа и определение координат точки выхода метеорной частицы из слоя $M_{вых}(x_{вых},y_{вых},z_{вых})$;

– определение наличия точки зеркального отражения M_0 на следе;

– расчет интервала рассеяния сложного сигнала по запаздыванию.

Данный метод позволяет не только оценить интервал рассеяния по запаздыванию и выбрать параметры сложного сигнала, но и уточнить расположение зон наиболее вероятного появления подходящих для связи метеорных следов, которые позволяют выбрать оптимальные параметры антенн и ориентацию их диаграмм направленности.

Очевидно, что при расчетах необходимо учитывать только ту область пространства, которая одновременно видна из точек передачи и приема (зону радиовидимости). Можно пока-

зать, что зона радиовидимости представляет собой часть сферы, ограниченную плоскостями касательными к земной поверхности в точках передачи и приема. Пересечение данных плоскостей со сферой образуют окружности радиусом R_k. Проекция области пересечения на плоскость XY представлена на рис. 2, где x_{PB} и y_{PB} - крайние точки данной области по осям X и Y соответственно.

Для трассы AB протяженностью c, крайние точки данной области можно вычислить используя соотношения

$$x_{PB} = \frac{(R_k - l)}{R_z}\sqrt{R_z^2 - \frac{c^2}{4}}, \qquad (1)$$

$$y_{PB} = \sqrt{R_k{}^2 - l^2}, \qquad (2)$$

где R_k и l определяются выражениями

$$R_k = \sqrt{(R_z + H + h)^2 - R_z^2}, \qquad (3)$$

$$l = \frac{cR_z}{2\sqrt{R_z^2 - \frac{c^2}{4}}}, \qquad (4)$$

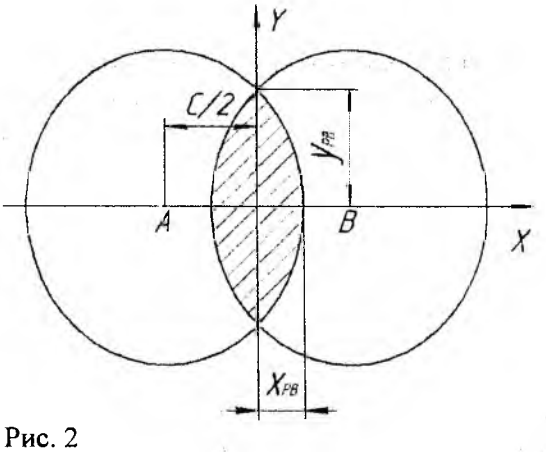


Рис. 2

Rz = 6372,795 *км* – радиус Земли.

В табл.1 представлены значения крайних точек зоны радиовидимости для радиолиний различной протяженности.

Таблица 1

№ п/п	Длина трассы c, *км*	x_{PB}	y_{PB}
1	500	882,4	1105,4
2	1000	629,8	1016,3
3	1500	375,4	844,98
4	2000	119,3	509,07

При выборе точки вхождения метеора в слой необходимо сферическую поверхность, определяемую зоной радиовидимости, условно разделить на элементы поверхности с равной площадью, покрывающие данную поверхность. Для минимизации количества элементов поверхности необходимо чтобы они представляли собой в совокупности плотнейшую укладку на сфере.

Рис. 3 иллюстрирует плотнейшую укладку на плоскости XY в виде совокупности правильных шестиугольников. Данное построение позволяет для каждого центра ij-го шестиугольника, вокруг которого может быть описана окружность радиуса r, определить расстояния R от начала координат и угол φ в полярной системе координат

$$R_{ji} = \sqrt{a_j^2 + b_{ji}^2}, \qquad (5)$$

где

$$a_j = j\frac{3}{2}r, \qquad j = 1,2,...,N \qquad (6)$$

$$b_{ji} = r\sqrt{3}\left(i - \frac{j}{2}\right), \qquad i = 0,1,...,j \qquad (7)$$

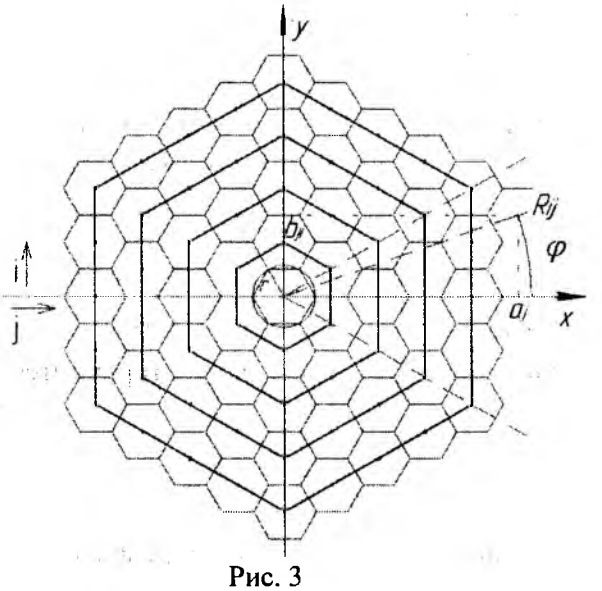


Рис. 3

- проекции R_{ji} соответственно на оси X и Y.

Необходимо плотную упаковку правильных шестиугольников на плоскости спроецировать на поверхность сферы таким образом, чтобы площади данных шестиугольников на поверхности сферы оставались равными между собой независимо от их расположения на плоскости. Координаты центра любого шестиугольника могут быть описаны посредством расстояния от начала координат R и угла в системе полярных координат ψ_r

$$\psi_r = \frac{\pi}{2}\left(1 - \frac{R}{\rho}\right). \tag{8}$$

Таким образом, на основании выражений (5), (8) координаты каждого центра ji-го шестиугольника на поверхности сферы определяются формулами

$$\rho = R_z + H + h, \tag{9}$$

$$\varphi_{ji} = arctg \frac{\left(i - \frac{j}{2}\right)}{j\sqrt{3}} + k \cdot \frac{\pi}{3}, \qquad k = 0,1,...5. \tag{10}$$

$$\psi_{ji} = \frac{\pi}{2}\left(1 - \frac{R_{ji}}{\rho}\right), \tag{11}$$

где H – нижняя граница области образования метеорных следов; h – толщина слоя в котором образуются метеорные следы.

Для перевода полярных координат в декартовы можно воспользоваться известными соотношениями

$$\begin{aligned} x_{вх\,ji} &= \rho\cos(\psi_{ji}) \cdot \cos(\varphi_{ji}), \\ y_{вх\,ji} &= \rho\cos(\psi_{ji}) \cdot \sin(\varphi_{ji}), \\ z_{вх\,ji} &= \rho\sin(\psi_{ji}). \end{aligned} \tag{12}$$

Координаты (12) определяют точку влета метеора в область образования метеорных следов привязанную к центрам шестиугольников, которые обеспечивают полное покрытие зоны видимости из точек передачи и приема.

Таким образом, имеем возможность зафиксировать расположение точек влета и оценить их влияние на основные характеристики метеорных следов. Это позволяет найти «горячие зоны» [5], где наблюдается наибольшее количество метеорных следов пригодных для осуществления связи и которые определяют оптимальную ориентацию, а также ширину диаграммы направленности передающих и приемных антенн. Для этих зон целесообразно оценить и рассеяние сигналов.

Для фиксированной точки влета метеора, с учетом его радианта и толщины области образования следов, определяется точка «выхода» метеора из слоя (см. рис. 4). Координаты этой точки определяются из следующих соотношений

$$\begin{aligned} x_{вых\,ji} &= m\cos^2\varphi_{ji}\sin\psi_{ji} + m\sin^2\varphi_{ji} + n\sin\varphi_{ji}\cos\varphi_{ji} - n\sin\varphi_{ji}\cos\varphi_{ji}\sin\psi_{ji} + p\cos\varphi_{ji}\cos\psi_{ji}, \\ y_{вых\,ji} &= m\cos\varphi_{ji}\sin\varphi_{ji} - m\cos\varphi_{ji}\sin\varphi_{ji}\sin\psi_{ji} + n\sin^2\varphi_{ji}\sin\psi_{ji} + n\cos^2\varphi_{ji} + p\sin\varphi_{ji}\cos\psi_{ji}, \\ z_{вых\,ji} &= -m\cos\varphi_{ji}\cos\psi_{ji} - n\sin\varphi_{ji}\cos\psi_{ji} + p\sin\psi_{ji}, \end{aligned} \tag{13}$$

где m, n, p – направляющие векторы метеорного следа

$$\begin{aligned} m &= l\sin\gamma_z\cos\alpha, \\ n &= l\sin\gamma_z\sin\alpha, \\ p &= -l\cos\gamma_z, \end{aligned}$$

l – длина метеорного следа, определяемая по формуле

$$l_{ij} = \rho\cos\gamma_z - \sqrt{\rho^2\cos^2\gamma_z + h^2 - 2h\rho}, \tag{14}$$

α – приведенный азимут радианта [5].

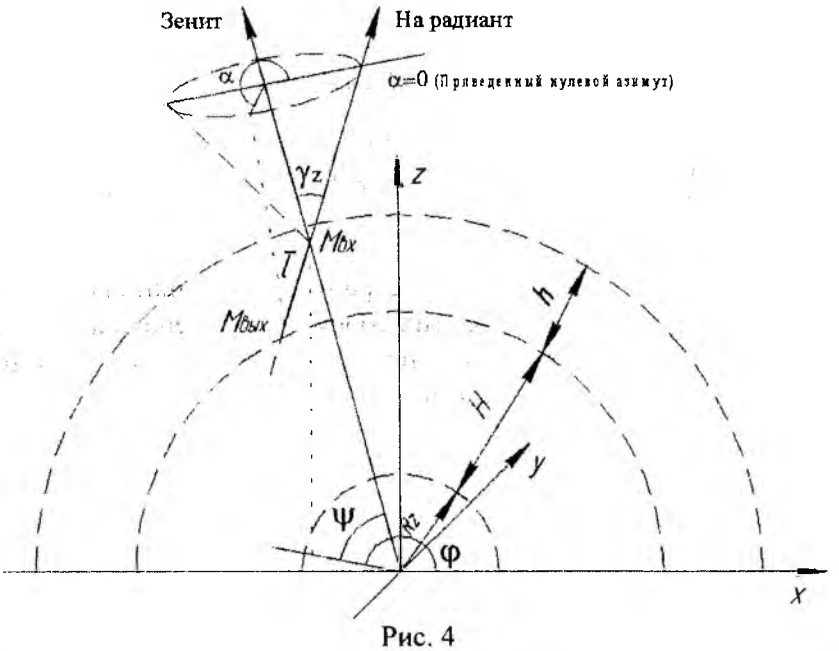


Рис. 4

Согласно теоретическому предположению сделанному Кайзером [7] для однородного распределения радиантов на геоцентрической небесной сфере, количество точек отражения в области наблюдения зависит от величины зенитного угла и определяется соотношением

$$N_z = const \cdot \sin^s \gamma_z \cos^{(3s-7)/2} \gamma_z S^{2(s-1)}(\gamma_z), \qquad (15)$$

где γ_z – зенитный угол точки отражения, s – параметр распределения по массе, $S(\gamma_z)$ – полярная диаграмма направленности, выраженная через коэффициенты усиления антенн $S^2(\gamma_z) = (G_T G_R)^{\frac{1}{2}}$. Для спорадических метеоров s=2,0.

Теоретическое предположение (15) подтверждено практическими исследованиями проведенными Вейсом [4] в результате которых показано, что наибольшее количество пригодных для связи метеорных следов ориентированы под углами 20-45 градусов относительно зенита.

С использованием модели для данных зенитных углов и фиксированной точки влета возможно проведение оценки длины следа.

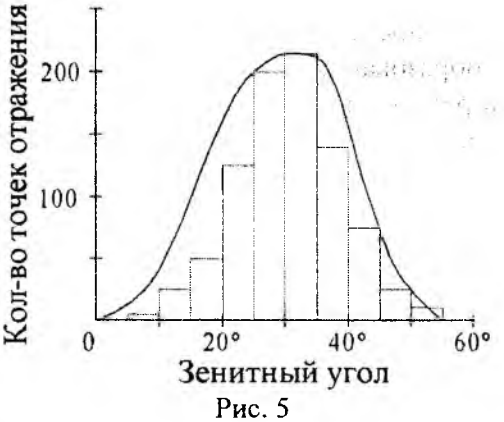


Рис. 5

Прямая, которая описывает след, задается уравнением

$$\frac{x - x_0}{m} = \frac{y - y_0}{n} = \frac{z - z_0}{p}, \qquad (16)$$

где x_0, y_0, z_0 – координаты точки на следе.

Точки зеркального отражения имеют следы, которые касательны к одному из семейства эллипсоидов с фокусами в пунктах приема и передачи. Признаком касания является равенство нулю косинуса угла между направлением на радиант и перпендикуляром к касательной плоскости при изменении значения малой полуоси эллипсоида b_n от нижней до верхней границы области образования метеорных следов [6]:

$$\cos\gamma = \frac{\dfrac{mx_0}{b_n^2 + c_э} + \dfrac{ny_0}{b_n^2} + \dfrac{pz_0}{b_n^2}}{\sqrt{\left(m^2 + n^2 + p^2\right)\cdot\left[\left(\dfrac{x_0}{b_n^2 + c_э^2}\right)^2 + \left(\dfrac{y_0}{b_n^2}\right)^2 + \left(\dfrac{z_0}{b_n^2}\right)^2\right]}}, \quad (17)$$

где $c_э$ – половина фокусного расстояния.

После нахождения cosγ для точки влета метеора в слой и точки выхода из слоя проверяется происходит ли смена знака косинуса для этих точек. Если смена знака происходит, то условие касания для данного следа выполняется, в противном случае след с данным радиантом не может быть использован для обеспечения связи.

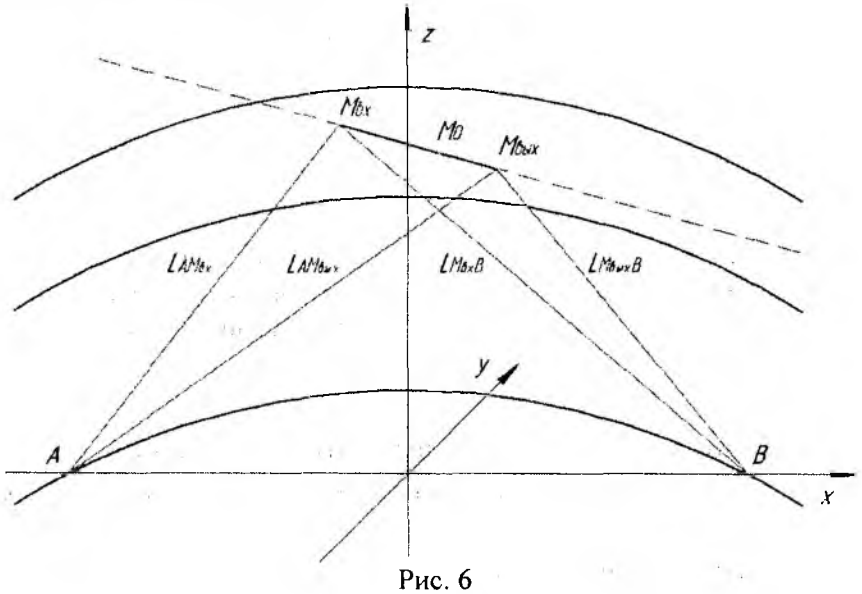


Рис. 6

Для определения интервала рассеяния по запаздыванию для точек входа метеора в область образования следов и выхода из слоя, вычисляются задержки сигнала при распространении радиоволны из точки передачи в точку приема. Задержки при распространении сигнала, переизлученного точками входа метеора в слой и выхода из слоя определяются выражениями

$$\tau_{M_{вх}} = \frac{1}{c}\left(L_{AM_{вх}} + L_{M_{вх}B}\right), \quad (18)$$

$$\tau_{M_{вых}} = \frac{1}{c}\left(L_{AM_{вых}} + L_{M_{вых}B}\right), \quad (19)$$

где

$$L_{AM_{вх}} = \sqrt{\left(x_A - x_{Mвх}\right)^2 + \left(y_A - y_{Mвх}\right)^2 + \left(z_A - z_{Mвх}\right)^2}, \quad (20)$$

$$L_{M_{вх}B} = \sqrt{\left(x_{Mвх} - x_B\right)^2 + \left(y_{Mвх} - y_B\right)^2 + \left(z_{Mвх} - z_B\right)^2}, \quad (21)$$

$$L_{AM_{вых}} = \sqrt{\left(x_A - x_{Mвых}\right)^2 + \left(y_A - y_{Mвых}\right)^2 + \left(z_A - z_{Mвых}\right)^2}, \quad (22)$$

$$L_{M_{вых}B} = \sqrt{\left(x_{Mвых} - x_B\right)^2 + \left(y_{Mвых} - y_B\right)^2 + \left(z_{Mвых} - z_B\right)^2}. \quad (23)$$

Из выражений (18),(19) следует, что интервал рассеяния по запаздыванию

$$\Delta\tau = \tau_{M_{вх}} - \tau_{M_{вых}}. \quad (24)$$

В табл. 2 приведены значения интервалов рассеяния по запаздыванию для одной из точек «горячей зоны», характеризуемой параметрами ψ_{ji}=88,87°, φ_{ji}=90° что соответствует отклонению точки входа на 128,16 *км* относительно середины трассы протяженностью 1000 *км*. В таблице также представлены значения приведенных азимутов радиантов метеорного следа при которых на следе присутствует зеркальная точка отражения (выполняется условие смены знака косинуса в выражении (17).

Таблица 2

Зенитный угол	Длина следа, *км*	Азимут следа α_{min}	Азимут следа α_{max}	Интервал рассеяния по запаздыванию $\Delta\tau$, *мкс*	
				для α_{min}	для α_{max}
35°	24,434	83°	97°	4,781	4,781
45°	28,328	44°	68°	4,657	-3,546
60°	40,188	24°	32°	3,775	-3,797

Оценка интервала рассеяния по запаздыванию не допускает использование приближенных соотношений, которые ранее применялись для прогнозирования наличия зеркальной точки отражения и приближенной оценки наиболее вероятной области образования метеорных следов («горячей зоны») [5]. Предложенный метод позволяет корректно задавать в полярной системе координат элементы поверхности, к которым привязывается точка входа метеорной частицы, образующие плотную укладку на поверхности сферы и контролировать наличие точки зеркального отражения. Для реализации метода расчета интервала рассеяния были точно определены координаты точек входа и выхода метеорной частицы в область образования метеорных следов и впервые получены оценки протяженности следа в области ограниченной двумя сферическими поверхностями. Протяженность следа зависит от зенитных углов, имеющих заданное вероятностное распределение и направления на радиант, которое определяется приведенным азимутом. Метод позволяет не только оценивать интервал рассеяния по запаздыванию необходимый для выбора параметров сигналов, обеспечивающих минимизацию вероятности ошибки при приеме в условиях замираний и рассеяния сигналов по запаздыванию, но и уточнить расположения зон наиболее вероятного появления подходящих для связи метеорных следов, которые обеспечивают возможность выбора основных параметров антенн и ориентацию их диаграмм направленности.

Список литературы: 1. *Тинин* М.В., Ким Б. Ч. Рассеяние волн на сильно вытянутой неоднородности. Изв. вузов. Радиофизика, 2004, Т. 67. С.1057-1065. 2. *Г. Ван Трис.* Теория обнаружения, оценок и модуляции. М.: Сов. радио, 1977. Т.3. 662с. 3. *Кеннеди Р.* Каналы связи с замиранием и рассеянием. М: Сов. радио, 1973. 304 с. 4. *Weiss A.A.* Elevation, Height, and Electron Density of Echoing Points of Meteor Trails. Australian Journal of Physics, 1959, Vol. 12. P. 65-76 5. *Антипов И.Е., Коваль Ю.А., Обельченко В.В.* Развитие теории и совершенствование радиометеорных систем связи и синхронизации. Харьков: Коллегиум, 2006. 308 с. 6. *Александров П.С.* Лекции по аналитической геометрии. М.: Наука, 1968. 911 с. 7. *Kaiser T.R.* Theory of the meteor height distribution obtained from radio-echo observations. Royal Astronomical Society, 1954, Vol. 114. pp. 52-62.

Институт радиофизики и электроники им. А.Я.Усикова НАНУ

Поступила в редколлегию 11.01.2010

УДК 621.396.96

Д В. ЛЮБИМОВ, В.В. СИДОРОВ, д-р физ.-мат. наук

ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫДЕЛЕНИЯ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОБЫТИЙ НА ФОНЕ СИСТЕМНОГО ШУМА

Введение

В корректно поставленных статистических задачах увеличение выборки – основной путь увеличения достоверности результата. Некорректно поставленные задачи компенсируют недостающие данные использованием дополнительной информации. В качестве дополнительной информации можно использовать, в частности, дополнительный массив независимых измерений. Такая некорректно поставленная задача возникла при разработке дискретного квазитомографического подхода к определению координат радиантов метеорных потоков по угломерным данным метеорного радара. Объединение идей радионавигации и томографии [1] позволило найти решение, однако его применение к набору наблюдательных данных ограничивалось ростом системного шума генерируемого как шумом, так и полезными сигналами. Приче м рост этот пропорционален числу сочетаний из N элементов по 2, где N – размер выборки.

Системный шум представляет собой набор точек пересечения на небесной сфере линий положений радиантов метеоров, доставляемых угломером метеорного радара, которые не связаны между собой принадлежностью к какому либо метеорному потоку. Если мы найдем способ исключить из рассмотрения эти точки и метеоры их порождающие, то у нас останутся искомые координаты радиантов метеорных потоков. Более того, будем иметь перечень метеоров, принадлежащих этим потокам и соответствующим. Так возникла проблема отбраковки ложных радиантов и оценки достоверности этой процедуры.

Суть предложенного решения состоит в отбраковке ложных радиантов на основе использования факта некоррелированности их пространственных координат. Применение операции «И» для одноименных координат радиантов из двух массивов независимых измерений решает эту проблему. Конкретный алгоритм использует принцип разделения массивов измерений на три независимых выборки и операцию проверки совпадения координат в двух из трех выборок. Такое смягчение требований было предпринято для уменьшения влияния способа разбиения массива данных на вероятность обнаружения реально существующих потоков. Оценить при этом вероятность обнаружить несуществующий поток, т.е. оценить «ложную тревогу», выбрать в связи с этим основные характеристики обнаруживающего фильтра и была нашей задачей. Соотношение между вероятностью обнаружения и вероятностью ложной тревоги обычно контролируется выбором порога обнаружения. В нашем случае минимальный порог обнаружения определяется методом решения и равен четырем метеорам (по два в двух из трех выборок). В работе [1] было показано, что именно размеры выборки единовременно участвующей в одном цикле анализа определяет вероятность ложной тревоги. Наша задача оценить, какова при этом будет ложная тревога, и оценить при каком пороге мы будем обнаруживать метеорные потоки, а не спорадический фон, или ложные радианты. Для определения этих параметров мы использовали имитационную модель.

Модель квазитомографического метода обработки угломерных данных

Алгоритм и компьютерная технология обработки данных описаны в работе [1]. Модель алгоритма мы упростили для уменьшения реального времени вариантов просчета. В частности, заменили сферу плоскостью, полностью исключив процедуры преобразования координат, которые в реальном алгоритме применяются к каждому метеору. Выделение микропотока осуществляется на фоне системного шума. Пусть исследуемый участок небесной сферы разбит на P ячеек. При равномерном распределении координат радиантов спорадических метеоров плотность системного шума $d_p = \frac{C_N^2}{P}$. Следовательно, чем выше разрешение по угловым координатам и,

соответственно, количество ячеек P больше, тем меньше плотность системного шума. Однако, с ростом N, d_p стремительно растет и ухудшается отношение сигнал/шум. В то же время вероятность обнаружения должна расти с увеличением N. Следовательно, при заданном P можно найти оптимальный размер выборки, при которой имеется шанс выделить «сигнал» из системного шума. Можно потребовать, чтобы плотность помехи d_p была бы в α меньше, чем плотность полезного сигнала $d_p = \frac{C_N^2}{P} \le \frac{\lambda}{\alpha}$, где λ – пороговая плотность обнаруживаемого сигнала, α – отношение плотности обнаруживаемого потока к плотности системного шума.

Этот оптимум можно найти при условии, если задать допустимую вероятность «ложной тревоги», т.е. вероятность обнаружить ложный радиант. Поиск этого оптимума мы осуществили имитационным моделированием событий регистрации спорадических метеоров. Для равномерного распределения радиантов по небесной сфере с числом ячеек разрешения P=8100° и вероятности ложной тревоги не более 0,05, при минимальной регистрируемой численности микропотока 4 метеора в сутки, метеорный поток с пуассоновской плотностью 6 метеоров в сутки выделяется с вероятностью 0,82 с превышением уровня сигнала над системным шумом α=10, причем неравенство выполняется для $N \le 100$. Если данные распределить по разным диапазонам измеренных скоростей метеоров, то для производительности метеорного радара Казанского университета это условие для суточного интервала почти всегда выполняется. На рис. 1 и 2 продемонстрирована эффективность метода на примере моделирования выделения одного метеорного потока с интенсивностью 9 метеоров в сутки на фоне спорадических метеоров. На рис. 1 приведено модельное апостериорное распределение вероятной численности метеоров на участке небесной сферы. Виден максимум соответствующий моделируемому потоку, однако имеется много ложных экстремумов. На рис. 1 приведен результат применения разработанного метода к тем же модельным данным (из [1]). Выделен только один метеорный поток.

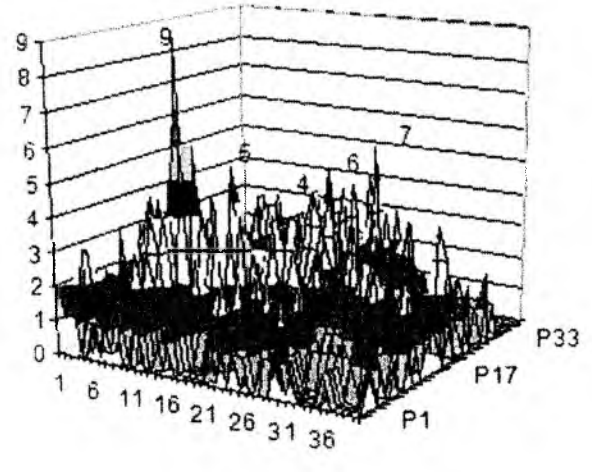


Рис. 1. Распределение вероятной численности по апостериорным угломерным данным метеорного радара

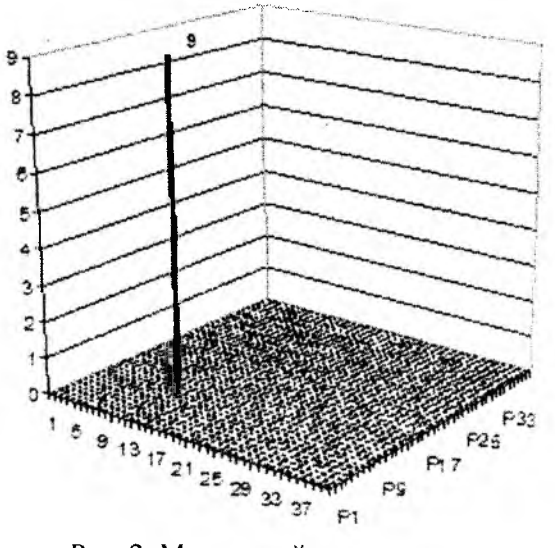


Рис. 2. Метеорный поток однозначно выделившийся из данных на рис. 1

Модель спорадического метеорного комплекса

Пусть нет метеорных потоков, но есть спорадический фон, с плавными изменениями интенсивности по небесной сфере и плавными изменениями скоростей метеоров. Поток событий с каждого участка небесной сферы будем считать пуассоновским, а среднюю плотность пуассоновского потока медленно меняющейся по пространственным координатам функцией. Количество событий в заданном временном интервале будет определяться законом Пуассо-

на, в котором малые временные интервалы более вероятны, чем большие и может образоваться группа для порогового обнаружения. Эту группу метод будет воспринимать как метеорный поток. Но и физически группа метеоров с одинаковыми скоростями и одинаковыми радиантами ничем не отличается от метеорного потока. Такую группу мы назвали микропотоком. В этой модели с помощью микропотоков будем регистрировать выбросы спорадического фона.

Для квазитомографического метода нет технической разницы в процедуре выделения выброса спорадического фона или метеорного потока. Отличия могут определяться характеристиками выделенных потоков, такими как численность метеоров в выделенных микропотоках, стационарность, пороговая зависимость, время активности и др. При отсутствии общепринятого определения границы между метеорными потоками и выбросами спорадического фона, можно моделировать шум, а результат сравнивать с реальными наблюдениями.

Пороговая зависимость

Случайные характеристики сигналов, действующих в конкретных интервалах координат, определяются случайными процессами, подчиняющимися в первом приближении закону Пуассона. Тогда вероятность обнаружения точно m событий в рассматриваемой элементарной ячейке за время t: $\omega(t) = \frac{(\lambda_0 t)^m}{m!} e^{-\lambda_0 t}$, а вероятность наблюдать число событий выше порогового уровня m_p равна: $1 - \sum_{i=0}^{m} \omega_i(t)$, где λ_0. – плотность метеорного потока из элементарной ячейки. Моделируя на входе устройства квазитомографического обнаружителя этот процесс, мы можем рассчитать зависимость числа обнаруживаемых микропотоков от порогового уровня m_p. Графически эта зависимость приведена на рис. 3 в сравнении с пороговой зависимостью числа метеорных микропотоков, наблюдаемых в июне 1986 [2]. Сравнение рассчитанной пороговой зависимости с экспериментальными данными для августа 1986 г. приведено на рис. 3.

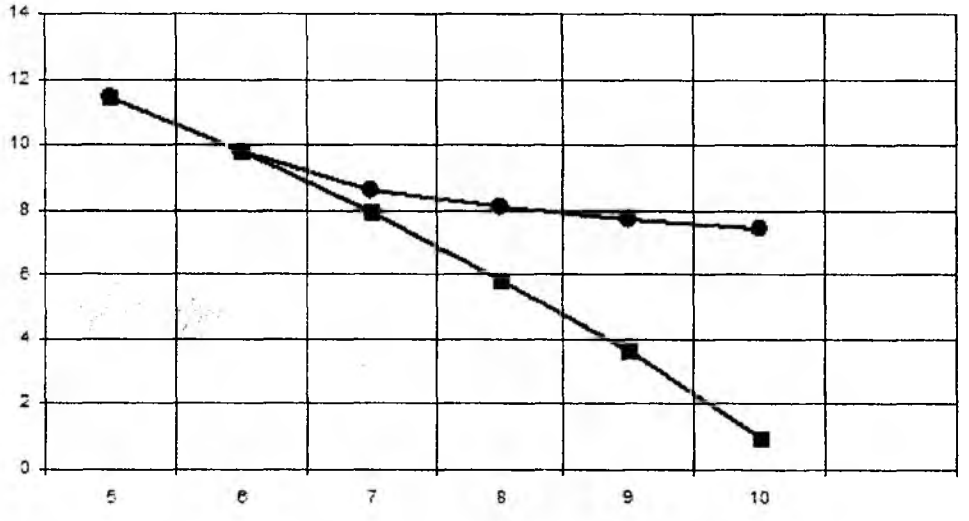


Рис. 3. Пороговая зависимость логарифма (при основании 2) числа наблюдаемых микропотоков от минимально регистрируемого числа метеоров в микропотоке для августа 1989 г.

Предположение, что на пороговых уровнях мы имеем дело с выбросами спорадического фона, приводит к почти линейной в логарифмическом масштабе зависимости числа обнаруживаемых микропотоков от порога регистрации – минимального числа метеоров в регистрируемом микропотоке. Хотя в июне действует активный метеорный поток Ариетиды, а в августе потоков такой интенсивности не наблюдается, пороговые зависимости в обоих случаях, при порогах от 4 до 8, практически совпадают с расчетными пороговыми зависимостями, но существенно отличаются от расчетных, начиная с порога 8 метеоров в сутки.

Более пологая зависимость экспериментальных данных говорит о том, что микропотоки, начиная с уровня 8, обнаруживают большую интенсивность, чем это следует из пуассоновской модели. Так, что по пороговому принципу можно разделить малые метеорные потоки и выбросы некоррелированного спорадического фона, причем количественно выбросы спорадического фона преобладают.

Более того, указанные отличия пороговой зависимости численности наблюдаемых микропотоков от прогноза для статистически некоррелированной модели вместе с фактами наблюдения тысяч микропотоков за месяц наблюдений убедительно свидетельствуют о микропотоковой структуре, по крайней мере, части метеорного комплекса.

Роль нестационарности реальных потоков

Проблема группирования во времени фактов появления метеоров спорадического фона обсуждается давно и не имеет до сих пор убедительного статистического решения. Дело в том, что этот процесс определяется большим числом одновременно действующих источников, а каждый источник является нестационарным. Кроме того, нестационарными являются условия наблюдения. Для одного источника условия наблюдения меняются из-за вращения Земли. В результате, незаходящие за горизонт источники меняют интенсивность из-за изменения ракурса по отношению к антенне радара, а заходящие за горизонт, вообще в определенные часы прекращают свою наблюдаемую активность. Поэтому применение статистических критериев оказалось эффективным только для крупных метеорных потоков и только на небольших (много меньше суток) интервалах времени [2]. Было показано, что неоднородности потока событий в метеорных потоках имел место и был измерен спектр размеров неоднородностей. В нашем случае важно было выяснить, влияют ли суточные изменения заметаемости на пороговую зависимость микропотоков, источниками которых является спорадический метеорный фон.

Модельный эксперимент показал, что такое влияние есть, но только на интервалах времени меньше суток. Поскольку моделируемый способ выделения микропотоков предполагает набор данных за сутки, нестационарность, связанная с суточными изменениям условий наблюдения, влияет только на оценку реальной (пространственной) плотности микроройев, соответствующих наблюдаемым микропотокам.

Собственно метеорные потоки по своей астрономической природе тоже являются нестационарными. Изменение их интенсивности связано с действием самого потока во времени, связанным с прохождением Земли сквозь орбиты исследуемого метеорного потока. Их длительности изменяются от нескольких часов до месяца, однако в нашей модели мы ограничились фактом обнаружения потока в заданном дискретном интервале угловых координат ε,ψ, даты D (интервал – сутки) и скорости V (интервал 3 *км/с*).

Связь плотности распределения радиантов микропотоков с распределением интенсивности спорадического комплекса

По существующим представлениям интенсивность спорадического метеорного комплекса неравномерно распределена по небесной сфере. В работе [3] мы показали, что есть некоторое сходство картины распределения радиантов микропотоков с распределением численности спорадических метеоров, полученной методом квазитомографии с разрешением 10°x10°. Однако, учитывая нелинейный характер выделения выбросов спорадического комплекса, мы не были уверены в сохранении пропорциональности. Задавая в модели линейно меняющееся распределение интенсивности спорадического фоны, мы, в первом приближении, получили аналогичную зависимость плотности распределения числа микропотоков.

Выводы

Имитационная модель выделения микропотоков позволила выбрать параметры дискретной квазитомографической процедуры определения распределения координат радиантов микропотоков, обеспечившие ей эффективность.

Показано, что по пороговой зависимости числа регистрируемых микропотоков можно определить статистические различия между выбросами спорадического фона и собственно малыми метеорными потоками. Эта зависимость – одно из доказательств микропотоковой структуры части метеорного комплекса.

При суточном интервале анализа активности микропотоков, нестационарность за счет суточного вращения Земли проявляет себя только при оценке плотности микророя как источника микропотока, а на процедуру выделения микропотока не влияет.

Плотность распределения координат радиантов микропотоков – выбросов спорадического пуассоновского потока на пороговом уровне – в первом приближении пропорциональна плотности распределения радиантов спорадических метеоров и может быть использована для изучения спорадического метеорного комплекса в окрестности орбиты Земли.

Список литературы: 1. *Sidorov V.V., Kalabanov S.A.* A Method for Determining the Coordinates of Meteor Shower Radiants from Meteor Radar Goniometric data // Solar System Research, Vol. 37, No. 2, 2003, pp. 145-155. 2. *А.В. Карпов, В.В. Сидоров, А.М. Степанов* Исследование свойств потока метеоров методами статистического моделирования // Астрон. вестник. М.: Наука, 1984. Т. 18. С 44-51. 3. *Сидоров В.В., Сидорова С.В., Калабанов С.А., Филимонова Т.К., Филин И.В.* Распределения радиантов метеоров и метеорных потоков по северной небесной полусфере // Прием и обработка информации в сложных информационных системах. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2005. Вып.22.

Казанский государственный университет,
Республика Татарстан

Поступила в редколлегию 20.01.2010

УДК 523.68

Ю.И. ВОЛОЩУК, д-р техн. наук

ПРОБЛЕМА ВЫЯВЛЕНИЯ ГЕНЕТИЧЕСКИХ СВЯЗЕЙ КОМЕТ, АСТЕРОИДОВ И МЕТЕОРОИДОВ

Введение

Фактически связь комет и метеоров была доказана еще в 1862 г. Джованни Скиапарелли (1836 – 1910), когда он заметил, что появившаяся тогда комета 1862 III имеет ту же орбиту, что и поток Персеиды. С тех пор наблюдения выявили много случаев совпадения орбит некоторых метеорных потоков и ассоциаций (МПА) с орбитами комет и астероидов. Это и послужило основанием для предположения, что некоторые кометы и астероиды являются родительскими телами (РТ) метеороидов (метеорных тел), сгруппированных в рои. Процессы в ядрах комет, приводящие к тому, что на орбите кометы появляется рой метеороидов, впервые был описаны Уипплом еще в 50-е годы прошлого столетия. Однако количество МПА, связанных с кометами, значительно меньше общего количества наблюдаемых МПА. Кроме того, орбиты некоторых МПА вообще отличаются от кометных. Их происхождение связывают с распадом астероидов, хотя к настоящему времени отсутствует удовлетворительная модель, объясняющая, как астероид может породить компактный и устойчивый рой.

Обнаружить метеороид за редким исключением можно только тогда, когда он попадает в атмосферу Земли, где в результате абляции порождает ионизированный след – метеор, который можно при определенных условиях зарегистрировать с помощью РЛС, фотокамеры или телевизионной аппаратуры.

По мере накопления данных об орбитах метеороидов, породивших в атмосфере Земли метеор, стало очевидным, что их часто можно объединить в некоторые группы – МПА – связать по их близости (подобию) с орбитами других малых тел Солнечной системы – РТ МПА. Объясняется это тем, что скорость выброса метеороидов с поверхности РТ мала (не превышает десятков метров в секунду), тогда как гелиоцентрическая скорость РТ в большинстве случаев во много раз больше (десятки километров в секунду). Следствием этого является то, что дисперсия элементов орбит метеороидов мала, то есть метеороид на какое-то время «запоминает» орбиту РТ. Совокупность таких метеороидов называют метеороидным роем, генетически связанным с соответствующим РТ. Следует подчеркнуть, что переход от распределений элементов орбит метеоров к распределениям элементов орбит метеороидов требует учета факторов селективности метода наблюдения (физического, геометрического, астрономического, аппаратурного) и выполняется обычно весовым методом. Это достаточно сложная задача и мы здесь ее касаться не будем.

С течением времени дисперсия потока относительно РТ растет [1] и поток сливается со спорадическим фоном (обычно за $10^3 - 10^4$ лет).

Из отмеченного следует, что, во-первых, РТ потока несет информацию о средней орбите потока и, во-вторых, средняя орбита потока содержит информацию о его РТ, причем, и это важно, даже о том РТ, которое еще не обнаружено.

Настоящая работа посвящена анализу тех задач, которые необходимо решить для выявления связей МПА с кометами (точнее с ядрами комет) и астероидами. В качестве первичных данных используем выборки элементов орбит комет, орбиты которых сближаются с орбитой Земли (NEC) и астероидов, орбиты которых сближаются с орбитой Земли (NEA).

К первичным данным относятся результаты многолетних измерений орбит индивидуальных метеоров в Харькове (более 150 тыс. орбит индивидуальных метеоров).

Задача №1. Для того чтобы выявить связи МПА с гипотетическими РТ, необходимо решить задачу кластерного анализа (КА).

Задача №2. Принципиальным вопросом любого КА выборки многомерных переменных (в нашем случае это пространство элементов орбит метеороидов и РТ) является выбор той

или иной численной меры – функции расстояния между объектами (в нашем случае это эллиптические орбиты соответствующих малых тел Солнечной системы). То, что эта задача далеко не простая, говорит тот факт, что в настоящее время исследователями, занимающимися этой проблемой, предложено до десятка таких функций, каждая из которых активно отстаивается одними и столь же активно критикуется другими. Следует заметить, что термин «функция расстояния» математически является некорректным, поскольку пространство элементов орбит не является метрическим (не выполняется неравенство треугольника [2]).

Задача №3. Выбор порогового значения функции расстояния.

Задача №4. Как ни странно, это разработка методики расчета средних орбит МПА.

1. Модель образования МПА и ее основные характеристики важные для решения проблемы генетических связей МПА с кометами и астероидами

Здесь приведем в кратком изложении результаты, полученные в Харькове еще в восьмидесятых годах прошлого века. Принципиальное отличие настоящей модели от той, которая описана в работах [3, 4], состоит в том, что в качестве РТ метеороидных (и метеорных) потоков рассматриваются не только кометы (NEC), но и астероиды (NEA).

Примем, что большинство мелких (масса $M < 1$ г) метеороидов в Солнечной системе являются продуктами дезинтеграции астероидов и ядер комет. Нужно подчеркнуть, что в рамках проблемы, рассматриваемой в настоящей работе, происхождение самих комет и, что важно, NEA нас не интересует. Для нас важно, что в Солнечной системе существуют источники (РТ) постоянного пополнения межпланетного метеороидного облака – кометы и NEA.

Современные представления о природе ядер комет позволяют в общих чертах описать процесс формирования МПА кометного происхождения. Сложнее с NEA, если, конечно, не рассматривать все те NEA, с которыми связаны надежно выявленные МПА, как «высохшие» ядра комет, хотя некоторые из них такими с высокой вероятностью являются.

Структура метеорного комплекса устанавливается в результате компромиссного взаимодействия двух противодействующих факторов: *концентрации* (выброс метеороидов из РТ, увеличение плотности роя) и *рассеяния* (рассеивание роя под воздействием гравитационных и негравитационных возмущений). Будем рассматривать РТ (комету или астероид) как некоторую систему, генерирующую метеороиды.

Пусть в момент времени t система находилась в состоянии x, где x – количество метеороидов, выброшенных из РТ к этому моменту. Тогда в момент $t + \Delta t$ система будет находиться в состоянии x с вероятностью

$$P_x(t+\Delta t) = (1-\lambda_x \Delta t) P_x(t) + \lambda_{x-1} \Delta t P_{x-1}(t), \tag{1}$$

где $\lambda_x \Delta t$ – вероятность перехода системы в состояние $x+1$ на интервале времени $(t,\ t+\Delta t)$.

В первом приближении можно принять, что вероятность перехода системы за время $(t,\ t+\Delta t)$ пропорциональна числу метеороидов x в момент t, то есть

$$\lambda_x = \lambda x, \qquad x > 1, \quad \lambda > 0. \tag{2}$$

Условие (2) позволяет в качестве модели порождения метеороидов в результате дезинтеграции РТ выбрать простой или линейный процесс рождения. Тогда число метеороидов x за время t описывается распределением Юла – Фарри [7]:

$$P_x(t) = \begin{cases} e^{-\lambda t}\left(1-e^{-\lambda t}\right)^{x-1}, & x = 1, 2, \ldots, \\ 0, & x = 0. \end{cases} \tag{3}$$

Учтем, что нарастающий характер процесса ограничен некоторым временем t, зависящим от химического состава РТ, его структуры, орбиты, по которой оно движется вокруг Солнца и др. В простейшем случае можно принять, что вероятность прекращения интенсивного выброса метеороидов постоянна в каждый момент времени. Это приводит к показательному распределению случайной величины t с параметром μ:

$$P(t) = \mu e^{-\mu t}. \tag{4}$$

Стационарное распределение интенсивности метеороидных роев, порождаемых описанным механизмом, найдем усреднением (3) по t:

$$P(x) = \int_0^\infty P_x(t)P(t)dt = \alpha B(x, \alpha + 1). \tag{5}$$

Здесь $B(x, \alpha + 1)$ – бета-функция, $\alpha = \mu / \lambda$ – характеристический показатель.

Воспользовавшись формулами из [3, 4, 8], получаем, что при $x \to \infty$ имеет место асимптотическая сходимость (5) к закону Ципфа – Парето вида

$$P(x) = A / x^{1+\alpha}. \tag{6}$$

Ясно, что рассмотренная модель, приводящая к гиперболическому распределению интенсивности метеороидных роев в результате взаимодействия двух противодействующих факторов концентрации и рассеивания является упрощенной. На самом деле механизмы образования и эволюции метеороидных роев много сложнее и некоторые из них пока неизвестны. Однако, и это важно, все возможные процессы формирования метеороидных роев можно разделить на две группы: процессы, приводящие к концентрации, и процессы, приводящие к рассеянию. Таким образом, можно ожидать, что переход к более сложным моделям образования и эволюции метеороидного комплекса не должен изменить вид закона (6).

В астрономии это не единственный пример проявления закономерностей такого вида. Распределение тел Солнечной системы, в частности метеороидов, по массе также подчиняется обратностепенному закону вида $P(M) \sim M^{-s}$, где s – параметр распределения. Его проявление также можно качественно объяснить действием двух отмеченных механизмов.

При анализе таких распределений можно использовать два подхода: частотный и ранговый. Если r – ранг элемента в выборке, то ранговое распределение имеет вид

$$W(r) = B / r^{\beta}, \quad r \geq 1, \tag{7}$$

причем $\beta = \alpha^{-1}$, $B = (A / \alpha)^{1/\alpha}$.

Наличие взаимосвязи частотного и рангового распределений является проявлением единой структурной закономерности сложных систем, которую и называют законом Ципфа – Парето.

В литературе, где анализируется закон Ципфа – Парето [9, 10 и др.], отмечаются некоторые его свойства, противоречащие традиционному гауссовому представлению о вероятностной природе окружающего мира. Формально негауссов характер этого закона вытекает из обращения в бесконечность моментов распределения, кроме первых k, где $k < \alpha$. Тогда, если $\alpha < 2$, требования применимости центральной предельной теоремы теории вероятностей не выполняются и для описания таких закономерностей нужно использовать аппарат предельных (устойчивых) распределений [11]. Применение на практике устойчивых негауссовых распределений связано с серьезными математическими трудностями, поскольку в явном виде известны только два из них: распределение Коши ($\alpha = 1$) и распределение для случая ($\alpha = 0.5$). Однако уже из самого факта существования глубокой взаимозависимости между эмпирическими закономерностями функционирования сложных систем и теорией устойчивых негауссовых распределений можно сделать вывод о том, что закон Ципфа – Парето, совпадающий по форме с асимптотикой, определяющей сходимость к устойчивым негауссовым распределениям, играет в теории сложных систем ту же роль, что и закон Гаусса в задачах с конечной дисперсией.

Таким образом, исходя из самых общих качественных представлений о происхождении и эволюции метеороидов, получена модель вероятностной структуры метеороидного комплекса, отражающая его системную природу. В [4, 8] приведены результаты экспериментальной проверки описанной модели.

Как показано в работе [10] и отмечалось выше, системный подход к ранговым распределениям вида (7) позволяет не только объяснить получаемые в эксперименте закономерности, но и обнаружить связь между числом кластеров в выборке с объемом последней и обращение в единицу заполнения самых мелких кластеров. Первое из свойств позволяет более строго обосновать выбор порогового значения функций расстояния (***задача №3***) при выполнении КА; второе – подчеркнуть, что все метеоры – и так называемые потоковые, и спорадические – подчиняются одной и той же закономерности распределения численности кластеров, вытекающей из механизмов их образования и эволюции. Иными словами, МПА не являются какой-то аномалией в распределении метеороидов в пространстве, но представляют собой неотделимую, обеспечивающую условия стационарности и устойчивости метеороидного комплекса. Отсюда следует, что оценки процентного соотношения потоковых и спорадических метеоров, которые широко используются и обсуждаются в литературе по метеорной астрономии, вероятно, не имеют объективного содержания, а являются следствием принятой процедуры КА, в частности порогового значения объема кластера, который уже трактуется как МПА. Отметим важный для метеорной астрономии вообще и для задач, рассмотренных в данной работе, аспект, вытекающий из свойств ранговых распределений. Суть его в том, что в сколь угодно большой, но ограниченной по объему выборке, невозможно обнаружить представителей всех или почти всех кластеров. Если объем выборки k и $k >> 1$ увеличить в l раз, во столько же раз в среднем должно возрасти заполнение кластера, если зафиксировать его ранг, или число кластеров с фиксированным заполнением. Этим объясняется получаемая в экспериментах связь количества выделенных МПА с объемом выборки. Таким образом, если метеороидный комплекс обладает системной природой, кратко описанной выше, то ставится под сомнение оценки числа МПА, орбиты которых пересекаются с орбитой Земли.

2. Алгоритмы КА результатов наблюдения метеоров наземными методами (*Задача №1*)

КА не только раскрывает истинный порядок, регулярность, собственную структуру данных, но и подгоняет их под некоторую модель, соответствующую особенностям его алгоритма. Чтобы ослабить влияние алгоритма кластеризации на результат, необходимо выбрать тот из алгоритмов, который лучше всего соответствует, во-первых, цели и, во-вторых, экспериментальным данным, подлежащих обработке. В некоторых случаях обработку экспериментальных данных проводят несколькими методами как, например, в статье [8], посвященной проверке адекватности модели, кратко описанной в разд. 1.

Обзор методов КА приведен в работах [4, 12, 14]. В зависимости от критерия оценки предпочтение отдается трем основным методам: односвязывающему, полносвязывающему и методу k средних. Первый из них слишком «мягок», второй – слишком «строг», а третий занимает промежуточное положение. Каждый из этих методов можно реализовать различными способами. В работе [8] для выявления структуры метеороидного комплекса использованы соответственно следующие: алгоритм цепного отображения, максминного расстояния и алгоритм ФОРЕЛЬ [13].

Для выявления МПА, потенциальными РТ которых являются астероиды и ядра комет, мы использовали два алгоритма КА выборок орбит индивидуальных метеороидов, в основе которых лежит метод k средних «без учителя» (**А1**) и КА тех же выборок «с учителем» (**А2**). В качестве «учителя» в данном случае выступает выборка орбит потенциальных РТ МПА.

***Алгоритм* А1**

Подробное описание многошаговой процедуры поиска МПА в выборке орбит метеоров из уникальной базы, полученной по многолетним измерениям в Харькове, со всеми промежуточными результатами приведено в [14]. Метод использует в качестве основных функций расстояния D и Dr-критерии (см. ниже), является развитием двухшаговой процедуры выявления МПА, предложенной в [15], и базируется на самых общих принципах КА, сформули-

рованных в [12]: случайный выбор центров гипотетических кластеров и многократно повторяемый поиск группировок.

Для выявления кластеров использовалась следующая процедура, базирующаяся на известном в анализе данных алгоритме ФОРЕЛЬ [13]. В качестве решающих функций в нем используются гиперсферы. Алгоритм состоит в следующем. Задается радиус гиперсферы $D_{\text{П}}$, равный пороговому значению соответствующего критерия. Центр ее $D_0^{(1)}$ совпадает с любой, выбранной случайно орбитой исходной выборки. Определяются орбиты, для которых $D_{i0}^{(1)} < D_{\text{П}}$, где $D_{i0}^{(1)}$ расстояние между гипотетическим центром кластера на первом шаге и i-й из N отобранных орбит. Затем центр гиперсферы смещается в центр тяжести $D_0^{(2)}$ точек-орбит, попавших на предыдущем шаге в гиперсферу. Центр тяжести $D_0^{(2)}$ рассчитывается весовым методом, как это предложено делать в [25]. Вновь определяются точки-орбиты, для которых, как и на предыдущем шаге, $D_{i0}^{(2)} < D_{\text{П}}$. Процедура повторяется до тех пор, пока не перестанут изменяться координаты центра тяжести $D_0^{(j)}$ или это изменение, оцениваемое величиной критерия, рассчитываемого для $D_0^{(j)}$ и $D_0^{(j+1)}$, не станет меньше некоторого порогового значения D_{cl}. При этом положение гиперсферы в пространстве элементов орбит зафиксируется в области локального или главного экстремума плотности точек-орбит исходного пространства. Гиперсфера с центром в точке $D_0^{(j)}$ и представляет собой кластер (таксон) S. После этого орбиты, составляющие кластер S, из исходной выборки исключаются и переписываются в выборку группированных (предположительно потоковых) орбит, если заполнение кластера S не меньше некоторого заданного порогового значения $N_{\text{П}}$, или в выборку предположительно спорадических орбит, если заполнение кластера равно 1. Точки, через которые гиперсфера проходила на пути к конечному положению, но которые к моменту останова гиперсферы "выпали" из нее, а также точки, попавшие в кластер с заполнением больше 1, но меньше $N_{\text{П}}$, сохраняются в анализируемой выборке. Поиск заканчивается, когда в анализируемой выборке останутся только те орбиты, которые при заданных $D_{\text{П}}$ и $N_{\text{П}}$ не могут быть отнесены ни к группированным, ни к спорадическим. Затем опять случайным образом выбирается следующая орбита из выборки и все повторяется сначала и так далее до тех пор, пока исходная выборка не будет полностью вычерпана. Ясно, что результаты такого анализа зависят от случайного выбора начальных орбит. Чтобы исключить (или ослабить) эту зависимость разработана многошаговая процедура, подробно описанная в [14]. Здесь остановимся только на основной идее.

На *первом шаге* рассчитываются несколько вариантов (в [14] таких вариантов было 7) КА исходной выборки, отличающиеся друг от друга случайным выбором $D_0^{(1)}$. О выборе параметров $D_{\text{П}}$, D_{cl} и $N_{\text{П}}$ см. в [14]. Подчеркнем только, что и здесь, и при выполнении последующих шагов процедуры задача существенно упрощается при использовании модели, рассмотренной в разд. 1.

На *втором шаге* с целью уменьшения вероятности появления ложных группировок проводится КА кластеров, выявленных на первом шаге. В [14] эти новые кластеры названы кластерами второго порядка в отличие от тех, что выявлены на первом шаге. Сам процесс поиска кластеров второго порядка использует алгоритм, примененный на первом шаге. На этом шаге также рассчитывается несколько вариантов таксономии. Очевидно, что если в каком-либо варианте таксономии некоторый кластер первого порядка проявился случайно, то вероятность его проявления и в других вариантах мала. Этот очевидный факт и позволяет уменьшить количество случайных кластеров.

На *третьем шаге* находятся кластеры третьего порядка. В этом случае в качестве исходной выборки используется массив центров кластеров второго порядка, все остальное, за исключением параметров алгоритма, повторяет поиск на втором шаге. Можно отметить, что для таксономии кластеров третьего порядка процедура поиска практически сошлась. В принципе на этом можно было бы и остановиться, однако мы включили в алгоритм поиска МПА еще один шаг *четвертый*. На этом шаге анализа алгоритм ФОРЕЛЬ работает в режиме КА с учителем. Исходной является выборка орбит индивидуальных метеоров базы ХНУРЭ, в качестве обучающей выступает множество центров кластеров третьего порядка, выявленных на предыдущем шаге.

На этом, по нашему мнению, возможности КА практически исчерпаны, хотя, варьируя параметры алгоритма на каждом шаге процедуры, можно получить оценки числа потоков, несколько отличающиеся друг от друга. Однако эти отличия при разумных значениях параметров не превышают 15%.

Как следует из приведенного алгоритма КА выборки орбит индивидуальных метеоров, на каждом шаге процедуры необходимо рассчитывать «среднюю» орбиту МПА.

Методика расчета средних орбит МПА (*Задача* 4)

Задача, на первый взгляд настолько простая, что авторы каталогов орбит МПА, как правило, не считают необходимым останавливаться на этом. Редким исключением является, например, работа [16], автор которой указывает, что элементы «средних» орбит МПА рассчитаны как арифметические средние по выборке. Существуют, однако, признаки, которые позволяют предположить, что и другие исследователи поступают так же. Полученные таким методом средние значения элементов орбит и рассматриваются как элементы «средней» орбиты МПА. Парадокс заключается в том, что орбита МПА и орбита, элементы которой рассчитаны как средние значения по выборке, это в общем случае разные орбиты. Источники ошибок при определении орбит МПА можно пояснить на примере.

Пусть перигелийное расстояние q_m, полученное усреднением по выборке

$$q_m = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} q_i, \tag{8}$$

где q_i – перигелийное расстояние i-й из N орбит, отнесенных к данному МПА.

Оценка q_p, рассчитанная по формуле

$$q_p = a_m(1-e_m), \tag{9}$$

где

$$a_m = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} a_i, \qquad e_m = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} e_i, \tag{10}$$

a_i, e_i – большая полуось и эксцентриситет i-й из N орбит, отнесенных к тому же МПА.

В общем случае $q_m \neq q_p$, поскольку, как известно, для любых двух случайных величин X и Y математическое ожидание

$$M\{XY\} = M\{X\}M\{Y\} + K_{XY}, \tag{11}$$

где K_{XY} – центральный смешанный момент второго порядка. И только в случае, когда X и Y некоррелированны, $K_{XY} = 0$. Вернемся к примеру. Обозначим $X = a$ и $Y = 1 - e$, учтем, что орбиты метеороидов рассчитываются по результатам наблюдения метеорных следов в атмосфере Земли. В этом случае большие полуоси орбит и их эксцентриситеты не являются некоррелированными и, следовательно, в расчетах нужно пользоваться формулой (11). Это один из источников погрешности. В работе [17] приведены и другие примеры источников погрешностей. В результате часто оказывается, что орбита МПА, полученная усреднением элементов орбит, вообще не пересекается с орбитой Земли. Для того чтобы метеор можно

было наблюдать с Земли, расстояние до одного из узлов орбиты метеороида, породившего его, с учетом эллиптичности орбиты Земли должно удовлетворять условию

$$0.983 \le R = q(1+e)/(1 \pm e\cos\omega) \le 1.017 \text{ а. е.} \qquad (12)$$

Здесь ω – аргумент перигелия орбиты, пересекающейся с орбитой Земли. Знак "+" соответствует восходящему, а знак "–" нисходящему узлу орбиты. Очевидно, что для каждого из метеороидов МПА это условие выполняется и, естественно, должно выполняться и для орбиты соответствующего МПА при условии, что она рассчитана правильно. Если в (12) подставить элементы орбит МПА из опубликованных каталогов, то можно убедиться, что для многих МПА это условие не выполняется, т. е. «орбита МПА» не пересекается с орбитой Земли. Это значит, что она рассчитана неверно.

В каталоге из статьи [15] орбит, у которых $|R-1| > 0.12$ а. е., 45 из 275 (16%), а «средняя орбита» потока PI AQUARIDS, рассчитанная по 31 орбите метеороидов, отнесенных автором к этому потоку, имеет $R_a = 0.10$ а.е. и $R_d = 1.06$ а. е. Ясно, что 45 – это минимальное число обнаруженных ошибок. На самом деле их гораздо больше (практически все 275), если учесть, что в зависимости от времени года диапазон граничных значений неравенства (12) может уменьшаться вплоть до нуля.

В каталоге, приведенном в монографии [18] соответствующее число составляет 38 из 195 (19.5%). Здесь отклонение орбит некоторых МПА достигают 0.12 а. е., а у орбиты МПА №73 (8 орбит) превышает 0.8 а.е. (вероятно допущена опечатка).

В каталоге [19] из 820 МПА 168 не удовлетворяют условию (12) и т.д.

Чтобы исключить возникающие при усреднении ошибки вычисления орбит МПА, по нашему убеждению, нужно использовать следующий алгоритм. Усреднение по выборке проводить на начальном этапе расчета средней орбиты МПА и только тех переменных, которые нужны для последующих расчетов. Так, при расчете орбит МПА из харьковского каталога усредняются по выборке орбит метеороидов, принадлежащих МПА, только внеатмосферная скорость v_∞, долгота апекса Земли λ_a в момент наблюдения соответствующего метеора, прямое восхождение α и склонение δ радианта. Для этих величин можно рассчитать оценки стандартных отклонений. При усреднении угловых величин (λ_a, α, δ) используются формулы из монографии [21]. Выборочное круговое среднее направление r, например, прямого восхождения находится решением системы уравнений:

$$\begin{cases} C = r_\alpha \cos\alpha \\ S = r_\alpha \sin\alpha, \end{cases} \qquad (13)$$

где $C = \sum_{j=1}^{N} W_j \cos\alpha_j \Big/ \sum_{j=1}^{N} W_j$, $S = \sum_{j=1}^{N} W_j \sin\alpha_j \Big/ \sum_{j=1}^{N} W_j$, W_j – весовой коэффициент, например тот, который предложен в [15]. В первом приближении можно принять $W_j = 1$.

Выборочное круговое среднее направление

$$r_\alpha = \sqrt{C^2 + S^2}\,. \qquad (14)$$

Если $r_\alpha = 0$, выборочное среднее направление в полуинтервале $[0, 2\pi)$ однозначно не определяется.

Наконец выборочная круговая дисперсия

$$V_\alpha = 1 - r_\alpha\,. \qquad (15)$$

После получения средних можно воспользоваться известными формулам астрометрии (см., например, [23]) и последовательно вычислить для МПА геоцентрические координаты радиантов (λ, β), радиус-вектор Земли и орбитальную скорость Земли, эклиптикальные гелиоцентрические (истинные) координаты радианта (λ', β'), гелиоцентрическую скорость

потока v_h, наклонение i орбиты МПА, большую полуось a, эксцентриситет e, перигелийное расстояние q, аргумент перигелия ω орбиты МПА, долготу восходящего узла Ω и другие параметры орбиты.

Рассмотренный алгоритм выделения МПА из выборки орбит индивидуальных метеоров имеет ряд достоинств, но и не лишен определенных недостатков. К достоинствам можно отнести то, что он априори никак не связан ни с известными МПА, ни с потенциальными РТ. Он выявляет неоднородности в структуре выборки и интерпретирует их в соответствии с основной идеей КА как МПА. Это значит, что по полученной с его помощью таксономии, во-первых, можно выявить еще неизвестные МПА и, во-вторых, неизвестные РТ. Недостаток этого алгоритма заключается в том, что в общем случае орбита МПА отличается от орбиты его РТ. Объясняется это тем, что как сама выборка МПА, так и его орбита зависят от условий пересечения орбит с орбитой Земли и избирательности самого метода регистрации.

***Алгоритм* А2**

Идея этого алгоритма КА состоит в том, чтобы в качестве средних орбит для выявления МПА использовать орбиты потенциальных РТ. В этом случае процедура КА предельно упрощается. В качестве базового алгоритма, как и в алгоритме А1, использовался алгоритм ФОРЕЛЬ. Отличие состоит в том, что в данном случае используется обучающая выборка, в качестве которой и выступают орбиты NEA и NEC. При этом мы исходили из предположения, что метеороидные рои, РТ которых являются NEA и NEC, имеют максимальную плотность на орбитах РТ, то есть средние орбиты роев близки или даже совпадают с орбитами РТ. В этом случае не нужна многошаговая процедура КА, не требуется вычислять среднюю орбиту МПА, она априори известна. Кроме этого, использование алгоритма А2 позволяет существенно уменьшить как объем обучающей выборки (NEA и NEC), так и объем выборки орбит метеороидов из базы ХНУРЭ. Чтобы пояснить это, рассмотрим данные о выборке NEA из таблицы.

На 15.12.2009 было известно 6626 NEA.

Алгоритм А2 можно представить так:

Дано: выборка NEO (обучающая), выборка орбит метеоров (исследуемая), функция расстояния, пороговое значение критерия $D_\text{П}$.

	NEA	MET
ALL	**6626**	**159019**
$D_\text{П}$ =0.3	**5369**	**65952**
$D_\text{П}$ =0.2	**3699**	**36524**
$D_\text{П}$ =0.1	**1306**	**6062**

Последовательность выполнения КА: из обучающей выборки отобрать орбиту некоторого NEO, воспользоваться алгоритмом ФОРЕЛЬ и для заданного значения $D_\text{П}$ провести поиск метеора в базе ХНУРЭ. Если в базе не найдено ни одного такого метеора, то соответствующий NEO из обучающей выборки можно исключить. Таким же образом отсев осуществляется и для остальных NEO из выборки. Очевидно, что с уменьшением значения $D_\text{П}$ количество исключенных объектов увеличивается, а объем обучающей выборки уменьшается. В таблице приведены количества NEA, для которых найден хотя бы один метеор в исследуемой выборке при различных значениях $D_\text{П}$. В качестве функции расстояния использован D-критерий Саутуорта, Хокинса (см. разд. 3). При выявлении генетических связей, как правило $D_\text{П} < 0.2$. При этом объем обучающей выборки уменьшается почти в два раза. Этот же метод можно использовать и для «чистки» базы орбит метеоров. Для этого достаточно в качестве обучающей выборки использовать орбиты метеоров, а в качестве исследуемой выборки использовать «почищенную» выборку NEO. Результат прореживания приведен в таблице, столбец MET. Можно отметить, что рабочий объем выборки метеоров уменьшился более чем в четыре раза. Это позволило резко уменьшить время КА.

Следует подчеркнуть, что результаты КА по алгоритмам А1 и А2 дополняют друг друга и позволяют сделать важные, на наш взгляд, выводы о динамических (генетических) связях малых тел Солнечной системы.

3. Функции расстояния между орбитами тел Солнечной системы

Принципиальным и необходимым для выполнения КА является выбор некоторой функции расстояния, которая позволяет определить расстояние между двумя объектами пространства эйлеровых элементов орбит. Орбита метеора может быть описана с помощью пяти элементов: $\{a, e, i, \omega, \Omega\}$ и, следовательно, отображена точкой в пятимерном фазовом пространстве, координатами которой и являются эти элементы. Пусть теперь есть два метеора A и B, каждый со своим набором элементов орбит и, следовательно, отображаемых в фазовом пространстве двумя точками. Различие орбит этих двух метеоров можно оценить по разности значений их координат (соответствующих элементов орбит), то есть, как $x_j(A) - x_j(B)$, где j принимает значения от 1 до 5. Тогда функцию расстояния между этими двумя орбитами можно представить в виде

$$D(A,B) = \left\{ \sum_{j=1}^{5} c_j^2 [x_j(A) - x_j(B)]^2 \right\}^{1/2}. \qquad (16)$$

В (16) c_j – функция переменных (в данном случае элементов орбит), зависящая от геометрии фазового пространства (подробнее об этом см. в [22]). Фактически c_j это некоторые весовые множители и именно ими и отличаются одна от другой функции расстояния, которые используются при отборе метеоров потоков. Мы использовали в расчетах несколько из них, но рассмотрим только две. Выбор именно их объясняется универсальностью – они хорошо работают как для МПА, потенциальными РТ которых являются и кометы, и астероиды.

***D*-критерий Саутуорта, Хокинса**

В качестве пространства, в котором ищется функция расстояния орбит двух тел Солнечной системы, использовано пятимерное пространство элементов орбит. В этом случае функция расстояния (16) между орбитами A и B принимает вид [22]:

$$D_{AB} = \left\{ (e_A - e_B)^2 + (q_A - q_B)^2 + \left(2\sin\frac{I_{AB}}{2} \right)^2 + \left(\frac{e_A + e_B}{2} \right) \cdot \Psi \right\}^{1/2}, \qquad (17)$$

где $\sin\dfrac{I_{AB}}{2} = \left(\sin\dfrac{i_A - i_B}{2} \right)^2 - \sin i_A \cdot \sin i_B \left(\sin\dfrac{\Omega_A - \Omega_B}{2} \right)^2;$

$$\Psi = 4\sin^2\left[\frac{\omega_A - \omega_B}{2} \pm \arcsin \frac{\cos\dfrac{i_A + i_B}{2}}{\cos\dfrac{I_{AB}}{2}} \cdot \sin\frac{\Omega_A - \Omega_B}{2} \right].$$

Здесь знак минус соответствует случаю, когда $|\Omega_A - \Omega_B| > 180^0$, I_{AB} – угол между плоскостями, в которых лежат орбиты A и B.

D-критерий нашел широкое применение при КА больших выборок орбит индивидуальных метеоров. Одной из причин этого является то, что функция расстояние D_{AB} для родственных орбит определяет величину сил, преобразующих одну орбиту в другую и значение D_{AB}, меньшее некоторого предельного $D_{\text{п}}$, может служить признаком общего происхождения объектов.

Следует подчеркнуть, что Саутуорт и Хокинс разработали методику отбора МПА по данным фотографических измерений. Поскольку фотографический метод обеспечивает высокую точность результатов, они полагали, что ошибки измерений меньше, чем разброс орбит отдельных метеороидов в МПА, связанный с действием возмущений со стороны планет или других сил, которые приводят к постепенному разрушению МПА. Поэтому полученный

ими разброс элементов орбит в МПА они считали реальным. Однако, как замечают авторы монографии [18], для разных типов орбит одни и те же различия в каком-нибудь из элементов приводят к неодинаковым изменениям орбит. Например, при очень малом эксцентриситете изменение расстояния перигелия от узла не приводит к существенному разделению орбит в пространстве. Аналогично при очень малом наклоне i малосущественны изменения ω и Ω, если величина $\varpi = \Omega + \omega$ остается постоянной. Кроме того, точность радиолокационных измерений радиантов и скоростей индивидуальных метеоров ниже, чем фотографических, и разброс элементов орбит метеорных тел потока, полученный из радионаблюдений, объясняется главным образом ошибками измерений, а не реальным разнообразием орбит отдельных тел в потоке. Исходя из этого авторы работы [18] сделали такой вывод: метод выявления потоков, разработанный Саутуортом и Хокинсом, неприменим для выборок орбит, полученных при радиолокационных наблюдениях. Однако уже в 1976 г. была опубликована статья [15], в которой приведены результаты КА выборки 19698 орбит радиометеоров. Выявлено 275 МПА. В качестве функции расстояния использован D-критерий. К настоящему времени опубликовано много работ, в которых использован D-критерий при выделении МПА из спорадического фона радиометеоров. Теперь уже не вызывает сомнений, что с помощью этого критерия можно с успехом решать проблему выявления МПА.

Dr -критерий Друммонда

В принципе функция расстояния двух орбит A и B Dr_{AB} описывается той же формулой (16), что и D_{AB}. Отличается только функция c_j, зависящая от геометрии фазового пространства. Функция расстояния между орбитами A и B имеет вид [20]:

$$Dr_{AB}{}^2 = \left(\frac{e_A - e_B}{e_A + e_B}\right)^2 + \left(\frac{q_A - q_B}{q_A + q_B}\right)^2 + \left(I/180^0\right)^2 + \left[\left(\frac{e_A + e_B}{2}\right)\left(\Theta/180^0\right)\right]^2, \qquad (18)$$

где

$I = \arccos[\cos i_A \cos i_B + \sin i_A \sin i_B \cos(\Omega_A - \Omega_B)]$,

$\Theta = \arccos[\sin\beta^*_A \sin\beta^*_B + \cos\beta^*_A \cos\beta^*_B \cos(\lambda^*_A - \lambda^*_B)]$,

$\beta^* = \arcsin(\sin i \cdot \sin\omega)$ – эклиптикальная широта перигелия орбиты,

$\lambda^* = \Omega + \operatorname{arctg}(\cos i \cdot \operatorname{tg}\omega)$ – эклиптикальная долгота перигелия орбиты. Если $\cos\omega < 0$, прибавить к λ^* 180^0.

Среди некоторых ученых, занимающихся проблемой выявления МПА, бытует мнение, что Dr-критерий является только несколько модифицированным D-критерием, то есть свойства этих критериев аналогичны.

Однако функции расстояния (17) и (18) и соответствующие критерии имеют несколько принципиальных отличий.

1. Dr-критерий в отличие от D-критерия не учитывает возмущения и эволюцию орбит. Поэтому, как подчеркивает автор, только анализ истории индивидуальных орбит тел, между орбитами которых ищется связь, может подтвердить ее наличие или отсутствие.

2. Если в (17) разные слагаемые имеют разные размерности, то в (18) все компоненты являются безразмерными.

3. Как отмечено выше, для разных типов орбит одни и те же различия в каком-нибудь из элементов приводят к неодинаковым изменениям орбит. В Dr-критерии, вместо $(q_A - q_B)$, как в D-критерии, используется величина $(q_A - q_B)/(q_A + q_B)$. Такая нормировка приводит к увеличению значимости одного и того же значения разности $(q_A - q_B)$ для малых перигелийных расстояний по сравнению с орбитами с большими перигелийными расстояниями.

То же самое касается введения в Dr-критерий величины $(e_A - e_B)/(e_A + e_B)$. Это приводит к тому, что увеличивается вес разности эксцентриситетов орбит A и B с малыми эксцентриситетами.

4. В Dr_{AB} все компоненты являются линейными в своих диапазонах и каждый дает приблизительно одинаковый вклад в Dr_{AB}.

5. Максимальный вклад каждой из трех первых компонент Dr_{AB} равен 1. Максимальное значение весового коэффициента при Θ равно 0.25. Это позволило сравнивать не только эллиптические, но и гиперболические и круговые орбиты. Таким образом, величина Dr_{AB} для орбит любых типов всегда лежит в диапазоне значений $[0, \sqrt{3.25} \approx 1.8]$.

$$\ln n = 4.13 - 0{,}59 \ln N$$

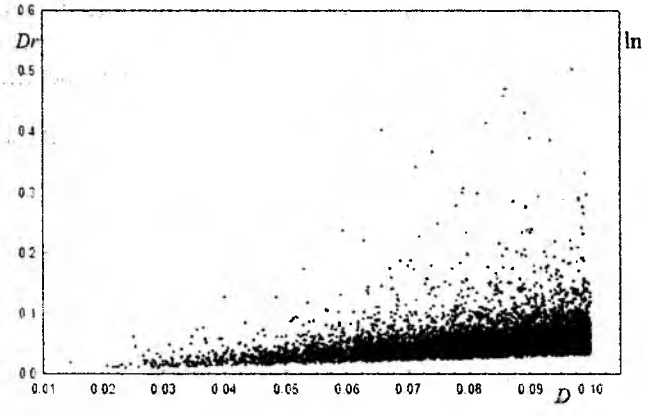


Рис. 1

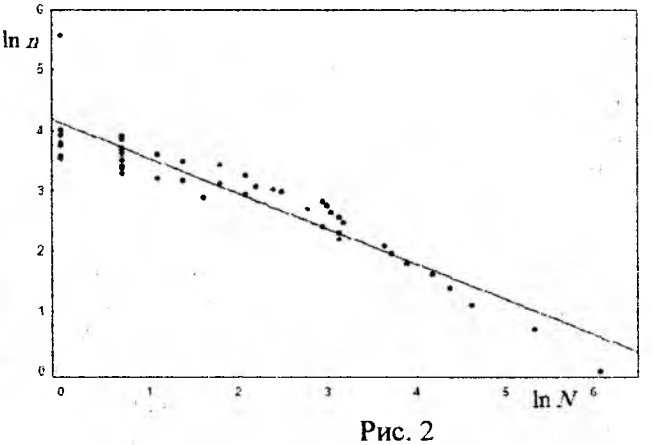


Рис. 2

Выводы, которые можно сделать из приведенного сравнения особенностей D и Dr-критериев сводятся к тому, что одни типы орбит лучше разделяются с помощью одного, тогда как другие – с помощью другого. Демонстрацией этого факта может служить график, приведенный на рис. 1– точечная диаграмма, отображающая соотношения оценок D и Dr-критериев, полученного при поиске связей МПА, выявленных с помощью алгоритма А2. Отметим, что поиск осуществлялся с помощью D-критерия при пороговом значении $D_{\text{п}} = 0.1$. Для выявленных связей были рассчитаны и значения Dr-критерия, приведенные на рисунке. В [20] показано, что $D = 0.25$ соответствует в среднем $Dr = 0.105$. Тогда пороговому значению $D_{\text{п}} = 0.1$ соответствует $Dr \cong 0.04$. Как следует из анализа рис. 1, подавляющее количество МПА укладываются в этот диапазон. В то же время значительное число МПА не удовлетворяют этой оценке. Более того, для многих МПА при $D \le 0.1$ значение Dr существенно больше 0.105.

На рис. 2 приведено распределение интенсивности МПА, выявленных в выборке метеоров ХНУРЭ с помощью алгоритма А2 (n– количество МПА, N – объем МПА). Можно отметить, что распределение, приведенное на рис. 2, хорошо согласуется с распределением Ципфа – Парето и не противоречит модели, рассмотренной в разд. 1, и всем выводам, которые из этого следуют.

Как подчеркивают авторы работы [24], у критериев, в основу которых положены элементы орбит $\{q, e, i, \omega, \Omega\}$, есть существенный недостаток. Эти элементы являются динамическими инвариантами только при решении проблемы двух тел. Орбиты же метеороидов предположительно астероидного происхождения претерпевают существенные изменения за время жизни (~10^4 лет) из-за вековых возмущений [5, 6, 24 и др.]. Поэтому было получено несколько новых функций расстояния и новых алгоритмов самого КА для решения этой проблемы. Мы их здесь не рассматриваем.

Список литературы: 1. *Крамер Е.Н., Шестака И.С.* Метеорные рои и струйные потоки // Метеорные исслед. 1984 №11.С. 72-80. 2. *Волощук Ю.І.* Сигнали та процеси у радіотехніці. Т. 1. Харків: «Компанія СМІТ», 2003. 580 с. 3. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л.* Исследование структуры метеорного комплекса вблизи орбиты Земли. I. Описание модели // Астрон. вестн. 1985. Т. 19. №4. С. 331–336. 4. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г.* Метеоры и метеорное вещество. Киев: Наук. думка, 1989. 296 с. 5. *Babadzhanov P.B., Odrubov Yu.V.* Dynamics and relationships between interplanetary bodies. 1. Comet Machholz and its meteor showers. In Meteoroids and their Parent Bodies (J. Stohl and I.P. Williams, eds.). 1993, p. 49– 52. Slovak Academy of Sciences, Bratislava. 6. *Froeschle' Cl., Gonezi R., Rickman*, New results on the connection between comet P/Machholz and the Quadrantid meteor stream: Poynting-Robertson drug and chaotic motion. In Meteoroids and their Parent Bodies (J. Stohl and I.P. Williams), eds.). 1999, p. 269– 272. Slovakian Academy of Sciences, Bratislava. 7. *Баруча-Рид А.Т.* Элементы теории марковских процессов и их приложений. М.: Наука, 1969. 511 с. 8. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Назаренко Н.Б.* Исследование структуры метеорного комплекса вблизи орбиты Земли. II. Оценка пространственно-вероятностных характеристик. // Астрон. вестн. 1986. Т. 20. №1. С. 50–60 9. *Петров В.М., Яблонский А.И.* Математика и социальные процессы (Гиперболические процессы и их применения). М.: Знание, 1980. 64 с. 10. *Шрейдер Ю.А., Шаров А.А.* Системы и модели. М.: Радио и связь, 1982. 152 с. 11. *Гнеденко Б.В., Колмогоров А.Н.* Предельные распределения для сумм независимых случайных величин. Л.-М.: Гостехиздат, 1949. 264 с. 12. *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.13. *Загоруйко Н.Г.* Методы распознавания и их применение. М.: Сов. радио, 1972. 206 с. 14. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Подоляка В.А.* Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. 1. Методика выделения потоков и ассоциаций из выборок орбит индивидуальных метеоров большого объема // Астрон. вестн. 1995. Т. 29. №5. С.439–449. 15. *Sekanina Z.* Statistical model of meteor streams. IV. A study of radio streams from the synoptic year // Icarus. 1976. V. 27. P. 265–321. 16. *Jopek T.J.* TV meteor streams searching /Eds. Stohl J., Williams I.P. // Meteoroids and their Parent Bodies. Astron. Inst., Slovac. Acad. Sci., Bratislava, 1993. P. 269–272. 17. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л.* Методика расчета средних орбит метеорных потоков // Астрон. вестн. 1999. Т. 33. №4. С.345–369. 18. *Кащеев Б.Л. Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука. 1967. 260 с. 19. *Лебединец В.Н., Корпусов В.Н., Соснова А.К.* Потоки радиометеоров // Тр. ИЭМ. 1972. Вып. 1(34). С. 88–171. 20. *Drummond J. D.* A Test of Comet and Meteor Showers Assosiations // Icarus. 1981, 45, p. 545 – 553. 21. *Мардиа К.* Статистический анализ угловых наблюдений. М.: Наука, 1978. 240 с. 22. *Southworth R.D., Hawkins G.S.* Statistics of Meteor Streams // Smithson. Contribs. Astrophys. 1963, №7. P. 261-285. 23. *Загребин Д.В.* Введение в астрометрию. М.: Наука, 1966, 403 с. 24. *Jopec T, J., Valsecchi G. B., Froeschle' Cl.* Asteroid Meteoroid Streams // Asteroids III. 2002. P. 645 –652.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 08.01.2010

УДК 621.396

Ю.В. АЛЕКСАНДРОВ, канд. фіз.-мат. наук

ВЛАСНІ ЕЛЕМЕНТИ ОРБІТИ І МОЖЛИВОСТІ ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ ДЛЯ ПОШУКУ БАТЬКІВСЬКИХ ТІЛ МЕТЕОРНИХ ПОТОКІВ

Вступ

Одним з можливих підходів до відшукання батьківських тіл (малих планет або комет) для спостережуваних метеорних потоків може бути порівняння елементів орбіт цих об'єктів. При цьому природно робити це для таких систем елементів орбіт, які є найбільш стійкими до збурень у русі, як батьківських тіл, так частинок метеорних потоків. Такими системами елементів можуть бути власні елементи орбіт малих тіл Сонячної системи. З метою з'ясування можливості такого підходу нижче розглядається поняття про власні елементи орбіт та алгоритм обчислення власних елементів орбіт за їх кеплерівськими елементами.

Алгоритм обчислення власних елементів орбіти

Якщо ввести позначення:

$$h_l = e_l \sin \pi_l,\ k_l = e_l \cos \pi_l,\ p_l = \sin i_l \sin \Omega_l,\ q_l = \sin i_l \cos \Omega_l,\ \nu_{lj} = \sin^2 J_{lj} / 2, \qquad (1)$$

де e_l – ексцентриситет орбіти, i_l – її нахилення, Ω_l – довгота висхідного вузла, π_l – довгота перигелію l-го збурюваного тіла, а J_{lj} – кут між площинами орбіт збурюваного тіла та j-го збурюючого тіла, то розклад в ряд за ступенями величин e_l, e_j та ν_{lj} збурюючої функції після її осереднення за середніми аномаліями обох тіл можна привести до такого вигляду, вдержуючи члени другого порядку [1]:

$$\overline{R}_l = f \sum_{j=1}^{n} m_j \{M_l + N_{lj}[h_l^2 + h_j^2 + k_l^2 + k_j^2 - p_l^2 - p_j^2 - q_l^2 - q_j^2 + 2(p_l p_j + q_l q_j)] - \qquad (2)$$

$$- 2P_{lj}(h_l h_j + k_l k_j)\},$$

де f – гравітаційна стала, m_j – маса j-го збурюючого тіла,

$$M_j = b_1^0 / a_j,\ N_{lj} = \frac{1}{4a_j}\left(\alpha_{lj}\frac{db_1^0}{d\alpha_{lj}} + \frac{1}{2}\alpha_{lj}^2\frac{d^2 b_1^0}{d\alpha_{lj}^2}\right),\ P_{lj} = \frac{1}{4a_j}\left(b_1^1 - \alpha_{lj}^2\frac{db_1^1}{d\alpha_{lj}} - \frac{1}{2}\frac{d^2 b_1^1}{d\alpha_{lj}}\right), \qquad (3)$$

а коефіцієнти Лапласа

$$b_1^0 = \frac{4}{\pi}F(\alpha_{lj}),\ b_1^1 = \frac{4}{\pi\alpha_{lj}}\left(F(\alpha_{lj}) - E(\alpha_{lj})\right), \qquad (4)$$

F и E – неповні еліптичні інтеграли першого та другого роду відповідно, α_{lj} – відношення великих півосей збуреного тіла a_l та збурюючого тіла a_j, n – кількість збурюючих тіл.

Вираз (2) для осередненої збурюючої функції означає, що для величин h_l, k_l, p_l і q_l маємо добре відому в механіці задачу про лінійні коливання системи з багатьма ступенями свободи (див., наприклад, [2]), тобто ці величини можна представити таким чином:

$$h_l = \sum_{j=1}^{n} M_j^{(l)} \sin(g_j t + \beta_j),\ k_l = \sum_{j=1}^{n} M_j^{(l)} \cos(g_j t + \beta_j),$$

$$p_l = \sum_{j=1}^{n} N_j^{(l)} \sin(f_l t + \gamma_j),\ q_l = \sum_{j=1}^{n} N_j^{(l)} \cos(f_j t + \gamma_j), \qquad (5)$$

де частоти g_j та f_j знаходяться з таких рівнянь:

$$\left\|A_{lj} - g_j\delta_{lj}\right\| = 0,\ \left\|B_{lj} - f_j\delta_{lj}\right\| = 0, \tag{6}$$

$$A_{lj} = -\frac{a_l\sqrt{m_l n_l}}{a_j\sqrt{m_j n_j}}\sum_{j=1}^{n}\frac{2fm_j}{n_l a_l^2}P_{lj},\ B_{lj} = -\frac{a_l\sqrt{m_l n_l}}{a_j\sqrt{m_j n_j}}\sum_{j=1}^{n}\frac{2fm_j}{n_l a_l^2}N_{lj},$$

де n_l і $_j n$ – середні рухи збурюваного і збурюючого тіл.

Матриці амплітуд $M_j^{(l)}$ та $N_j^{(l)}$ і частот g_j та f_j, що описують взаємні збурення восьми великих планет, неодноразово обчислювалися і наведені, зокрема, в [3].

Якщо ми тепер розглянемо обмежену задачу десяти тіл – Сонце , вісім великих планет і мале тіло (астероїд, комета чи метеорне тіло), то побачимо, що величини h_0, k_0, p_0 і q_0 для цього малого тіла коливаються з власною частотою g_0 та вимушеними частотами g_j і f_j, тобто

$$h_0 = e_0\sin\pi_0 = B_0\sin(g_0t+\beta_0) + \sum_{j=1}^{n}\frac{B_j}{g_0 - g_j}\sin(g_jt+\beta_j),$$

$$k_0 = e_0\cos\pi_0 = B_0\cos(g_0t+\beta_0) + \sum_{j=1}^{n}\frac{B_j}{g_0 - g_j}\cos(g_jt+\beta_j),$$

$$p_0 = \sin i_0\sin\Omega_0 = C_0\sin(-g_0t+\beta_0) + \sum_{j=1}^{n}\frac{C_j}{g_0 + f_j}\sin(f_jt+\gamma_j), \tag{7}$$

$$q_0 = \sin i_0\cos\Omega_0 = C_0\cos(-g_0t+\gamma_0) + \sum_{j=1}^{n}\frac{C_j}{g_0 + f_j}\sin(f_jt+\gamma_j),$$

$$g_0 = \sum_{j=1}^{n}\frac{2fm_j}{n_0 a_0^2}N_{0j},\ B_j = \sum_{j=1}^{n}M_j^{(0)}\frac{2fm_0}{n_0 a_0^2}P_{0j},\ C_j = \sum_{j=1}^{n}N_j^{(0)}\frac{2fm_j}{n_0 a_0^2}N_{0j}.$$

Амплітуди B_0 та C_0 і початкові фази β_0 та γ_0, які знаходяться з початкових умов, разом із середнім значенням великої півосі a_0, у якої, як відомо, також відсутні вікові збурення, і дістали назву власних елементів орбіти. Їх зміни з часом визначають межі вікових варіацій ексцентриситету та нахилення орбіти при збуреному русі малого тіла Сонячної системи на достатньо великих проміжках часу, бо характерні значення частот g_0 десятки кутових секунд на рік, що відповідає періодам в десятки тисяч років. Докладніше одержання розкладу (2) та наступних співвідношень можна знайти в [1, 4]. В [4, 5] наведені результати обчислення власних елементів великої кількості малих планет.

Однак при визначенні власних елементів орбіт метеорних тіл і середніх значень власних елементів метеорних потоків треба мати на увазі дві обставини, що можуть утруднювати це визначення та порівняння власних елементів метеорних потоків з власними елементами астероїдів і комет.

По-перше, якщо $\alpha_{0j} = a_0/a_j$ наближається до 1, то еліптичний інтеграл першого роду, а разом з ним і коефіцієнти Лапласа розходяться (фізична причина цього – явище резонансу). Це накладає додаткові обмеження на значення елементів орбіти, якщо метеорний потік перетинає орбіту Землі.

По-друге, на рух достатньо малих метеорних тіл, на відміну від більш крупних, досить істотно може впливати тиск сонячного випромінювання.

Висновок

З огляду на ці обставини насамперед треба спробувати обчислити власні елементи тих метеорних потоків, у яких відношення a_0/a_j якомога більше відрізняється від 1, ексцентри-

итети і нахилення – найменші, а маси окремих частинок – найбільші. При цьому можливі ва варіанти визначення власних елементів метеорних потоків: 1) обчислюються власні елементи потоку за його середніми кеплерівськими елементами; 2) обчислюються власні елементи окремих метеорних тіл, які потім осереднюються.

Список літератури 1. *Субботин М.Ф.* Введение в теоретическую астрономию. М.: Наука, 1968.800 с. 2. *Ландау Л.Д, Лифшиц Е.М.* Механика М.: Наука, 1958. 206 с. 3. *Шараф Ш.Г., Будникова Н.А.* О вековых изменениях элементов орбиты Земли // Бюллетень Ин-та теоретической астрономии. 1967. т.XI, N (127). С.231-261.4. *Knezevic Z., Milani A.* Asteroid proper elements from an analitical second order theory // Asteroids П. / Ed.R.Binzel at all. Tucson, University Arizona Press, 1989. P. 1073-1089. 5. *Williams Z.G.* Asteroid family identifications and proper elements // Asteroids II / Ed. R.Binzel at all. Tucson, University Arizona Press, 1989.- P. 1034-1072.

Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна

Надійшла до редколегії 05.01.2010

УДК 523.683:523.64

Н.В. КУЛИКОВА, д-р физ.-мат.наук

КОМЕТЫ – МЕТЕОРОИДНЫЕ КОМПЛЕКСЫ – МЕТЕОРНЫЕ ПОТОКИ

Введение

Считается, что мировое сообщество переходит от индустриальной эпохи к новому постиндустриальному обществу. В последнее время все в большей и большей степени применяется вероятностное описание решаемых задач, разрабатываются вероятностные методы расчета, компьютерное моделирование, пересматриваются подходы к решению ряда классических задач. Уже требуется не только открыть основные законы, но, главное, понять механизм действия основных принципов открытого закона в реальном мире. Поскольку реальный мир нелинеен и открыт, то возрастает вероятность осуществления даже маловероятных событий [1]. Для большого количества математических моделей, встречающихся в небесной механике, невозможно получить решение в аналитическом виде. Компьютерное моделирование при решении таких задач составляет неотъемлемую часть современной фундаментальной и прикладной науки, а в целом ряде задач является единственно возможным способом их исследования. Построение математических моделей поведения комплексов и систем малых тел и их компьютерная реализация оказывается весьма полезным для решения ряда теоретических и прикладных задач.

Состояние проблемы

Метеороидная ситуация и вблизи Земли, и в дальнем космосе – это до сих пор малоизученная и мало прогнозируемая область научных интересов современного человека. Все чаще и в значительном количестве регистрируются объекты естественного происхождения. Считается, что основным источником естественного «мусора» являются малые тела Солнечной системы – кометы, астероиды и др. В связи с расширением освоения космического пространства и постоянным увеличением трасс космических полетов резко возрастает интерес к населенности Солнечной Системы и к динамике небесных тел в условиях неопределенности наших знаний. При осуществлении длительных космических миссий небезынтересным является не столько общая масса вещества, движущегося в межпланетном околоземном пространстве, сколько место и процесс возникновения новых образований твердых малых тел, протяженность этих образований в пространстве, первоначальная структура и ее развитие под действием гравитации и негравитационных эффектов, скорости движения фрагментов, их массы, плотность и пр. Особое значение, на наш взгляд, приобретает возможность выявления тонкой структуры таких образований при дезинтеграции небесных родительских тел, а также определение областей сгущения фрагментов эруптивных выбросов со спутников больших планет. Наличие таких знаний (как достоверных, так и вероятных) позволит прокладывать космические трассы в наиболее безопасных районах межпланетного пространства и в наиболее спокойные временные интервалы.

Усложняется и расширяется спектр проблем геокосмического характера: проблемы вторжения в околоземное пространство небесных тел различных размеров естественного происхождения, включая все последствия катастрофического характера, возникающие в результате движения этих тел через атмосферу Земли и выпадения самих тел или фрагментов их распада на поверхность Земли. Количество наблюдаемых крупных тел во время действия метеорных потоков все увеличивается. Усиливается интерес к происхождению кометных тел и их эволюции, хотя в настоящее время пока не сложилось общего мнения по данным вопросам. Изучение таких и аналогичных явлений на данной стадии развития человечества вряд ли достоверно возможно без разработки новых теорий и моделирования с применением вероятностного подхода к изучаемой проблеме, создания компьютерных технологий идентификации и обработки результатов моделирования и совмещения их с данными наблюдений. Это,

в свою очередь, может помочь в прогнозировании метеороидной обстановки в окрестности Земли в заданной момент времени.

К настоящему моменту можно выделить три основные причины интереса современной цивилизации к проблеме малых тел:

- безопасность жизни на Земле и необходимость изучения экстремальных явлений в атмосфере Земли, создаваемых в процессе движения космического объекта в атмосфере и выпадения остатков этого объекта на поверхность Земли;
- наличие значительного объема накопленных данных наблюдений за последние 50 лет о малых небесных объектах, требующего всестороннего анализа и осмысления;
- все расширяющаяся сфера освоения космического пространства с практическими целями предполагает обеспечение безопасности будущих протяженных космических миссий.

Постановка задачи

Открытия и результаты наблюдений последних лет показывают реальность концепции непрекращающегося формирования межпланетного комплекса малых тел. Широко обсуждаются гипотезы о взаимосвязи кометных ядер и астероидов, астероидов и метеороидных тел. Все категории таких космических объектов не являются статичными. Происходит как убыль, так и пополнение населенности каждой из названных категорий, что формирует представление о сложной структуре населенности Солнечной системы малыми телами естественного происхождения.

Обзор сведений, опубликованных за последние два десятилетия в данной области, показывает:

- все увеличивающее количество наблюдаемых объектов крупных размеров (болидов, больших метеороидов и др.), принадлежность которых к имеющейся организационной структуре космического пространства (кометы, астероиды, метеорные рои и др.) крайне сложно идентифицировать;
- значительное количество вспышек кометной яркости на больших гелиоцентрических расстояниях (свыше 2÷2,5 а.е.), которые не вписываются в рамки наиболее распространенной версии об усилении активности комет при их приближении к Солнцу;
- новые результаты наблюдений известных метеорных потоков (Персеиды, Дракониды, Леониды, α-Каприпорниды) дают новые пики в наблюдательных данных, новые ветви в потоках, предполагаются новые кометы-родоначальницы и др.;
- всё чаще высказываются достаточно обоснованные предположения о том, что астероиды есть угасшие кометы, а количество наблюдаемых крупных тел во время действия метеорных потоков все увеличивается, вполне разумно принять кометы как основной источник создания астероидно-метеороидного комплекса в космическом пространстве.

Поскольку малые тела Солнечной системы в процессе эволюции проявляют сложное поведение, которое трудно описать и объяснить в рамках классической небесно-механической теории движения, то имеет смысл перейти к вероятностным формам описания процесса эжекции вещества из родительского тела в любой точке космического пространства и исследовать модели существования возникающих при этом новых классов малых тел. Случайность – это неотъемлемая часть большинства происходящих в природе явлений, и стохастический подход к решению поставленных задач вполне правомерен.

В бурно развивающемся новом направлении исследований – стохастической механике – могут быть выделены следующие разделы:

- определение возможности возникновения и существования новых классов малых тел;
- эволюционное движение новых образований и остатков начальных объектов под действием возмущающих факторов гравитационного и негравитационного характера;
- выявление структур новых образований на основе вероятностных механизмов дезинтеграции родительских тел.

Процессы выброса вещества являются стохастическими процессами, когда априори неизвестны начальные условия выброса. Следствием такого выброса может быть образование метеороидного роя или ассоциации. Одним из критериев установления генетической связи метеороидного образования с предполагаемым родительским телом является сходство орбит.

Способ исследования

При любом механизме дезинтеграции эрупция вещества при распаде малых небесных тел приводит к появлению большого числа фрагментов, образующих метеороидные комплексы сложной структуры. Стохастические методы моделирования таких задач порождают большие информационные массивы, которые сложно анализировать без дополнительных преобразований. Возможным решением в этом случае является разработка компьютерных технологий, включающих в себя программы моделирования процессов, обработку результатов моделирования, представление полученных данных в виде графиков и трехмерных изображений, автоматическую каталогизацию входных данных моделей, выходных данных моделирования и графических объектов. Визуальные образы результатов моделирования могут использоваться при концептуальном изучении поведения небесного объекта на больших временных рядах. Современные средства вычислительной техники и программного обеспечения позволяют создать технологию с удобным визуальным интерфейсом для последующего использования в прикладных исследованиях.

В последние годы опубликовано довольно много сведений о целом ряде малых небесных тел, наблюдавшихся в течение длительных промежутков времени, что позволяет проводить вероятностное моделирование на основе более или менее достоверных (с точки зрения человеческого знания) начальных данных. Прежде всего, это имеет место для таких объектов как комета Галлея, комета Джакобинни–Циннера, комета Темпеля–Туттля, комета Понс–Виннеке, комета Григга–Шьеллерупа и др. Именно эти объекты и были выбраны для компьютерного моделирования дезинтеграции кометных ядер во всех наиболее известных появлениях с целью исследования возможности образования метеороидных комплексов, их дальнейшей эволюции и установления генетической связи с конкретными известными метеорными роями и потоками, а также определением космического региона, в котором столкновение с фрагментами распада наиболее возможно. Алгоритмы моделирования изложены в ряде работ как лично автора [2, 3], так и с соавторами (для случаев, когда применяется метод вероятностных карт) [4]. В любом случае процесс дезинтеграции рассматривается как изотропный выброс твердой составляющей кометного ядра в любой точке орбиты исследуемого тела. Результатами моделирования, прежде всего, являются отклонения орбитальных элементов фрагментов выброса от орбиты родительского тела, что позволяет выявить тенденции изменений этих элементов и построить общую картину заполнения рассматриваемого региона космического пространства продуктами распада исследуемого объекта на расчетном временном интервале, определить возможность взаимосвязи рассматриваемых комет с известными метеороидными комплексами – Леонид, Драконид, Орионид и η-Акварид и др. Выявляется тонкая структура образовавшихся комплексов.

В базовый вариант разработанной компьютерной технологии входят сервисы пяти программных приложений, разрабатываемые алгоритмы, связывающие интерфейсы, базы данных результатов моделирования и данных наблюдений комет-родоначальниц и рассматриваемых метеорных потоков и пр. Во всех случаях рассматривается невозмущенное кеплеровское движение объектов [5, 6]. Поскольку данная компьютерная технология представляет собой открытую модульную систему, то к настоящему моменту в нее включены модули по учету гравитационных возмущений и вычислению критериев общности орбит выбрасываемых фрагментов и данных метеорных наблюдений. В стадии программной реализации находятся модули по учету негравитационных эффектов (эффект Пойтинга-Робертсона, Ярковского-Радзиевского, эффект динамического выброса). В стадии разработки программный модуль сублимационной модели дезинтеграции ядра кометы при приближении её к Солнцу.

Предполагается, что этот модуль создаст второй уровень в блоке «Дезинтеграция» базовой технологии. Структура технологии предполагается в дальнейшем многоуровневой.

Результаты

Разработанная компьютерная технология была использована для исследования вышеозначенной проблемы при моделировании метеороидных комплексов ряда известных малых тел (табл. 1).

Таблица 1

Комета	Количество появлений	Года появлений
Галлея (1910 I)	26	1404 до н.э. – 1986 н.э.
Джакобинни-Циннера	11	1910 – 1985 гг.
Темпеля-Туттля II	10	1533 – 1899 гг.
Григга-Шьеллерупа	18	1907 – 1999 гг.
Понса-Виннеке	19	1819 – 1983 гг.

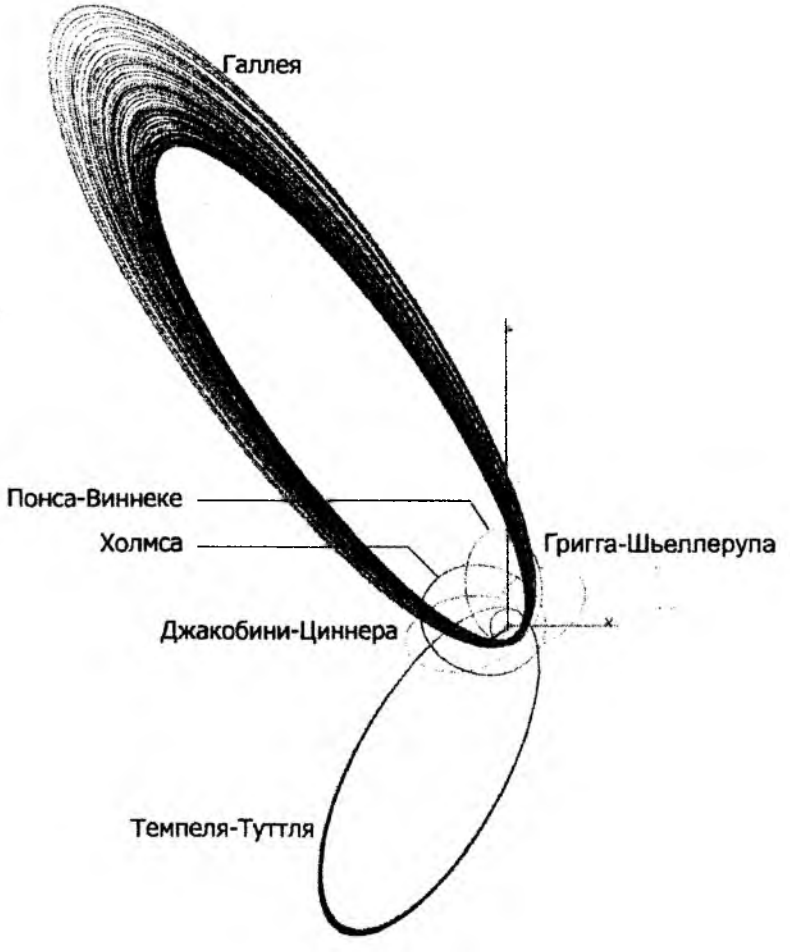
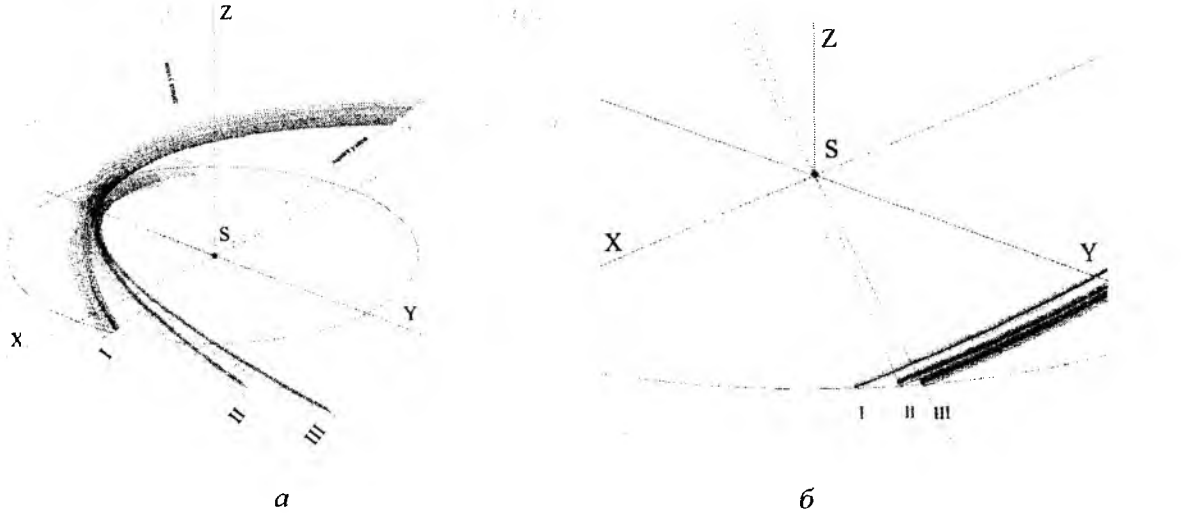


Рис. 1

На рис. 1 приведена возможная космическая ситуация, создаваемая метеороидными комплексами рассматриваемых комет, полученными в результате моделирования дезинтеграции этих тел в процессе всего их жизненного цикла в любой точке орбиты данной кометы со скоростями выброса в пределах, соответствующих наблюдениям метеорных потоков [7]. Масштаб рисунка позволяет отчетливо увидеть слоистую структуру метеороидного комплекса только кометы Галлея, хотя аналогичная картинка имеет место для всех моделируемых объектов. В создание такой структуры вносит свой вклад как дисперсия скоростей первоначального выброса, так и дальнейшая динамическая эволюция самого метеороидного комплекса.

Характер более детальных результатов, получаемых в наших исследованиях по конкретным небесным телам в заданном временном интервале, показан на рис. 2, где приведены возможные метеороидные комплексы, порожденные кометой Галлея в 1404 г. до н.э., 1066 и 1986 гг. (*а*) и кометой Темпеля-Туттля в 1533, 1733 и 1899 гг. (*б*) в районе орбиты Земли.



а *б*

Рис. 2

До недавнего времени проводимые исследования по образованию и динамике метеороидных комплексов осуществлялись в рамках невозмущенного движения, т.к. ранее было показано малое изменение элементов орбит фрагментов как под влиянием негравитационных эффектов, так и эффектов гравитации вне тесных сближений с планетами [8]. В данный момент в базовую технологию включен новый отдельный программный модуль для учета гравитационных возмущений. Этот модуль включает три составляющих:

- гравитационные возмущения в задаче N-тел, определяемые численным интегрированием. Применяется программа RADAU –алгоритм Э.Эверхарта [5], для N от двух до восьми;
- возмущения от гравитационного потенциала большой планеты при сближении с нею малых тел. Используются аналитические формулы построенной ранее промежуточной некеплеровской гиперболической орбиты, основанной на симметричном варианте обобщенной задачи двух неподвижных центров и учитывающей сжатие центрального тела [9], за которое принимается планета сближения;
- возмущения от гравитационного потенциала Земли, когда малое тело приближается к ней. Расчет осуществляется по аналитическим формулам промежуточной гиперболической орбиты, основанной на несимметричном варианте обобщенной задачи двух неподвижных центров.

Первоначальный метеороидный комплекс имеет границы, определенные максимальными и минимальными значениями отклонений элементов орбит фрагментов от элементов родительского тела. На рис. 3 в качестве примера приведены некоторые полученные результаты для кометы Темпеля–Туттля II, фрагментов дезинтеграции и данных наблюдений метеорного потока Леонид в течение временного интервала 1533 – 1900 гг. с учетом гравитационных возмущений [10]. В процессе эволюции (рис. 3) данные наблюдений и сама комета всегда остаются внутри границ метеороидного комплекса. Аналогичные графики могут быть получены для любого изучаемого небесного объекта для всех элементов орбиты на любом заданном интервале времени. Можно проследить вариации орбитальных элементов выбросовых фрагментов гравитационных возмущений при различном составе возмущающих планет (численно и графически), а также получить трехмерную модель расположения небесных тел в пространстве при прохождении кометой некоторой заданной точки на орбите (рис. 4).

Как правило, исследование структуры метеороидных роев основано на изучении наблюдательных данных метеорных потоков. Эти данные получаются различными методами – радиолокационным, телевизионным, фотографическим, визуальным и т.д. Каждый метод

имеет свою степень информативности и свои ошибки наблюдения и обработки, и ни один не может быть признан универсальным [11–13] и др.

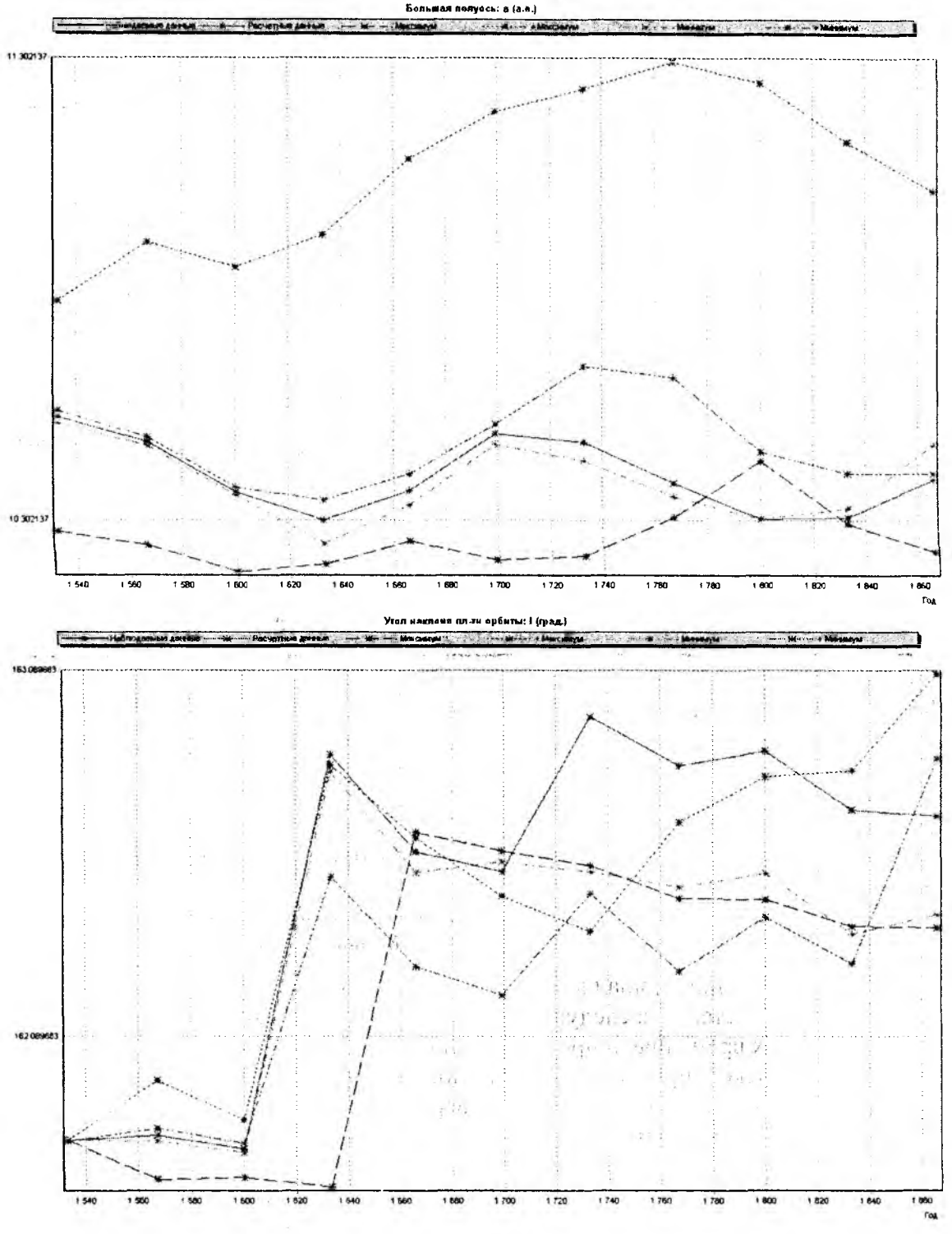


Рис. 3

Кроме того, известно, что дисперсия орбит выбросовых фрагментов, возникающая из-за первоначального разброса скоростей, увеличивается в процессе эволюционного движения из-за сближения метеороидных тел с более крупными небесными объектами. Метеорный поток может быть определен в терминах гелиоцентрических или геоцентрических параметров, но при любом определении важна мера близости метеороидных орбит. Попытки разработать универсальный метод для установления принадлежности к конкретному метеороидному образованию с определенным родительским телом, осуществляемые исследователями в тече-

ние более сорока лет (с 1963 по настоящее время), пока еще малорезультативны при обработке данных наблюдений [14–18] и др.

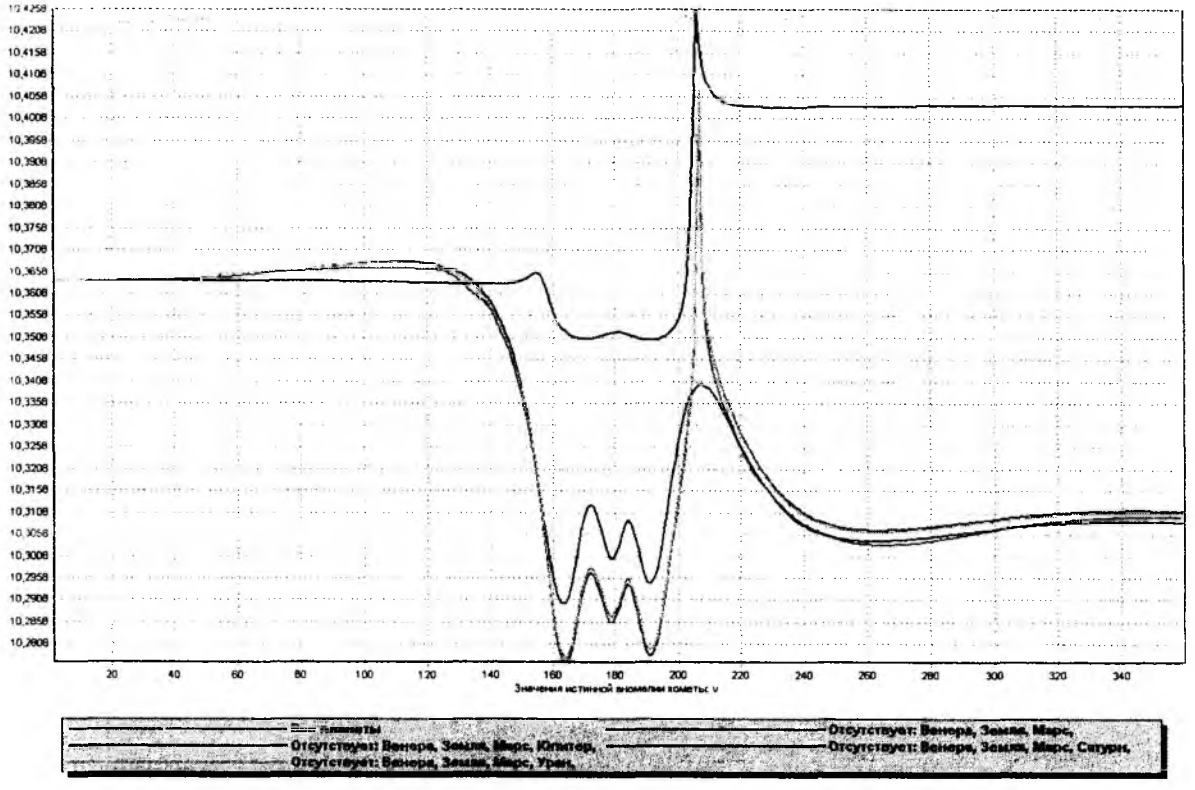


Рис. 4

Применяющиеся критерии общности можно подразделить на три весьма условных класса (табл. 2).

Таблица 2

Класс	Основание
критерий Саутуорта-Хоккинса критерий Драммонда критерий Йопека	гелиоцентрические координаты
геокритерий	геоцентрические координаты
динамический критерий	воздействие возмущающей силы

В рамках исследования принадлежности отдельного объекта к совокупности метеороидных тел может быть поставлена следующая задача: выяснить, каковы пределы значений критериев общности и их временная и пространственная эволюция для фрагментов, образующих метеороидные комплексы при дезинтеграции конкретных родительских тел. Следует заметить, что все еще нет достаточно точного и уверенного метода обработки наблюдательных данных, исключающего как неточности наблюдения, погрешности приборов, так и несовершенство алгоритмов обработки. Для успешного решения, по-видимому, следует двигаться с двух противоположных сторон. В этих условиях наличие модельного метеороидного комплекса с его характеристиками может явиться основой, на которую имеет смысл накладывать наблюдательные данные для уточнения или определения генетической связи рассматриваемых объектов.

Соответствующие вычисления были проведены для всех вышеупомянутых комет (табл. 1) с целью определения значений критериев общности всех классов для формирующихся метеороидных комплексов и предполагаемых метеорных потоков. Кроме общих тенденций в поведении полученных значений в зависимости от места и времени формирования метеороидного комплекса для каждой конкретной кометы обнаруживаются индивидульные характеристики критериев (см. рис.5, 6). Так, на рис. 5 для метеороидного комплекса кометы Галлея в четырех

появлениях (*а* – 1682 г., *б* – 1759 г., *в* – 1835 г., *г* – 1910 г.) при скорости выброса фрагментов 250 *м/с* имеем одинаковую структуру расположения значений всех пяти определяемых критериев для всех выбранных времен появлений. Наибольшее значение всех критериев в перигелии, затем плавное уменьшение до точки истинной аномалии 150–160° и резкий всплеск в афелии. Но поскольку наличие выбросовых явлений в районе афелия можно отнести к маловероятным, то поведение кривых критериев общности в этой области следует рассматривать лишь как теоретические возможности. Для всех появлений порядок следования линий на графиках не меняется, это означает, что для данного комплекса предельные значения любого из критериев меняется незначительно и наше представление о распространенности в пространстве метеороидного комплекса зависит от выбранного критерия. Поскольку критерии рассчитываются по орбитам моделируемых фрагментов выброса, мы изначально знаем их родство. Полученные по орбитальным элементам фрагментов выброса с максимальным удалением от кометы-родоначальницы числовые значения любого из критериев могут быть приняты за пороговые. Для этого комплекса во всех случаях максимальные пороговые значения получаются для динамического критерия, а минимальны – для геокритерия.

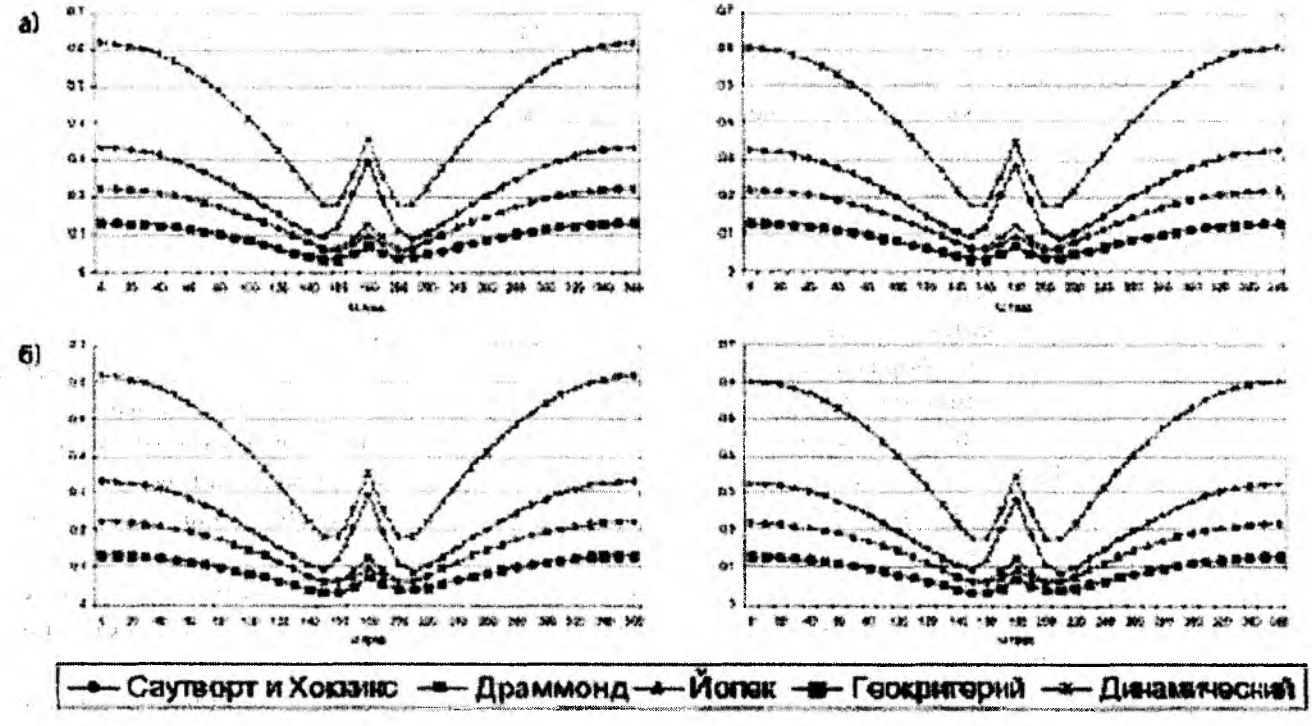


Рис. 5

Для метеороидного комплекса кометы Понса–Виннеке в четырех появлениях (*а* – 1819 г., *б* – 1886 г., *в* – 1921 г., *г* – 1983 г.) при скорости выброса фрагментов 50 *м/с* имеем несколько иную картину (рис. 6). Во-первых, кривые вариаций критериев в рассчитываемых случаях расположены неодинаково. Во-вторых, для данного метеороидного комплекса максимальные значения дает геокритерий, минимальные – критерий Йопека. В-третьих, картина расположения кривых вариаций критериев общности в ретроспективе от 1819 до 1983 г. весьма изменчива. Для метеороидного комплекса 1819 г. кривые критериев сильно переплетены друг с другом, для 1886 г. картина более спокойная, в 1921 г. уже все кривые отделены друг от друга, а в 1983 г. все стабильно. Это требует более тщательного анализа и объяснения. В-четвертых, числовые пороговые значения для первых трех случаев крайне малы, но все в пределах одной разрядной сетки, в четвертом случае числовые значения увеличились на порядок. Следует отметить, что для каждой рассматриваемой кометы интерпретация полученных численных и графических материалов индивидуальна [6, 19].

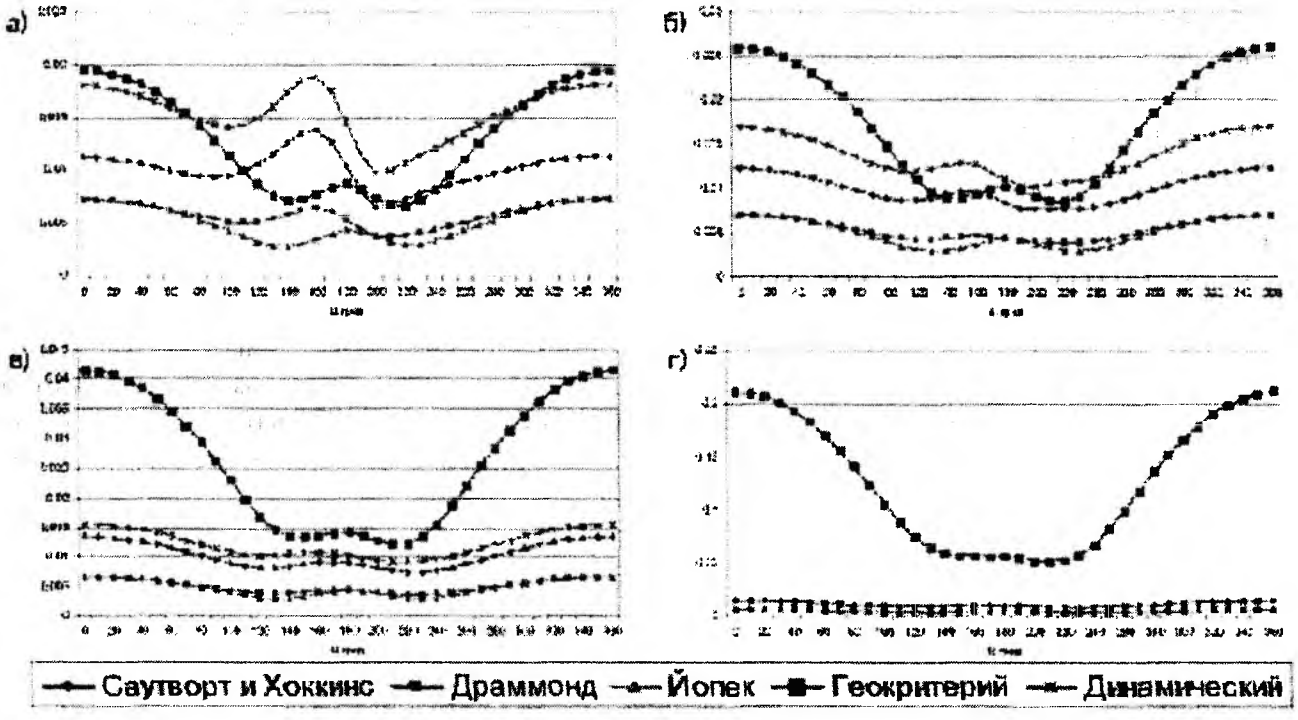


Рис. 6

Выводы

Несмотря на характерные особенности каждой из рассматриваемых комет на основе полученных анализа полученных результатов можно сформулировать несколько общих положений:

- метеороидные рои, образующиеся в результате выбросовых процессов из ядра кометы, имеют сложную внутреннюю структуру, соответствующую принципу «слоеного пирога»;

- наиболее компактным такой рой является в довольно обширной области пространства, образующей дугу -110° – +110° с центром в перигелии. Далее орбиты фрагментов роя диссипируют как по горизонтали, так и по вертикали, занимая все больший объем пространства с максимумом в области афелия;

- вариации формы орбит фрагментов роя от орбиты родительского тела наиболее существенны в области перигелия, в то время как параметры ориентации орбиты в пространстве подвержены изменениям в большей степени в районе афелия;

- вероятностные методы моделирования процессов эволюции небесно-механических систем в условиях неопределенности исходных параметров позволяют получить большой объем информации, недостижимый никаким другим способом. Сравнение результатов такого моделирования с данными наблюдений позволяют уточнить наши знания о космическом пространстве и расширить представление о его структурной организации.

Заключение

Рамки статьи не позволяют в полной мере изложить получаемые по компьютерной технологии результаты и возможности их полномасштабного анализа для всех конкретных рассматриваемых малых тел. Однако полагаю, что заинтересованный читатель и по приведенным материалам окажется приверженцем проникновения компьютерных технологий в столь сложную, труднодоступную для изучении и столь необходимую человеку область современной астрономии. Благодарю всех моих бывших аспирантов (ныне кандидатов наук), настоящих аспирантов, коллег и студентов в той или иной мере внесших свой посильный вклад в решение изложенной проблемы.

Воспоминания

С Борисом Леонидовичем Кащеевым я лично встречалась неоднократно на международных симпозиумах и конференциях как в деловой, так и в приватной обстановке. Несмотря на сложившийся к тому времени его имидж как сурового и жёсткого в обращении человека, мои воспоминания весьма благоприятны. Связаны они в основном с моими научными работами того времени в области изучения метеорных потоков. Особенно благодарна я Борису Леонидовичу за его внимание к моим трудностям, связанным с представлением и защитой докторской диссертации, возникшими из-за внезапного ухода из жизни бессменного вдохновителя и руководителя моих работ Катасёва Льва Анисимовича. Мои беседы с Б.Л. Кащеевым при встречах в Душанбе, Ашхабаде, Москве оказывали на меня такое благотворное влияние, которое не позволило оставить незавершенными начатые работы, что и привело к современным результатам. Борис Леонидович был грамотным, принципиальным и умным человеком и учёным. Такой он в моей памяти.

Список литературы: 1. *Пайтген Х.О., П.Х. Рихтер.* Красота фракталов. Образы комплексных динамических систем. М.: Мир, 1993. 176 с. 2. *Куликова Н.В.* К теории образования метеорных потоков // Астроном. вестн. М. 1971. Т.5, №3. С.181-184. 3. *Куликова Н.В.* Образование, эволюция и природа метеорных роев в космическом пространстве: Дис. … д-ра физ.-мат. наук. Обнинск, 1988. 4. *Куликова Н.В., Мышев А.В., Чепурова В.М.* Стохастическая динамика малых тел Солнечной системы // Известия АН. Сер. физическая. М., 1998. Т. 62, №9. С. 1902-1906. 5. *Kulikova N.V., Tischenko V.I.* Computer technologics for processing and presenting semulation results and astronomical observational data // Astronomical and Astrophysical Transactions. 2003. № 4-5. P.535-541. 6. *Куликова Н.В., Тищенко В.И., Петровская Е.Н.* Компьютерная технология исследования новообразований в Солнечной системе. КНЦ РФФИ. 2006. Калуга // Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Вып. 10. С. 226-236. 7. *Куликова Н.В., Мышев А.В., Пивненко Е.А.* Космогония малых тел. М.: Космосинформ. 1993. 175 с. 8. *Everhart E.* An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacing. // Dynamics of Comets: their Origin and Evolution. 1985. P.182-202. 9. *Kulikova N.V., Chepurova V.M.* Realized Consideration of gravitational Perturbations in the Evolution of meteor Complexes // International Conference «Computer Algebra in Scientific Computing – 2006» (CASC-2006), Chisinau. 11-12 september. 2006. P. 128-135. 10. *Куликова Н.В., Поляков Н.В., Чепурова В.М.* Эволюционное развитие метеороидного комплекса кометы Темпеля –Туттля. // «Околоземная астрономия – 2007» Нальчик. Изд. М. и В.Котляровы. 2008. С. 115-121. 11. *Белькович О.И., Ишмухамедова М.Г., Сулеймонов Н.И.* Повышение активности метеорного потока Леонид в связи с приближением кометы Темпеля–Туттля. //Астр. вестник. М. 1996. Т. 30, № 4. С. 377-381. 12. *Yomans D.K.* Comet Tempel–Tuttle and the Leonid meteor // Icarus. 1981. V. 47, №3. P.492-499. 13. *Кондратьева Е.Д., Муравьева И.Н., Резников Е.А.* К предстоящему возвращению метеорного роя Леонид // Астроном. вестн. 1997. Т.31, №6. С.546-549. 14. *Southworth R. B., Hawkins G. S.* Statistics of meteor streams // Smithson. Contrib. Astrophys. 1963. № 7. P. 261-285. 15. *Drummond J. D.* A test of comet and meteor shower associations. // Icarus. 1981. N 45. P. 545-553. 16. *Jopek T. J.* Remarks on the meteor orbital similarity D-criterions. // Icarus. 1993. N 106. P. 603-607. 17. *Холшевников К.В., Греб А.В.* Оптимизация поиска близких орбит // Околоземная астрономия XXI века. М. 2001. С. 151-157. 18. *Valsecchi G. B., Jopek T. J., Froeschle Cl.* Meteoroid stream identification: a new approach I. Theory // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1999. N 304. P. 743-750. 19. *Kalinin D.A., Kulikova N.V.* On the criterions for analysis of modeling results of selestial-mechanical systems // CERMCS INTERNATIONAL CONFERENCE OF YOUNG SCIENTISTS affiliated to the international conference «Computer algebra in scientific computing-2006 (CASK 2006). CASK 2006. Chisinau. 11-12 september. 2006. P. 107-113.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»-ИАТЭ, г. Обнинск, Россия

Поступила в редколлегию 07.01.2010

UDC 521.401+523.44

KULIKOVA N.V.[1],d.f.-m.n; POLYAKOV N.V.[1],asp.; CHEPUROVA V.M.[2],k.f.-m.n.

GRAVITATIONAL PERTURBATIONS IN EVOLUTIONARY DEVELOPMENT OF COMET TEMPEL-TUTTLE METEOROID COMPLEX

Studies of the formation and dynamics of meteoroid complexes have been performed until now within the undisturbed Keplerian motion as all computations revealed insignificant changes in the orbital element of fragments under the influence of nongravitational effects (Poynting-Robertson, Yarkovsky-Radzievsky and others) and secular planetary disturbances [1,2]. Now is a computer technology developed [3] which is based on the stochastic model of fragments orbital formation and evolution for meteoroid complexes formed in nuclear disintegration of specific comets. The technology is developed according to a module principle. It is open that allows its functions to be expanded and the algorithms applied to be replaced when necessary. A set of programs consists of a server and five software applications and is developed using the dynamic data exchange (DDE) technology [3].

To take into account gravitational pertirbations, a separate built-in module is being developed now. A module software is expected will include the following components:

A. Gravitational disturbances in a N-body problem determined by numerical integration RADAU program – Everhart's algorithm [4-6] is used for $N \geq 2$.

B. Perturbations from the major planet's gravity potential in the approach of small bodies. Analytical formulae are used of the developed intermediate non-Keplerian hyperbolic orbit which is based on the symmetric version of a generalized two-fixed centre problem and considers the central body oblateness [7,8,9]; the latter body is taken as the planet approached.

C. Perturbations from the Earth's gravity potential when a small body approaches it. Computations are made with formulae for the intermediate hyperbolic orbit based on a asymmetric version of a generalized two-fixed centre problem [10].

Now the first and the second elements have been realized to consider the effect of gravity disturbances on a small body motion in space. The results obtained are illustrated by Tempel-Tuttle comet and its meteoroid complex as an example.

In calculating the orbit of this comet during its appearance in 1533 is taken as a basis with the following orbital element values: a=10.524540, e=0.908110, i=161.806000, ω=166.100006 Ω=226,850998. The comet mass is taken to be 10^{-23} of the Sun's mass.

First the reliability factor of calculations and their disagreement have been studied from these input data.

Fig.1 presents some results of integrator modifications for a cometary orbit, orbits of fragments ejected with ±maximum and ±minimum deviations and formed in the parent body disintegration a a given cometary orbit point as well as observational data.

It is clear that evolution in the semimajor axis and the longitude of ascending node calculated from RADAU-17 and RADAU-27 for the orbit of Tempel-Tuttle comet in it appearances between 1533 and 1899 (i.e. during more than 350 years) are somewtat different.

RADAU-27 calculations are more close to observations. Observational data themselves fall within the calculation range for both integrator modifications.

Disintegration fragments of a comet for its appearance in 1533 with the maximum and minimum deviations of Keplerian orbital elements from the parent body orbit seem to bound the space area where this comet evolves.

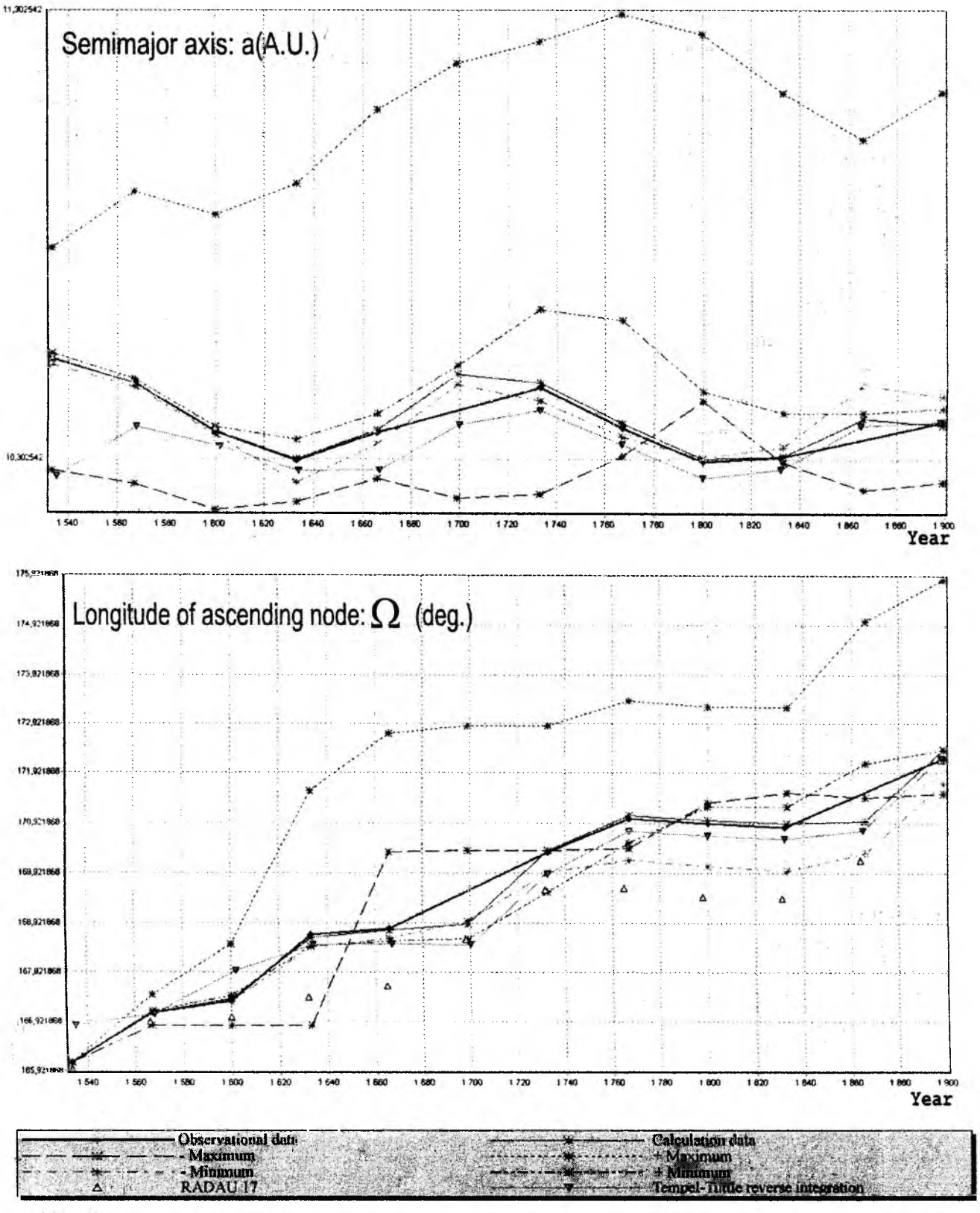


Fig.1 Evolution of Keplerian orbits of Tempel-Tuttle comet(1533), disintegration fragments and observational data

To assess the data accuracy quantitatively, Table 1 shows the difference between calculated and observed values of Keplerian orbital elements of comet Tempel-Tuttle for years of its appearance.

Table 1

Data	Semimajor axis (A.U.)	Eccentricity	Orbital plane angle (deg.)	Angular perihelion distance from ascending node (deg.)	Longitude of ascending node (deg.)
03.01.1567	0.000408	-0.000008	-0.013236	-0.001859	-0.005114
17.06.1600	0.000443	-0.000008	-0.009495	0.044935	-0.016819
07.06.1633	0.003951	0.000100	-0.021280	-0.051093	-0.029182
26.05.1666	0.004791	0.000107	-0.020705	-0.024106	-0.028710
24.09.1733	0.009769	0.000221	0.006146	0.027766	0.007869
19.02.1767	0.010600	0.000231	0.000303	0.061898	0.042918
27.02.1800	0.007513	0.000185	-0.001053	0.070526	0.043456
30.12.1832	0.001867	0.000074	0.003970	0.072657	0.045603
05.07.1899	-0.007815	-0.000116	0.026870	0.165469	0.149473

One can see that RADAU-27 algorithm gives the best result for the first two comet returns, i.e. for about 70 years. In further evolution the error varies by the of magnitude but is not accumulated in time.

Then disintegration has been simulated of comet Tempel-Tuttle at the perihelion (appearance of 1533, the above orbital elements). Eventually, the area boundaries are identified of meteoroid complex formation which fall within the ejection fragment orbits with ±maximum and ±minimum deviations (Table 2)

Table 2

	+ max	+min	-max	-min
Semimajor axis (A.U.)	10,77270031	10,53750038	10,27639961	10,51159954
Eccentricity	0,910277009	0,908222973	0,905942976	0,907997012
Orbital plane angle (deg.)	161,8059998	161,8049927	161,8059998	161,8070068
Angular perihelion distance from ascending node (deg.)	166,1009979	166,1000061	166,098999	166,1000061
Longitude of ascending node (deg.)	226,8509979	226,8509979	226,8509979	226,8509979

Using these data, the evolution of a cometary orbit and meteoroid complex fragments was determined for the next 350 years for fragment masses of 1 g, 1 kg and 1 t. Fig.2 presents variations in the semimajor axis (a) and the longitude of ascending node (b) for meteoroid complex fragments (1g) of Tempel-Tuttle comet in its appearances from 1533 to 1989.

Calculations have shown that the influence of a meteoroid fragment mass on the evolution of Keplerian orbital elements is extremely low without close approaches. Particle mass changes from 1g to 1 kg result in modified calculations for the last 3-4th digits in a bit grid. Similar calculations have been also performed for other planets with a long-term life cycle and observational series: 1910 II (Halley), Giacobini-Zinner, Pons-Winnecke, Grigg-Skjellerup. So it is safe to say that the mass of cometary nuclear disintegration fragments does not effect the qualitative pattern of meteoroid complex orbital evolution. Quantitatively its influence is low too. Since substance eruption from the comet nucleus and not nucleus breakdown into some large parts is considered, most disintegration fragments forming meteoroid complexes of a certain comet are dust particles of some grammes in mass; larger fragments of 1 t in mass are infrequent, therefore the computations presented are quite practicapable.

We considered the contribution of gravity potential of all planets as a whole and some planets particularly to the orbital evolution of a meteoroid complex under investigation. As the Leonids and the parent comet are spaced rather compactly, the influence of gravity perturbations on isolated meteoroid complex fragments, the boundaries of which are governed by maximum and minimum deviations of orbital elements from cometary orbital elements, may be studied in terms of the comet itself as the largest body in a complex.

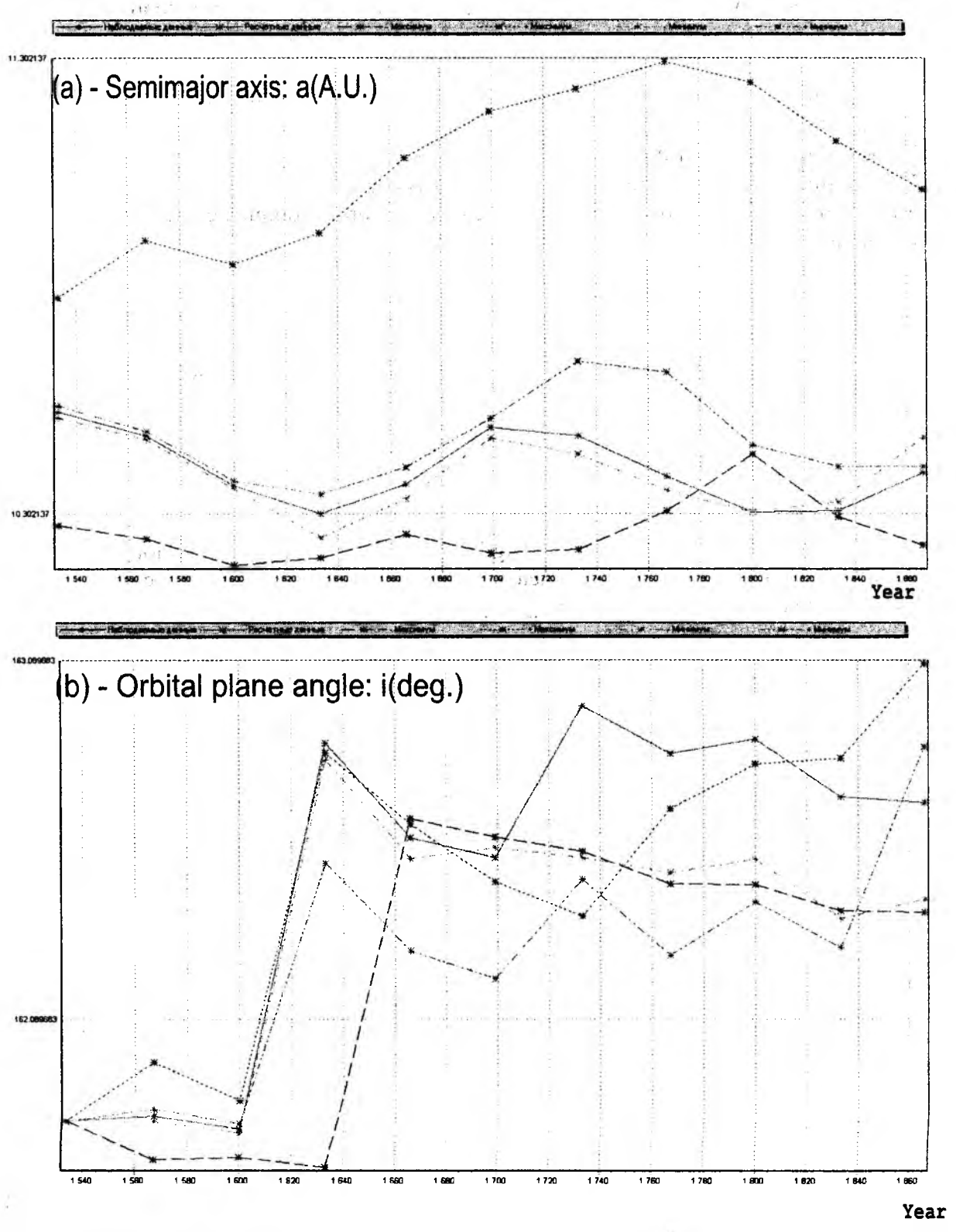


Fig.2. Evolution of Keplerian orbital elements of meteoroid complex fragments from 1533 to 1989

So far as the trajectory of comet Tempel-Tuttle passes near the earth-type planets, Jupiter, Saturn and Uranus, just gravity potential of these planets will influence the orbital evolution of this comet and its meteoroid complex. It is quite clear that the larger the planet mass and the nearer the meteoroid stream are, the greater the gravity potential influence on the trajectory of this formation.

To assess the gravity potential of a planet in orbital evolution of a meteoroid stream, computer experiments have been carried out under the following conditions:

- the influence of all planets is taken into account;
- the influence of earth-type planets (Venus, Earth, Mars) is excluded;
- the influence of earth-type planets and Jupiter is excluded;
- the influence of earth-type planets and Saturn is excluded;
- the influence of earth-type planets and Uranus is excluded.

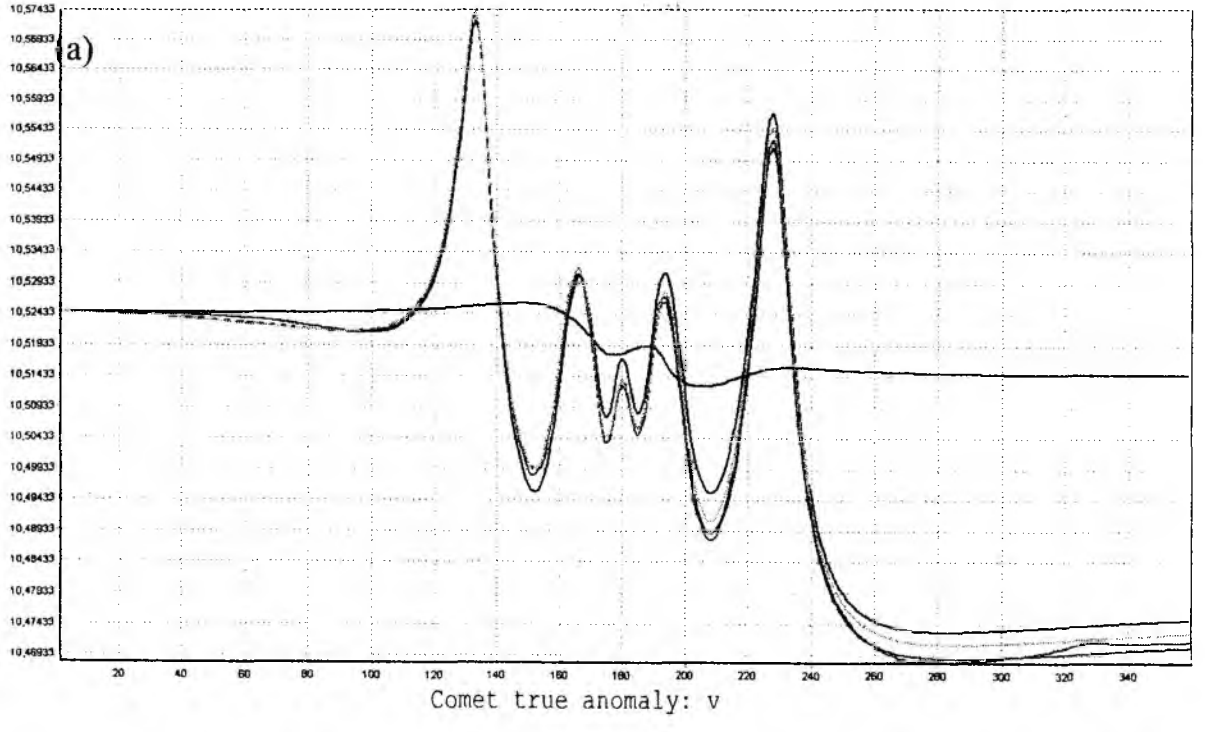
Table 3 gives input data on the basis of which the meteoroid complex evolution is performed (all data are for the epoch 1950.0)

Table 3

t	01.01.1533 (B1)	17.06.1600 (B2)	07.06.1633 (B3)
a(A.U.)	10.52454	10.36368	10.29873
e	0.90811	0.90476	0.90455
$i^{(o)}$	161.80600	161.79400	162.87900
$\omega^{(o)}$	166.10000	167.33900	168.65800
$\Omega^{(o)}$	226.85100	228.31100	229.54400

Consider some of the results obtained. Fig.3(a,b) illustrates expected variations in the semimajor axis and the orbital inclination of a meteoroid complex (with a mean orbit corresponding to a cometary orbit) versus considered gravity perturbations of different planets.

Version B1.



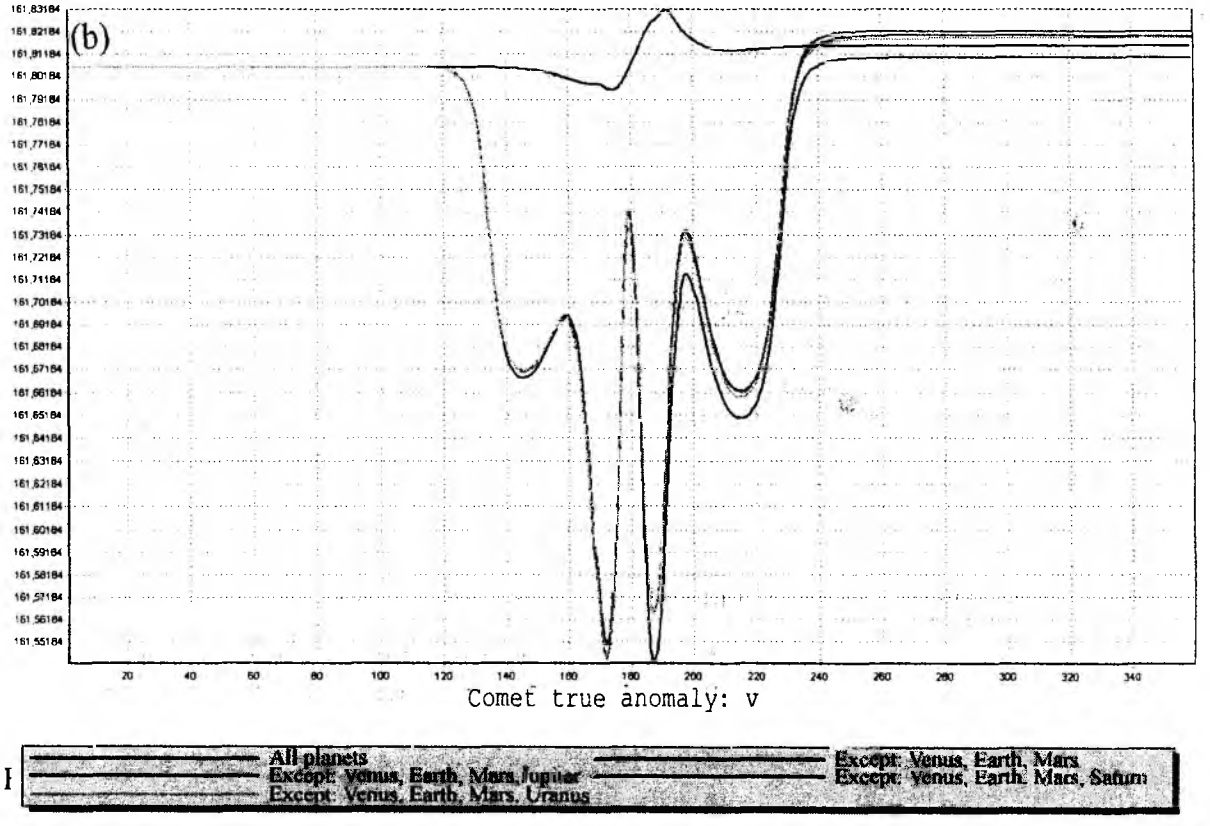
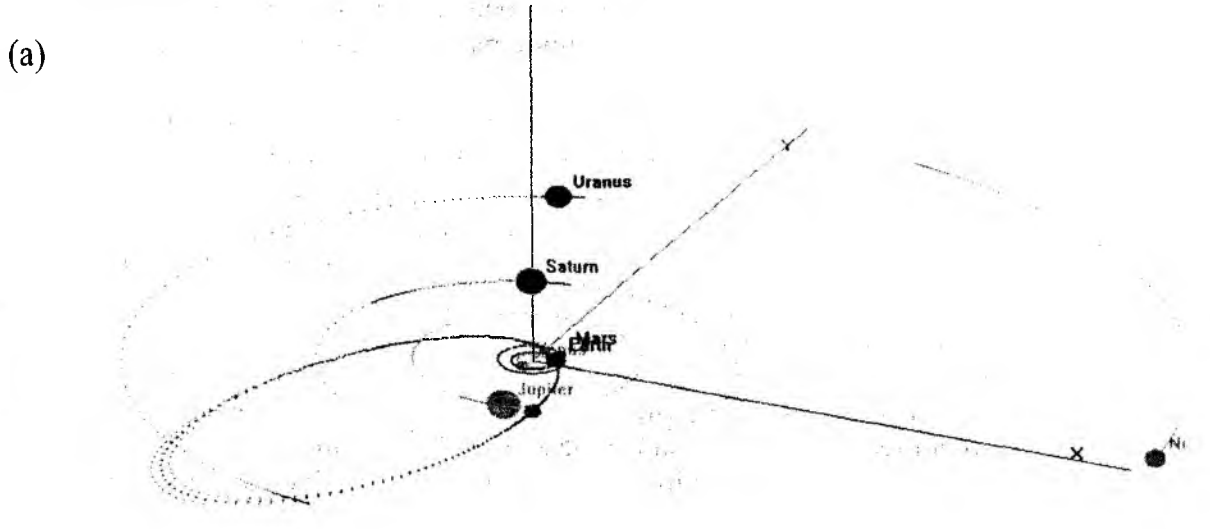


Fig. 3

For the results analyzed to be more qualitative, Fig.4 shows the space distribution of celestial bodies for version B1.

Here (a) is a three-dimensional model when a comet is at its orbital point with the true anomaly of 125^0; (b) is the same for 175^0.



(b)

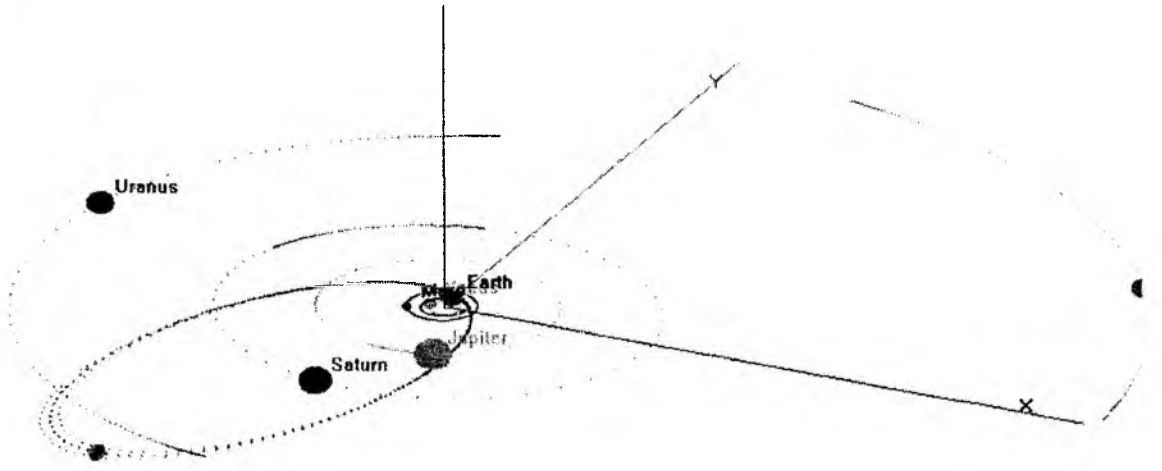


Fig. 4. Three-dimensional model of celestial body distribution in space

It appears from the comparison of Fig. 3 and Fig.4 that in orbital motion within the true anomaly (110^0-250^0), the comet itself and the stream following it experience perturbations primarily from Jupiter.

Fig.4a shows that an abrupt jump in the semimajor axis values (Fig.3a) observed within the true anomaly (120^0-140^0) is stipulated by the comet approach with Jupiter. Fig.3b shows that in the absence of Jupiter's gravity potential the evolution of inclination seems to be a straight line with insignificant spikes at aphelion. Changes in inclination within this range (170^0-200^0), are most probably caused by Saturn's gravity potential (Fig. 4b), though a comet is far distant from the planet. Similar results for versions B2 and B3 obtained.

When comparing calculation results (in vers.B2), it can be seen that within the true anomaly interval (140^0- 200^0) the comet and its meteoroid complex are mainly affected by two (Saturn and Jupiter).

Within the true anomaly interval (200^0-210^0), Saturn's gravity potential manifests itself and as a result, there are peaks in true anomaly. At the true anomaly of 220° Saturn's influence decreases and the semimajor axis stabilizes but at higher values than before aphelion passage. Variations in the cometary orbital and meteoroid inclination to the ecliptic plane are caused by perturbations coming from Saturn and Jupiter.

It is interesting to note that in Version B3, just as in previous versions, the true anomaly interval from 120^0 to 240^0 is the range of sizable fluctuations in orbital elements for the formation studied. In the other interval (0^0-120^0) - (240^0-360^0) the involved value variations are of a linear character, they grow for the semimajor axis and drop for the inclination after aphelion passage.

In the true anomaly 180^0-200^0 range a meteoroid stream and a comet must have been affected by Uranus, however, this planet gravity perturbation is insufficient to change the comet's semimajor axis but can change the inclination angle.

The analyzed numerical values of orbital element variations have shown that in cometary returns from 1533 till 1600 a semimajor axis tends to lower values after aphelion passage. In 1633 its values increase but do not reach the initial value 10,52454 A.U., so within this time interval the orbit form changes towards a more round ellipse. At the same time the inclination in 1533 changes slightly, in the year 1600 at the point of true anomaly 200^0 there is an abrupt 1^0 dump towards increasing, by 1633 the inclination again decrease but by $0{,}26^0$ only.Eventually, the inclination angle has changed by $0{,}8^0$ relative to the initial value. The values presented are in good agreement with comet Tempel-Tuttle observations for this time interval.

In authors'opinion this technology may be profitably applied for studying meteoroid complexes through long-term or short-term periods which are scientists interested in.

Comparison of the results obtained and the data processed correctly for both the parent comet and its meteoroid complex fragments observed on the Earth as a meteor stream allow one to reproduce the existence pattern of these objects in retrospective and to forecast the entry of fragments, including those which cross the Earth's orbit, into a certain space region.

References: *1. N.V.Kulikova, A.V.Myshev, E.A. Pivnenko. Ed.by V.M.Chepurova.* M. Cosmogony of small bodies. M.: Cosmosinform, 1993. 175 pp. 2. *L.A.Katasev, N.V.Kulikova.* Yarkovsky-Radzievsky effect and evolution of meteor streams. Astr.vestnik, 1972. V.6, №4, pp. 237-241. 3. *N.V. Kulikova, V.I. Tishchenko.* Computer technologies for processing and presenting simulation results and astronomical observational data. Astronomical and Astrophysical Transactions, 2003, v.22, 4-5, pp. 535-541. 4. *E. Everhart.* Close encounters of comet and planets. Astron. J.,1969, v.74, pp. 735-750. 5. *E. Everhart.* An efficient integrator that uses Gauss-Radau spacing. Dynamics of Comets: their Origin and Evolution. 1985. pp. 182-202. 6. *E. Everhart.* Implicit single methods for integrating orbits. Celestial mechanics. 1974. №.10. pp. 35-55. 7. *E.P.Aksenov.* A theory of motion of the Earth's artificial satellites. M.: Nauka, 1977. 300 pp. 8. On the Motion, Evolution of Orbit, and Origin of Comet/ ed.Chebotarev G.A. et all, Dordrecht, Reidel, 1972.p.62. 9. *V.M. Chepurova.* On the perturbed hyperbolic Motion of Comets in the Neighbourhood of major Planets. Bull. ITA. 1984. V.15, № 5(168), pp. 288-293. 10. *E.P. Aksenov, E.A. Grebennikov, V.G. Demin.* A generalized problem of two-fixed centres and its application in the theory of motion of the Earth's artificial satellites. Astron.J.,1963, V.40, №.2.

[1]*Obninsk State Technical University for Nuclear Power Engineering, Obninsk, Russia,*
[2] *SAI, Moscow, Russia*

Поступила в редколлегию 07.01.2010

УДК 523.64

К.И. ЧУРЮМОВ, член-корреспондент НАНУ

РЕЗУЛЬТАТЫ КОСМИЧЕСКИХ МИССИЙ К ЯДРАМ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ

Введение

Обзор содержит ряд результатов космических миссий к ядрам комет Айс, Вега 1 и 2, Джотто, Дип Спейс, Стардаст, Дип Импект, а также программу и научные результаты миссии «Розетта» за шесть лет ее полета к ядру кометы 67P/Чурюмова-Герасименко.

Почему ученых интересуют кометы?

Человечество интересуется кометами с очень давних пор. Древние хроники человеческой цивилизации сохранили многочисленные свидетельства за много столетий до Р.Х. о появлении необыкновенно ярких с огромными хвостами комет, которые протягивались, порой, через весь небосвод. Правда, в далекие времена, кометы представлялись людям как знамения, как небесные предвестники трагических событий на Земле – будь-то смерть вождя племени, короля какой-либо страны, страшная эпидемия чумы или холеры, разрушительная война, неурожай, голод и т.д. и т.п. Об этом речь идет, например, в самых старинных китайских хрониках, датированных 2296 годом до Р.Х. В Китайской "Шелковой книге" (IV век после Р.Х.) был опубликован первый каталог комет, в котором все кометы были разделены на 27 типов по характеру того вреда, который они якобы приносят на Землю. Римский писатель Плиний написал в одной из своих книг, что кометы делятся на 12 классов, в соответствии с характером беды, которую они предвещают.

Большая яркая комета 1665 г. появилась на небе в то время, когда эпидемия чумы выкосила 90 тысяч жителей Лондона, а Украина потеряла остатки своего самоуправления, хотя избранный в 1665 г. гетманом правобережной Украины Петр Дорошенко, сменивший на этом посту Павла Тетерю, самоотверженно пытался объединить Украину в независимое государство.

Знаменитая комета Галлея в 1835 г. также стала "вестником" не одной беды. Около 530 домов в Нью-Йорке было полностью разрушены огнем за несколько дней и ночей. Все мужчины города Аламо в Мексике были убиты солдатами армии генерала Санта Анна. Десять тысяч зулусов напало на поселок Винен в Африке и вырезали 97 бурских мужчин и женщин и 185 детей. Войны в это время уничтожали все живое на Кубе, в Мексике, Эквадоре, Центральной Америке, Перу, Аргентине и Боливии. Вождь флоридских семинолов Осцеола обращался с молитвой к этой комете и называл ее "большой нож на небе", и вскоре после этого семинолы, предводительствуемые Осцеолой напали и вырезали всех солдат форта Кинг.

Конечно это все весьма странные, но все же случайные совпадения, никакого отношения к науке не имеющие, так как кометы никакого влияния на земные события и на судьбы людей не оказывают из-за их ничтожной гравитации.

Ученых кометы интересуют, во-первых, из-за того, что их ядра являются теми "кирпичиками", из которых образовалась Солнечная система. Кометы сохраняют первичное вещество – свидетельство ранней стадии зарождения Солнца и планет 4.6 миллиардов лет тому назад. Во-вторых, кометы – это индикаторы физических условий в межпланетной среде и средство диагностики межпланетной плазмы, солнечного ветра и вспышек солнечных космических лучей, причем как на малых, так и на больших гелиоцентрических расстояниях и гелиографических широтах. В-третьих, кометы – естественные космические лаборатории, в которых происходят уникальные физические явления, невозможные для воспроизведения в земных лабораториях. В-четвертых, существует вероятность столкновения ядра кометы с Землей, следствием которого возможна глобальная катастрофа. Примерами таких столкновений являются Тунгусский «метеорит» в 1908 г. и комета динозавров 65 млн. лет тому назад.

Помимо всего прочего, кометы сыграли большую роль в развитии науки, особенно физики, математики и космонавтики. Так на комете Галлея был проверен и триумфально подтвержден закон всемирного тяготения. Когда она вернулась в 1759 г., как и предсказала ей зарож-

дающаяся тогда наука – небесная механика (Э.Галлей, 1709 г.) закон всемирного тяготения был безоговорочно воспринят всеми учеными как один из фундаментальных законов природы. Первый молекулярный спектр был получен в 1864 г. Донати для кометы 1864 II, который позже был правильно истолкован Хаггинсом как спектр молекулы углерода (полосы Свана), что послужило толчком для первых шагов молекулярной спектроскопии. Кометные хвосты демонстрировали реальность давления света на твердые тела и газы, что было доказано теоретически и экспериментально (Фридрих Бессель, Максвелл, Федор Бредихин, Петр Лебедев) в XIX–XX ст. Для решения уравнений движения комет, были развиты новые методы численного интегрирования дифференциальных уравнений (Адамс, Коуэлл и др.). Исследование динамической эволюции комет показало на разительные изменения их орбит в поле тяготения планет, что было использовано в космонавтике для пертурбационных маневров космических аппаратов в поле тяготения планет Солнечной системы для точной доставки аппарата в любую точку Солнечной системы [1-2].

Чтобы в деталях изучить многие загадочные явления в кометах и установить связь вещества кометных ядер с реликтовым веществом протопланетного облака, учеными и инженерами были разработаны, осуществлены и продолжают осуществляться космические миссии к ядрам периодических комет [3].

Первые космические миссии к ядрам комет Галлея и Джакобини-Циннера

Космическими аппаратами, которые впервые в истории науки были отправлены в космическое пространство с целью пролететь вблизи ядра знаменитой кометы Галлея, были два советских космических корабля Вега-1 и Вега-2. Они стартовали с космодрома Байконур 15 и 21 декабря 1984 г. и сначала взяли путь в направлении к планете Венера, чтобы сбросить в ее атмосферу два научных зонда, а также с помощью ее гравитационного поля совершить маневр, который бы точно направил их в окрестности ядра кометы Галлея. Поэтому-то аппараты и получили название ВЕГА, что означало по первым двум буквам Венера и Галлей. Так все и произошло – оба аппарата успешно справились со своей задачей вблизи Венеры, получив новые результаты об ее атмосфере, а затем точно по расписанию 6 и 9 марта 1986 г. они пролетели вблизи ядра кометы – сначала Вега 1 прошла на расстоянии 9000 *км* от ядра, а Вега 2 – на расстоянии 3000 *км*, При пролете на огромной скорости относительно ядра 77 *км/с*, Вегами, а затем и европейским аппаратом "Джотто", который с помощью Вег пролетел 14 марта 1986 г. на расстоянии 600 *км* от ядра, была впервые решена главная задача – фотографирование загадочного ядра кометы Галлея. Оно оказалось бесформенной гигантской монолитной глыбой размером 14x10x8 *км*, массой около 300 *млрд т*, состоящей на 80 % из водяного льда с примесью органической и минеральной пыли и вращающейся с периодом 2.2 суток вокруг своей оси. Ядро оказалось необыкновенно черным, отражающим всего 4 % солнечного света, и очень пористым – его плотность составляла около 0.1 $г/см^3$. При каждом прохождении кометы Галлея вблизи Солнца ее ледяное с примесями ядро уменьшается на 6 метров, т.е. за 30 ее датированных прохождений начиная с 12 г. до Р.Х. кометное ядро "похудело" на 180 *м*. А полностью оно растает примерно через 600–700 тысяч лет. Так впервые была решена загадка тысячелетий – что же представляют собой кометные ядра: какова их форма, размеры, масса и плотность?

На рис. 1 показано ядро кометы Галлея 14 марта 1986 г. (снимок «Джотто»). Также были изучены физические характеристики газово-пылевой атмосферы, плазменного хвоста и магнитного поля кометы. В получении этих данных большую роль также сыграли два японских аппарата Суисей (Комета) и Сакигаке (Пионер), которые исследовали далекие окрестности кометы, соответственно на расстояниях 151000 *км* (8 марта 1986 г.) и 7 *млн км* (11 марта 1986 г.).

Однако первым КА, который за полгода до триумфального пролета космических кораблей вблизи ядра кометы Галлея сблизился с ядром кометы Джакобини-Циннера до расстояния 10000 *км*, стал Международный кометный исследователь (International Cometary Explorer – ICE), запущенный NASA. Он впервые измерил значение напряженности магнитного поля в плазменном хвосте этой кометы. Однако на его борту не было видеокамеры и о ядре этой кометы нам ничего не известно.

Миссия Дип Спейс 1 (Deep Space 1)

КА Дип Спейс 1 22 сентября 2001 г. приблизился к короткопериодической комете 19P/Боррелли на расстояние 2171 км и сфотографировал ее ядро. Качество полученных снимков ядра кометы Боррелли намного превосходили качество снимков ядра кометы Галлея, полученные в 1986 г. По форме ядро напоминало картофелину. Размеры ядра 8x3.5 км. На поверхности ядра видны разнообразные структуры, включая долины, горы и впадины. По всей поверхности ядра рассеяны темные участки. Гладкие равнины, на которых преобладают более светлые структуры, концентрируются в средней части ядра.



Рис. 1

С этими структурами, по-видимому, связано образование пылевых и газовых струй (джетов), которые пополняют своим веществом кому.

Миссия Дип Спейс 1 (Deep Space 1)

КА Дип Спейс 1 22 сентября 2001 г. приблизился к короткопериодической комет 19P/Боррелли на расстояние 2171 *км* и сфотографировал ее ядро. Качество полученны снимков ядра кометы Боррелли намного превосходили качество снимков ядра кометы Гал лея, полученные в 1986 г. По форме ядро напоминало картофелину. Размеры ядра 8x3.5 *км* На поверхности ядра видны разнообразные структуры, включая долины, горы и впадины. П всей поверхности ядра рассеяны темные участки. Гладкие равнины, на которых преобладаю более светлые структуры, концентрируются в средней части ядра. С этими структурами, по видимому, связано образование пылевых и газовых струй (джетов), которые пополняют сво им веществом кому.

Миссия Стардаст (Stardust)

КА Стардаст стартовал с мыса Канаверал 7 января 1999 г., совершил три витка вокру Солнца и 2 января 2004 г. пролетел на расстоянии 236 *км* от ядра периодической комет Вильда 2. При этом сближении были получены наиболее детальные, из всех полученных ра нее, изображения поверхности ядра кометы с высоким разрешением. Размеры ядр 1.65x2.00x2.75 *км* ± 0.05 *км*. Альбедо – 0.03±0.0153.

На изображениях ядра кометы, полученных Стардастом, видны остроконечные пики вы сотой 100 *м* и кратеры, глубиной более 150 *м*. Некоторые кратеры имеют круглые централь ные впадины, окруженные неровным рядом выброшенного из недр ядра кометного веществ Другие кратеры имеют совершенно плоское дно и прямые стены. Диаметр самого большог кратера, получившего название «Левая ступня» равен 1 *км*, а это 1/5 всего пятикилометровс го ядра кометы Вильда 2. Большим сюрпризом стало обилие (более 25) и активность джето частиц, вытекающих из различных участков поверхности ядра. Перед сближением предпол галось, что джеты должны выбрасываться на короткие расстояния от ядра, затем диссипир вать, образуя светящееся гало вокруг ядра кометы Вильда 2. Вместо этого, некоторые сверх скоростные джеты оставались узкими, как струя воды, вытекающая из мощного садовог брандспойта. Эти джеты создали весьма серьезную обстановку для КА Стардаст во время ег сближения с ядром кометы Вильда 2. Зонд Стардаст был совершенно изрешечен миллионам частичек в секунду при его пролете через три гигантских джета. 12 таких частиц, некоторы больше пули, проникли через верхний слой защитного экрана космического аппарата.

В течение шестилетнего полета к ядру кометы Вильда КА Стардаст с помощью специальной ловушки, в ячейки которой были уложены блоки специального вещества низкой плотности – аэрогеля (состав такой же, как у стекла, но в 1000 раз меньше плотности стекла), производил сбор межзвездного вещества, поток которого был обнаружен в Солнечной системе в направлении от созвездия Стрельца, и сбор кометных частичек вблизи ядра кометы Вильда 2. Частицы проникали в аэрогель, образовали треки, напоминающие головастиков, тормозились и застревали в аэрогеле вблизи треков. Пылинки также сталкивались с экраном из алюминиевой фольги, оставляя в нем следы в виде микрократеров.

Капсула с кометными и межзвездныими пылинками благополучно вернулась на Землю 15 января 2005 г. и была доставлена в исследовательскую лабораторию в Беркли (США). Сразу же после просмотра ячеек ловушки около 25 треков-«головастиков» было обнаружено невооруженным глазом в некоторых блоках аэорогеля. Сотни других частиц было найдено только с помощью специального микроскопа, причем много частиц уже обнаружено любителями, которые подключились к поискам межзвездных и кометных частичек по программе Stardust@home.

Анализ уже найденных в аэрогеле кометных частиц показал, что в каждой четвёртой из частиц, изученных к настоящему моменту, присутствуют "высокотемпературные" минералы, такие, как форстерит и кальциево-алюминиевые включения (CAIs), которые формируются при температурах выше тысячи градусов по Цельсию. Также были найдены другие неожиданные "ингредиенты" – минералы, богатые титаном, и оливин. Но кометы формировались в холодных внешних областях ранней Солнечной системы, где мог существовать лёд, и никогда не подвергались такому нагреву. А это значит, что их история куда более сложна, чем предполагалось ранее, и они представляют собой смесь компонентов, сформированных в самых различных областях молодой Солнечной системы, как на её периферии, так и вблизи её центра, в условиях очень высокой температуры.

Вполне могут быть, по крайней мере, две версии появления "высокотемпературных" минералов в составе комет. Первая: существует гипотеза о сильном звездном ветре и мощных выбросах корональной плазмы молодого Солнца (проходившего стадию звезды Т Тельца), выдувавших во внешние области зарождающейся планетной системы капельки расплавов из центрального её района. Вторая версия заключается в том, что данные минералы были сформированы около других звёзд, и лишь потом, после странствий по Галактике, проникли и перемешались с веществом Солнечного протопланетного диска. Руководитель проекта Stardust, профессор Дональд Браунли (Donald Brownlee) из университета Вашингтона полагает, что детальный изотопный анализ этих минералов, вероятно, поможет выбрать одну из этих гипотез.

КА Стардаст с успехом выполнив свою главную программу, продолжает полет по гелиоцентрической орбите. Так как все его приборы продолжают функционировать, было предложено переориентировать его полет к комете Темпель 1 – главной цели миссии Дип Импект. Новая миссия Стардаста получила название Стардаст-Некст (Stardust-NEXT – New Exploration of Tempel). Одна из ее основных целей сблизиться в 2011 г. с ядром кометы Темпель 1 и сфотографировать искусственный кратер на ее ядре, образовавшийся вследствие удара импактора Дип Импекта с ядром кометы Темпеля 1.

Миссия Дип Импект (Deep Impact)

КА Дип Импект стартовал с космодрома Кеннеди 12 января 2005 г. 3 июля 2005 г. зонд сблизился с короткопериодической кометой семейства Юпитера Темпеля 1 (9P/Tempel 1) и с него был направлен на ядро кометы импактор, состоящий на 49 % из меди, 24 % алюминия и 25 % других материалов, в том числе 6.5 *кг* неиспользованного гидразина (N_2H_4) [5]. 4 июля 2005 г. импактор на скорости 10.3 *км/с* врезался в ядро кометы Темпеля 1. Причем по мере сближения с ядром видеокамера установленная на импакторе передавала детальные изображения ядра вплоть до 4 секунд до столкновения. Пролетный модуль Дип Импект в это время приблизился к ядру кометы на 500 *км* и зафиксировал удар импактора по ядру кометы. Одной из главных целей пролетного модуля являлось получение четких изображений искусст-

венного ударно-взрывного кратера на поверхности ядра кометы, образовавшегося вследствие удара импактора об ядро. К сожалению, при взрыве из внутренних областей ядра была выброшено огромное облако мелких льдинок, с вкраплением пылинок, которое заэкранировало кратер, и пролетный модуль не смог сфотографировать этот новый кратер на ядре кометы и определить его диаметр и глубину. А это важный результат, который позволял проверить реальность моделей многих исследователей, в том числе и разработанной в Астрономической обсерватории Киевского национального университета им. Т.Г.Шевченко (Кручиненко, Чурюмов и Чубко [6-7]). В рамках этой модели, основанной на идее Эпика об использовании закона сохранения импульса при движении импактора в поверхностном слое мишени [9], были выведены уравнения, связывающие диаметр D и h глубину искусственного кратера, плотность ρ и прочность на сжатие σ_p вещества поверхностного слоя кометного ядра с диаметром d и плотностью ударника δ КА Дип Импект:

$$\frac{h}{d} = 1.785 \cdot \left(\frac{\delta}{\rho}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{V^2}{\sigma_p}\right)^{1/30} \cdot \cos Z \qquad (1)$$

и

$$\frac{D}{d^{3/2}} = 1.20 \cdot \left(\frac{kV\delta}{h}\right)^{1/2} \cdot \left(\rho\sigma_p\right)^{-1/4}. \qquad (2)$$

Здесь V – скорость ударника, Z – угловое зенитное расстояние траектории ударника, k – безразмерный коэффициент передачи радиального импульса.

Подставляя в (1) и (2) скорость столкновения V=10.3 *км/с*, плотность вещества импактора 7.0 – 8.9 *г/см*^{3}, плотность вещества кометного ядра ρ =0.5...1.0 *г/см*^{3}, прочность вещества кометного ядра σ_p = 10…100 *кН/м*^{2}, эквивалентный диаметр сферического ударника d = 43.0 – 46.6 *см*, безразмерный фактор передачи импульса k = 2.45, из формулы (1) получаем, что глубина образованного кратера составит h = 4.8 – 5.6 *м*, а диаметр кратера, который определяется по формуле (2), будет равняться D = 22 – 57 *м*. С другой стороны, ученые команды «Дип Импект» полагают, что диаметр кратера должен быть D~110 *м* и глубина h~27 *м*, принимая при этом крайне низкое значение прочности вещества кометного ядра σ_p = 65 *Н/м*^{2} (65 Па), что не представляется реальным, так как даже прочность рыхлых метеорных пылевых шаров в атмосфере Земли (по Уипплу) составляет 1 *кН/м*^{2}. Реальность той или иной модели может быть подтверждена КА Стардаст, который в 2011 г. сблизится с ядром кометы Темпеля 1 и сфотографирует искусственный кратер на нем, который должен находиться между двумя похожими друг на друга ударными кратерами на ядре кометы.

В спектре выброшенного из кратера вещества обнаружен цианид водорода HCN. Также предполагается наличие метилцианида (CH_3CN) в выброшенном из кратера веществе (пик на 4.40 *мкм*). На начальных стадиях выброса вещество было горячее 1000°К, на последней стадии выброса вещество имело температуру значительно меньшую. Скорость наиболее быстрых частиц в выбросе достигала 5 *км/с*. В начале выброса количество органики по сравнению с водой возросло.

На изображениях ядра и фрагментов его поверхности, полученных импактором Дип Импакта, и покрывающих около 30 % поверхности ядра, хорошо заметны несколько областей с разной морфологией. Поверхность ядра покрыта несколькими десятками кольцевых структур, размерами от 40 до 400 *м*. Общее распределение этих структур по размерам и частотой этих структур согласуется с популяцией ударных кратеров, наблюдающихся на поверхностях других тел Солнечной системы. На поверхности ядра кометы Темпеля 1 существуют две большие области с гладкой поверхностью (плато). Одна из гладких поверхностей ограничена с севера обрывом ~20 *м* высотой. Похожее плато с гладкой поверхностью наблюдалось также на ядре кометы Боррелли. Гладкие области и окружающие их обрывы могут указывать на слоистость строения ядра кометы Темпеля 1. В целом же вся поверхность ядра кометы довольно однород-

на по альбедо и цвету. Вариации альбедо лежат в пределах 50 % от средней величины 0.04. Никаких выходов льда или инея на ядре не было обнаружено, исходя из анализа альбедо или цвета. Была сделана оценка, что ядро кометы Темпеля 1 теряет 10^9 *г* вещества за одно прохождение через перигелий. С помощью инфракрасных наблюдений (1.05–4.8 *мкм*) была построена температурная карта ядра, которая показывает вариации температуры на освещенной стороне от 260±6°К до 329±8°К. Температурная карта полностью соответствует топографии ядра: тени – это холодные области, а наиболее теплые области лежат вблизи подсолнечной точки. Период вращения ядра вокруг собственной оси равен 1.701±0.0014 суток (40.832±0.33 часа). Форма ядра определена не полностью из-за малого периода вращения и большой скорости пролетного модуля Дип Импекта. Размеры ядра 7.6x4.9 *км*. Эффективный радиус ядра кометы равен 3.0±0.1 *км*. Средняя плотность ядра 0.6 *г/см*^{3}.

КА Дип Импект продолжал свой полет по гелиоцентрической орбите и в декабре 2007 г. он пролетел вблизи Земли, где, получив гравитационный импульс, был переориентирован на пролет вблизи ядра короткопериодической кометы семейства Юпитера Бетина (85P/Boethin), мимо которого он пролетел в 2008 г.

Миссия Розетта (Rosetta)

КА Розетта стартовал 2 марта 2004 г. с космодрома Куру (Французская Гвиана) в направлении к ядру короткопериодической кометы Чурюмова-Герасименко (67P/Churyumov-Gerasimenko) [8].

Название миссии – аббревиатура названия проекта на английском языке, которая удачно совпадает с названием древнего города Розетта, который находился в дельте реки Нил и вблизи которого французским капитаном армии Наполеона Пьєром Бушаром 15 июля 1799 г. была найдена базальтовая плита или, иначе, знаменитый "розеттский" камень. На нем сохранились записи одного и того же самого текста, но на трех языках: древнеегипетском (иероглифами), коптском (египетском демотическом шрифтом) и древнегреческом. Коптский и древнегреческий язык знали хорошо и это дало возможность впервые Томасу Янгу и Жану Франсуа Шампольйону в 1822 г. расшифровать древнеегипетские иероглифы, что позволило открыть всему миру интереснейшую историю древнего Египта. Эти три текста были нанесены на плиту в 196 г. до Р.Х. и представляли собой благодарственную надпись египетских жрецов царю Птолемею V Епифану, который руководил Египтом в 204-180 гг. до Р.Х. Розетский камень сохраняется в Лондоне в Британском музее. Символическое название миссии Розетта и состоит в том, что ядро кометы Чурюмова-Герасименко, после посадки на него посадочного модуля, который достанет космический аппарат "Розетта", сыграет своеобразную роль "розеттского" камня для расшифровки тайн ледяных кометных ядер – носителей загадочного реликтового вещества Солнечной системы, а от них прямой путь к решению фундаментальной проблемы космогонии Солнечной системы и происхождения жизни на Земле.

Как же была открыта комета, которой суждено стать "розеттским" камнем?

Летом 1966 г. кафедра астрономии Киевского государственного университета имени Т.Г. Шевченко снарядила и отправила первую кометную экспедицию в Таджикистан на гору Санглок с целью наблюдений и поисков комет как фотографическими, так и визуальными способами. В 1968 г. Вторая кометная экспедиция КГУ проводила наблюдения и поиски комет в Туркменистане на горе Душак.

В 1969 году мы со Светланой Ивановной Герасименко, которая тогда была аспирантом профессора С.К. Всехсвятского, в составе Третьей кометной экспедиции КГУ отправились в Казахстан в Алмаатинскую обсерваторию астрофизического института имени академика АН СССР В.Г.Фесенкова. Нас привлек имеющийся там светосильный 0.5-метровый менисковый максутовский рефлектор. С его помощью было организовано патрулирование нескольких короткопериодических комет семейства Юпитера. Мы отсняли много фотопластинок и выполнили их исследования. На пяти снимках был найден диффузный объект, который сначала мы приняли за периодическую комету Кома-Сола, которую мы и снимали на эти же пластинки. Позднее, когда мы вернулись из экспедиции в Киев, выяснили, что этот объект по координа-

там отличается на 2 градуса от теоретического положения кометы Кома-Сола. Это вызвало у нас удивление, и мы начали искать таинственный объект на других снимках. И еще на четырех снимках, почти на самом краю пластинок, обнаружили этот же объект. Пять его точных положений, определенных по снимкам, давали возможность точно вычислить орбиту кометы. Она оказалась эллиптической и принадлежала до сих пор неизвестной короткопериодической комете с периодом 6.5 лет. О нашем открытии мы сообщили в Центральное бюро астрономических телеграмм в США доктору Б. Марсдену, где фиксируются открытия объектов во Вселенной и Солнечной системе. Через несколько дней нам пришло сообщение, что это действительно новая комета и ее зарегистрировали как комету 1969h или комету Чурюмова-Герасименко. Сейчас эта комета имеет постоянный номер 67P во всех каталогах комет (комета Галлея имеет номер 1P). С момента открытия эта комета уже возвращалась к Земле 7 раз. Перед ее седьмым появлением вблизи Солнца к комете отправлен КА "Rosetta", который достигнет ее ядра в 2014 г. И вместе с ним комета пройдет перигелий в восьмой раз в 2016 г.

Интересной оказалась и динамическая история кометы 67P, т. е. эволюция ее орбиты в прошлом. Оказалось, что за 10 лет до открытия в 1959 г. комета прошла от Юпитера на очень близком расстоянии в 0.05 астрономической единицы или 7.5 *млн км*, что существенно трансформировало все элементы ее орбиты и главным образом перигелийное расстояние, которое до этого сближения превышало 2.5 а. е., а после сближения уменьшилось до 1.3 а. е. Именно после такого заметного изменения орбитальных элементов комета стала доступной для наземных фотографических наблюдений с телескопами, благодаря чему, попав в поле зрения нашего менискового телескопа в Алма-Ате, и была открыта автором и Герасименко.

В 1982 г. комета сблизилась с Землей до 0.39 а. е. и создались наилучшие условия ее видимости с Земли – ее наблюдали на многих обсерваториях Земли, а также многочисленные любители астрономии. Комета в максимуме достигла 9-звездной величины и ее наблюдали даже с помощью биноклей. 12-13 января 1983 г. К. Чурюмов и И. Караченцев получили ее фотографии с помощью самого большого в то время 6-метрового телескопа на Кавказе. Был также получен ультрафиолетовый спектр кометы со спутника IUE.

В 2003 г. космическим телескопом Хаббла была получены серия изображений кометы 67P, на основании которых было построено модельное изображение ядра кометы (рис. 2).

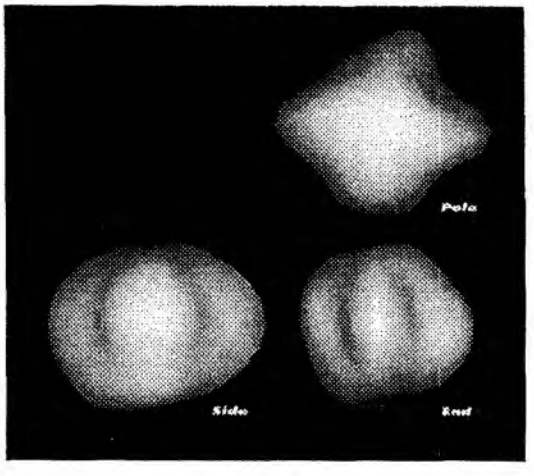


Рис. 2

В плане комета имеет форму креста, а в других проекциях напоминает шляпу. Размер ядра 5x3 *км*, а период вращения вокруг собственной оси 12 часов, т.е. сутки на комете составляют половину земных суток.

В феврале 2004 г. открыватели кометы 67P по приглашению генерального директора Европейского космического агентства Жан-Жака Дордена вылетели из Парижа специальным рейсом во Французскую Гвиану в Южную Америку на космодром Куру, где велись приготовления к старту ракеты Ариан 5 с Розеттой на борту.

Запуск ракеты Ариан намечался на 4 часов 16 минут 00 секунд (по всемирному времени) 26 февраля 2004 года. Однако из-за сильного ветра в высоких слоях атмосферы, облачности и дождя старт был перенесен на утро 27 февраля. Но и вторая попытка на следующий день сорвалась из-за неисправности теплоизоляции одного из двигателей ракеты Ариан. Так как окно для запуска «Розетты» к комете было открыто еще до 21 марта 2004 г., то после исправления досадной неисправности с теплоизоляцией 2 марта 2004 года в 07:17:44 UTC с площадки ELA3 космодрома Куру во Французской Гвиане успешно стартовала ракета-носитель Ariane-5G+ (это по счету был 158 пуск ракеты Ариан на космодроме КУРУ), которая вывела

в космос европейский межпланетный зонд Rosetta (28169 / 2004 006A). Через 2 часа 15 минут после старта произошло успешное отделение КА Розетта от второй ступени ракеты, раскрылись панели солнечной батареи, после чего КА Розетта с посадочным модулем Филы вышла на заданную траекторию полета. Через несколько дней полета, когда орбита стабилизировалась, небесные механики просчитали детальный сценарий миссии, согласно которому Розетта, чтобы с расчетной точностью приблизиться к ядру кометы Чурюмова-Герасименко, должна совершить три гравитационных маневра вблизи Земли и один возле Марса.

Розетта, совершив свой первый виток по околосолнечной орбите в марте 2005 г., вернулась к Земле и, получив от нее первый гравитационный импульс, направилась вокруг Солнца к Марсу. В марте 2007 г. второй виток Розетты по уже слегка вытянутой околосолнечной орбите завершился пролетом вблизи красной планеты на высоте 250 *км*, так как именно на такой пролетной высоте над Марсом «Розетта» получила от него второй ускоряющий гравитационный импульс, который еще больше растянул околосолнечный орбитальный эллипс «Розетты» и отправил ее к Земле. При пролете вблизи Марса приборы «Розетты» провели детальное картографирование поверхности Марса и другие исследования. В ноябре 2007 г. пролетая вблизи Земли, Розетта получила третий гравитационный импульс на своем третьем витке и отправилась к Солнцу по еще больше вытянутой орбите.

Обогнув Солнце, Розетта 5 сентября 2008 г., находясь в главном поясе астероидов, приблизилась на 850 *км* к астероиду Штейнс (№ 2867) и передала на Землю, его изображения и другие научные данные о нем (рис. 3). Эта малая планета была открыта 4 ноября 1969 Николаем Степановичем Черныхом в Крыму и названа в честь известного латышского астронома профессора Карла Августовича Штейнса – специалиста по космогонии комет. (Кстати, три малых планеты – ХТУРЭ, Кащеев и Волощук – были также открыты Николаем Степановичем). Что касается астероида Штейнс, отметим, что это высокоальбедный астероид диаметром около 4.6 *км* и альбедо 0.35, движется по эллиптической орбите с большой полуосью $a = 2.36$ а. е., эксцентриситетом $e = 0.146$ и наклонением i=9.9°.

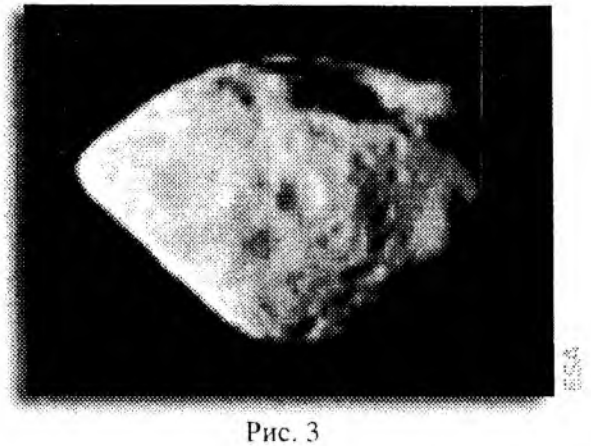


Рис. 3

Возвращаясь из пояса астероидов к Солнцу, Розетта в ноябре 2009 г. вновь пролетела вблизи Земли и, совершив свой четвертый гравитационный маневр, перешла на окончательную орбиту полета к комете Чурюмова-Герасименко. Обогнув в третий раз Солнце, Розетта 10 июля 2010 г. пролетит вблизи крупного астероида Лютеция (№ 21) диаметром 99 км и сфотографирует его. Астероид 21 Лютецию открыл 15 ноября 1852 г. Г.Гольдшмидт. Он движется по эллиптической орбите с большой полуосью $a = 2.43$ а. е., эксцентриситетом $e = 0.163$ и наклонением i=3.1°. Такой крупный астероид будет исследоваться с помощью КА впервые.

После пролета вблизи Лютеции все приборы «Розетты» будут переведены в «спящий» режим почти на 4 года до подлета к ядру кометы. На рис. 4 представлено изображение кометы Чурюмова-Герасименко, полученное 3 мая 2003 г. с помощью "Очень большого телескопа" – Very Large Telescope" Европейской Южной обсерватории в Чили группой наблюдателей, возглавляемых доктором Ритой Шульц, являющейся заместителем научного руководителя космического проекта Розетта. На снимке хорошо различаются все структуры кометы 67P:

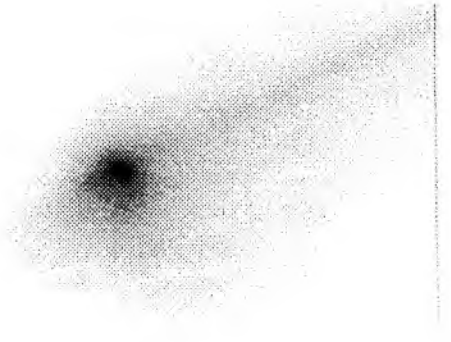


Рис. 4

темная сферическая область – голова (кома с 3х5*км* ядром) и два хвоста – узкий длинный хвост, направленный к Солнцу, и короткий, направленный в противоположную сторону. Это пылевые хвосты, образовавшиеся в результате выброса пылевых частичек из ядра кометы и сконцентрировавшиеся в плоскости орбиты кометы, материализуя таким образом, орбиту, вдоль которой движется ядро кометы. А в 1983 г. у этой кометы наблюдался узкий плазменный хвост, который был детально изучен кандидатом физ.-мат. наук астрономом-исследователем комет Натальей Шабас (трагически погибшей в возрасте 33 лет в 2003 г.), которая вычислила по фотометрическим профилям яркости хвоста значение индукции магнитного поля в нем, оказавшееся более 100 нанотесла, что почти в 2 раза больше, чем в хвосте кометы Галлея [10]. Отсюда Н. Шабас заключила, что наблюдавшийся в январе 1983 г. прямой короткий хвост у кометы 67Р, представлял собой замагниченный пылевой джет. На основании исследований Н. Шабас и из последующих наблюдений пылевых структур в атмосфере кометы 67Р автор этой статьи высказал гипотезу [8], что поверхность и подповерхностные слои ядра кометы 67Р насыщены магнетитовыми микросферулами диаметрами от 1 до 100 микрон, что является источником образования пылевых плазменных джетов, время от времени наблюдающихся у этой кометы. Посадка модуля Филы на ядро кометы 67Р в 2014 г. позволит с помощью его приборов проверить достоверность этого предположения.

В мае 2014 «Розетта» снизит свою скорость относительно ядра кометы до 2 *м/с*, приблизится к нему расстояние 25 *км* и перейдет на орбиту искусственного спутника ядра кометы Чурюмова-Герасименко. Все приборы Розетты будут «разбужены» и приведены в полную готовность, чтобы начать систематические исследования ядра и околоядерной области кометы. В это время будет проведено полное и детальное картографирование поверхности ядра кометы, которое позволит впервые в мире построить детальный «глобус» ядра кометы. Подробный анализ рельефа ядра кометы даст возможность выбрать пять площадок на его поверхности для безопасной посадки спускаемого модуля Филы. В ноябре 2014 г. будет проведен самый сложный и главный этап всей миссии Розетта – отделение от орбитального модуля спускаемого зонда Филы и посадка его на одну из пяти выбранных для этой цели безопасных площадок на ядре кометы. При этом будет включен двигатель на Филы, который погасит скорость зонда до величины меньше 1 *м/с*. Филы совершит мягкую посадку сперва на одну из трех его ножек, затем обопрется и на две другие ножки. При касании второй ножки из зонда выдвинется специальный гарпун, который, проникнув в кометный грунт, закрепит модуль Филы на кометном ядре и сделает его положение надежно устойчивым. После закрепления Филы на кометном ядре девять приборов, установленные на нем, по команде с Земли будут «расчехлены» и приступят к главной задаче миссии – комплексного исследования загадочного реликтового вещества кометного ядра и Солнечной системы.

Филы – это уникальный научный контейнер массой около 21 *кг*. На нем установлено девять приборов: спектрометр альфа лучей, протонов и рентгеновских лучей (АРХ) для исследования элементного состава кометного вещества; газо-хроматограф и мас-спектрограф КОЗАК и МОДУЛУС/ПТОЛЕМЕЙ – для исследования химического состава, изотопного состава и идентификации сложных органических молекул в кометном веществе; СЕЗАМ – для акустического исследования вещества поверхностного слоя ядра, измерения диэлектрических свойств среды, окружающей ядро, и мониторинга столкновений с пылевыми частицами; МУПУС – для изучения физических свойств вещества кометы; КОНЦЕРТ – для исследования электрических характеристик всего ядра и его внутренней структуры; РОМАП – для исследования кометного магнитного поля и его взаимодействия с солнечным ветром; СИВА для получения изображений рельефа ядра в месте посадки Филы и РОЛИС – для обеспечения бурения кометного грунта и исследования вещества, которое находится под поверхностным слоем ядра, для изучения распределения и величины электрических зарядов на ядре и в образце кометного грунта, который будет помещен в специальный коллектор.

На орбитальном модуле Розетты будут работать следующие приборы: ОЗИРИС, АЛИСА, ВИРТИС, МИРО – для получения дистанционным путем прямых изображений поверхности

ядра и спектральных исследований ядра и околоядерной области; РОЗИНА, КОЗИМА, МИДАС – для анализа химического состава кометного вещества, КОНЦЕРТ – для исследования крупномасштабной структуры ядра совместно с аналогичным прибором, установленном на Филы; ГИАДА – для исследования потока пыли и распределения пылевых частичек по массам; РПС – для исследования кометной плазмы и ее взаимодействия с солнечным ветром; РСИ – для исследования кометы с помощью радиоволн.

С модуля Филы научные данные, полученные каждым из его девяти высокоточных и чувствительных приборов, будут передаваться на орбитальный модуль Розетты, а оттуда с помощью радиотелескопа вместе с данными, полученными 11 приборами Розетты, вся научная информация будет передаваться на Землю.

Для питания приборов космической орбитальной лаборатории будет использоваться солнечная батарея площадью 32 $м^2$. С помощью двухметровой антенны радиотелескопа, установленного на Розетте, впервые в истории науки в научные лаборатории на Земле будут поступать уникальные данные о реликтовом веществе Солнечной системы. Многие ученые считают, что это – эксперимент тысячелетия, а по количеству израсходованных на него средств – около полутора миллиарда евро – это будет один из наиболее дорогих экспериментов в истории науки, но "игра стоит свеч". Без всякого сомнения – это самая грандиозная кометная миссия, уникальный и увлекательный эксперимент в истории человеческой цивилизации, результаты которой пополнят новыми открытиями золотой фонд мировой науки.

Список литературы: 1. *Чурюмов К.И.* Кометы и их наблюдение. М.: Наука, 1980,160 с. 2. *Н.А. Беляев, Чурюмов К.И.*. Комета Галлея и ее наблюдение. 1985. М.: Наука, 270с. 3. *Чурюмов К.И.* Космические миссии к ядрам комет: от Веги и Джотто до Розетты // Зб. наук. праць Кам´янець-Подільського національного університету імені Івана Огієнка. Сер. педагогічна. Вип. 15. Управління якістю підготовки майбутніх учителів фізики і трудового навчання. 2009.С. 55-60. 4. *Marc D. Rayman.* The Deep Space 1 extended mission: challenges in preparing for an encounter with comet Borrelly. Acta Astronautica 51, No. 1-9, pp. 507-516 (2002). 5. *A Deep* Impact mission contribution to the internal structure of Jupiter family cometary nuclei: the talps or "layered pile" model. M. J. S. Belton1 and the Deep Impact science team. Belton Space Exploration Initiatives, LLC, Tucson, Lunar and Planetary Science XXXVII (2006), 1232.pdf. 6. *K. Churyumov, V. Kruchynenko , L. Chubko.* On sizes of the artificial explosive crater on the nucleus of comet 9P/Tempel 1. International Workshop "Deep Impact as world observation event", Belgium, Brussels, Book of abstracts, 2006, p. 87. 7. *The Size* of the Artificial Explosive Crater on the Nucleus of Comet 9P/Tempel // Deep Impact as a World Observatory Event: Synergies in Space, Time, and Wavelength. Proceedings of the ESO/VUB Conference held in Brussels, Belgium, 7-10 August 2006. Springer Berlin / Heidelberg. 2009. P. 191-196. 8. *K.I.Churyumov.* Discovery, observations and investigations of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko in Kyiv// in the book "The new ROSETTA targets", 2004, Astrophysics and space science library. Kluwer acad. Publ. Collangelli et al. (eds), p.1-13. 9. *Opik E. J.* Researches on the physical theory of meteor phenomena. I. Theory of the formation of meteor crater // Tartu Obs. Publ. 1936. 28, № 6. 27, p. 10. *Шабас Н.Л.* Фізичні параметри плазмового хвоста комети 67Р/Чурюмова-Герасименко // Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія. 1999. Вип.35. С.80-83.

Киевский национальный университет
имени Тараса Шевченко

Поступила в редколлегию 14.01.2010

УДК 523.51;523.3

В. Г. КРУЧИНЕНКО, д-р физ. мат. наук, К. И. ЧУРЮМОВ, член-корреспондент НАНУ, Т. К. ЧУРЮМОВА

О ПРИТОКЕ НА ЗЕМЛЮ КРУПНЫХ МЕТЕОРОИДОВ

Введение

Количество пылевого вещества, в основном кометного происхождения, пополняющего межпланетное пространство и необходимое для квазистабильного состояния зодиакального облака, как показал Уиппл [38], составляет от 10 до 20 тонн в секунду.

Средняя пространственная плотность межпланетного вещества, согласно работе [21], составляет 10^{-22} *г/см*^{3} и основная его масса – приблизительно 45 % общей массы – заключена в частицах с массами m от 10^{-6} до 10^{-4} *г*. На основании анализа взаимных столкновений и дроблений, радиационного давления и эффекта Пойнтинга-Робертсона время существования частиц с массами от 10^{-4} до 1 *г* на расстоянии 1 *а.е.* от Солнца равно 10^4 лет. От разрушительных столкновений в интервале расстояний $0.03 \le r \le 1$ *а.е.* от Солнца образуется и выталкивается световым давлением около 9 тонн вещества мелких частиц за секунду. Потерянное вещество пополняется за счет кометной (в основном) и астероидной составляющих, а также за счет α – метеороидов – частиц с массами $10^{-13} \div 10^{-11}$ *г*, движущихся к Солнцу с небольшими угловыми орбитальными моментами – "спиралят" к Солнцу под действием эффекта Пойнтинга-Робертсона. Они обнаружены в космических экспериментах "Pioneer 8", "Pioneer 9", "Helios" и "HEOS-2" и названы α – метеороидами в работе [20].

Вследствие эффекта Пойнтинга-Робертсона из объема в интервале расстояний $0.03 \le r \le 1$ *а.е.* от Солнца уходит всего лишь 0.26 тонны вещества за секунду. Из-за столкновительных разрушений мелкие частицы в поле давлений солнечной радиации переходят на гиперболические орбиты и образуют так называемые β-метеороиды, движущиеся от Солнца [15, 16, 39]. Данные космических аппаратов "Pioneer 8" и "Pioneer 9" показали, что β-метеороиды – наименьшие частицы в Солнечной системе ($m \le 10^{-13}$ *г*). Они также выявлены при измерениях на космическом аппарате "Helios" [20]. Наибольшие частицы ($m >> 10^{-11}$ *г*), определенные в этих экспериментах, показывают наибольший угловой момент орбит.

Поток метеороидов на Землю

Сегодня известно уже значительное количество случаев взрыва крупных метеороидов в атмосфере Земли. Об этом свидетельствуют и данные регистраций болидов наземными установками [33, 34], и результаты измерений в атмосфере ярких световых вспышек фотодиодами корпорации "Sandia Laboratories", которые были установлены на геостационарных спутниках США [16, 29, 35], а также данные измерений акустически-гравитационных волн от тепловых взрывов метеороидов [31]. По крайней мере для восьми случаев вхождения космических тел в атмосферу Земли, яркие болиды которых наблюдались инструментально, определены топо-, гео- и гелиоцентрические орбиты и найдены их остатки-метеориты: Pribram (Czechosl., Apr. 1959), Lost City (USA, Jan. 1970), Innisfree (Canada, Feb. 1977), Peekskill (USA, Oct 1992), Sent-Robert (Canada, June, 1994), Tagish Lake (Canada, Jan. 2000), Moravka (Czech. Rep., May 2000), EN171101 (Ukraine, Nov. 2001).

На основании анализа данных таких феноменов, как Тунгусский, Сихотэ-Алинь, Стерлитамак и др. мы впервые [24] высказали предположение, что тепловые взрывы крупных метеороидов и, как следствие, вспышки блеска, происходят в области высот H_* максимального торможения тел. Идея теплового взрыва на высоте максимального торможения была подтверждена при изучении разрушения фрагментов ядра кометы Шумейкер-Леви 9 в атмосфере Юпитера [24, 25]. При этом основным аргументом являлось хорошее согласие вычисленного из теоретической модели времени выхода Plume на "поверхность" Юпитера с данными прямых регистраций с космических аппаратов.

Независимым подтверждением полученной нами глубины взрыва кометного фрагмента диаметром 1 *км* в атмосфере Юпитера была работа [14]. В ней глубина взрыва определялась на основании совершенно иного подхода: из анализа результатов измерений излучения молекул, которые образованы при взрыве и вынесены в верхнюю атмосферу Юпитера.

Очевидно, высота максимального торможения метеороида определяется из условия равенства нулю второй производной скорости по времени. Иногда под областью максимального торможения неверно понимают область задержки метеорного тела, которая соответствует равенству силы тяжести и силы аэродинамического сопротивления. При расчетах параметров на высоте максимального торможения возможны два варианта: мидель тела постоянен ($S = S_0 = \text{const}$), когда потерей массы при движении тела в атмосфере можно пренебречь, и $S \neq \text{const}$, когда мидель зависит от времени t или от высоты H. Первый случай можно использовать при рассмотрении очень больших тел, для которых влияние атмосферы Земли минимально и которые достигают поверхности нашей планеты практически без потери скорости и массы, либо для очень мелких метеорных частиц, так называемых микрометеоритов Уиппла [36, 37], которые входят в атмосферу Земли с космическими скоростями, но из-за теплового излучения и торможения метеорами не становятся, массы не теряют и превращаются в аэрозоли.

Нами разработана методика, которая позволяет получать все необходимые параметры метеороида и болида на высоте максимального торможения для обоих указанных выше случаев [9].

Нетрудно получить, что суммарная масса атмосферы в цилиндрическом объеме, образованным пролетом метеороида до высоты максимального торможения H_*:

$$\frac{S_0 H^* \rho(H_*)}{\cos Z_R}, \tag{1}$$

где S_0 – поперечное сечение тела (мидель), H^* – высота однородной атмосферы (шкала высот), $\rho(H_*) = \rho_*$ – плотность атмосферы на высоте H_* над земной поверхностью, Z_R – зенитное расстояние радианта. Все параметры на высоте максимального торможения будем записывать с нижним индексом "$_*$", индекс "$_0$" указывает на величину параметра при входе в атмосферу.

Подставим в (1) значения $\rho(H_*)$ из зависимости: $\dfrac{d\ln V_*}{d\ln \rho_*} = -\dfrac{\rho(H_*)}{K} = \ln\left(\dfrac{V_*}{V_0}\right) = -\dfrac{1}{2}$,

выведенной в работе [9].

Здесь $\dfrac{\Gamma S_0 H^*}{m_0 \cos Z_R} = \dfrac{1}{K} = const$, V – скорость тела, Γ – коэффициент сопротивления и получим, что указанная выше суммарная масса атмосферы равна начальной массе метеороида m_0 (точнее, равна $m_0/2\Gamma$, но коэффициент торможения для больших тел $\Gamma \cong 0.5$). Формула (1) позволяет оценить предельную максимальную массу метеорного тела $m_{0\max}$, которое будет иметь максимальное торможение в пределах земной атмосферы. Поскольку такая масса определяется максимальным торможением вблизи поверхности Земли, подставим в (1) вместо $\rho(H_*)$ соответствующее значение плотности атмосферы (ρ_0), а также величину миделя тела в зависимости от массы согласно формуле

$$S_0 = \frac{A m_0^{2/3}}{\delta^{2/3}}, \tag{2}$$

где A – коэффициент формы, δ – плотность метеороида. Приравняв соотношение (1) массе $m_{0\max}$, получим

$$m_{0\max} = 1.56 \cdot 10^{-9} \left(\frac{AH^*}{\delta^{2/3} \cos Z_R} \right)^3. \tag{3}$$

Из формулы (3) следует, что максимальная масса такого метеороида не зависит от скорости, а определяется лишь коэффициентом формы, значением шкалы высот, плотностью тела и $\cos Z_R$. Принимая значения параметров: $A = 1.21...1.65$, $H^* = (6.7...7.3)\cdot 10^5$ *см*, $\delta = 3$ *г/см*^{3} и $\cos Z_R = 1.0...0.5$, получим $m_{0\max} = 10^8 \div 10^9$ *г*. Таким образом, максимальная начальная масса тела, которое может достигать максимального торможения в пределах земной атмосферы, не превышает 10^9 *г*. Отсюда: максимальный диаметр монолитного каменного тела составляет ≈ 8.6 *м*, а не 100 *м*, как считают авторы работы [23]. Если в формулу (3) подставить плотность железного метеороида (7.8 *г/см*^{3}), то максимальная масса $m_{0\max} = 1.6\cdot 10^7 \div 1.7\cdot 10^8$ *г*. Метеороиды, массы которых превышают 10^9 *г*, будут иметь максимальные торможения ниже поверхности Земли (формально), то есть взрываться будут не в атмосфере, а в поверхносном слое почвы, образуя взрывные кратеры [7].

Вспышка блеска (тепловой взрыв) происходит на небольшом интервале высот, значительно меньшем высоты однородной атмосферы. Потеря телом энергии на торможение за это время превосходит энергию, которая необходима для полного испарения всего тела (удельная энергия – в расчете на 1 *г* вещества – равна $8\cdot 10^{10}$ *эрг*). Поэтому взрыв можно считать точечным и применять известную теорию взрыва в среде с експоненциально изменяющейся плотностью [3, 4]. Согласно этой теории, скорость распространения взрывной волны в неоднородной атмосфере зависит от направления: при перемещении вниз, в направлении самого высокого возможного увеличения плотности, взрывная волна замедляется и максимально уменьшает энергию; при перемещении вертикально вверх, в направлении максимального уменьшения плотности, взрывная волна ускоряется и, в пределах ограниченного времени, "прорывает" атмосферу. Взрывная волна уходит вниз на расстояние не более $2H^*$, в перпендикулярном направлении на высоте взрыва – на расстояние приблизительно $3.5H^*$. Дальше распространяеся упругая или звуковая волна. Таким образом, если тепловой взрыв метеороида произойдет на высоте большей 15 *км*, то к поверхности Земли взрывная волна не дойдет. Если бы на такой высоте (≈ 15 *км*) взорвалось Тунгусское тело, то никаких последствий на поверхности Земли не было бы.

Достижение метеорным телом высоты максимального торможения – условие необходимое, но недостаточное для того, чтобы произошел взрыв. Известны метеороиды, которые достигали высоты максимального торможения, но взрыв не происходил (например, болиды Kourim, Lost City). Некоторые из болидов Сети Прерий [27, 28] имели вспышки блеска, которые к тепловым взрывам не относятся.

Используя различные данные регистрации метеорных частиц с помощью космических аппаратов и высотных ракет, результаты оптических и радиолокационных наблюдений метеоров и болидов, акустических волн и взрывов метеороидов в атмосфере Земли, а также выводы относительно лунных кратеров и распределения астероидов, мы получили [8] общее интегральное соотношение для притока космических тел на Землю в широком спектре масс, которое представляем в виде следующей функции:

$$\lg N_c = 7.86 - 0.892 \lg m, \qquad (4)$$

где N_c – интегральный поток тел с массой не меньше m (в граммах) на всю Землю за год.

Формула (4) дает некоторую среднюю характеристику темпа притока космических тел на Землю. Согласно (4) суммарный приток вещества на Землю равен $1.4\cdot 10^5$ *тонн/год*. Öpik [30] в своем детальном анализе приходит к выводу, что прирост массы Земли в результате "ортодоксальной аккреции", т.е. в результате прямых столкновений частиц с планетой, составляет около $2.5\cdot 10^5$ *тонн/год* с возможным отклонением, как считает автор, не более чем в 3 раза, т.е. результат близкий к тому, что следует из зависимости (4).

Результаты "Прерийной Сети" [27, 28] содержат данные о наблюдениях 322 болидов, из которых 195 метеороидов, породивших болиды, имеют начальные массы не меньше 1 кг. Примерно 30 % из них (58 метеороидов) достигли высот $H \le 30$ *км*. Один из них (Lost Sity) достиг земной поверхности, хотя авторы работы [22] считают, что количество метеоритов должно быть от одного до трех. Согласно (4), каждые сутки в атмосферу Земли входит около

418 метеороидов с массами не меньше 1 *кг*. Около 30 % из них достигают высот 30 *км* и меньше. Отсюда, число метеоритов за год составляет около 800. Оценка числа метеоритных падений, приведенное в других работах, близка к нашей.

На основании уравнения (4) и приведенных данных следуют такие заключения.

Наибольшее тело, которое падает на Землю в течение года, имеет массу $6.6 \cdot 10^8$ *г*. Такое тело при начальной скорости 20.3 *км/с* (эту скорость для крупных тел принимают авторы работы [16]) не достигает высоты H_* максимального торможения в пределах земной атмосферы, так как для него следует: $H_* = -1.5$ *км* (ниже земной поверхности, формально). При данной скорости граничное значение массы тела, которое будет иметь максимальное торможение вблизи земной поверхности (при $H_* = 0$ *км*) равно $4 \cdot 10^8$ *г* (его энергия ≈ 20 *кТ* ТНТ). В работе [16] получено, что Земля в среднем ежегодно сталкивается с максимальным космическим телом, энергия которого ≈ 5 *кТ* ТНТ (масса $\approx 10^8$ *г*). Из работы [35] следует, что эта величина совпадает с нашей оценкой (20 *кТ* ТНТ).

На основании соотношения (4) оценим частоту притока на Землю крупных метеороидов, массы которых не меньше 10 *кг*. Результаты вычислений – средний интервал времени T между двумя падениями тел массы m на Землю, согласно функции (1) – приведены в таблице. Из нее следует, например, что событие типа Тунгусского падения (диаметр тела 160 *м*, его плотность 1 *г/см*^{3}, начальная масса $m_0 \approx 2 \cdot 10^{12}$ *г*) происходит один раз за период $P = 1/N_c(m \geq 2 \cdot 10^{12}) = 1300$ лет. Масса Аризонского тела такая же, как и Тунгусского, поэтому периоды их падений совпадают.

Таблица

m	T
10 *кг*	26.8 минут
100 *кг*	3.50 часов
109 *кг* (KOURIM, EN220495)	3.77 часов
1 *т*	27.2 часов
4.3 *т* (EN171101 [27])	4.16 суток
10 *т*	8.84 суток
70 (60) *т* (Гоба)	50 (44) суток
100 *т* (Сихотэ-Алинь)	2.3 месяцев
650 *т*	1 год
$5 \cdot 10^3$ *т*	6.2 лет
$2 \cdot 10^6$ *т* (Тунгусский, Аризонский)	1300 лет
$2 \cdot 10^8$ *т* (диаметр ≈ 0.5 *км*)	80 тыс. лет
$1.6 \cdot 10^9$ *т* (диаметр ≈ 1 *км*)	0.5 млн. лет
$2 \cdot 10^{11}$ *т* (диаметр ≈ 5 *км*)	37 млн. лет
$1.6 \cdot 10^{12}$ *т* (диаметр ≈ 10 *км*)	240 млн. лет

В работе [16] приведены результаты обработки наблюдений вспышек крупных метеороидов в атмосфере Земли, полученные с помощью оптических сенсорных датчиков, которые были установлены на геостационарных спутниках США и регистрировали суммарные энергии излучения. За 8,5 лет (с февраля 1994 по сентябрь 2002 г.) зарегистрировано 300 таких явлений.

На основании анализа результатов наблюдения вспышек авторами построена зависимость

$$\lg N = 0.5677 - 0.90 \lg E,$$

где N – кумулятивное число объектов, сталкивающихся с Землей каждый год с энергией не меньше E (в *кТ* ТНТ). Далее осуществлен переход к интегральному распределению притока тел по диаметрам (D), принимая плотность тел 3 *г/см*^{3}, скорость их входа в атмосферу 20,3 *км/с*:

$$\lg N = 1.568 - 2.70 \lg D,$$

где D – в метрах.

Для сравнения с кумулятивной зависимостью (4) мы записали предыдущую формулу как функцию массы:

$$\lg N_R = 7.146 - 0.90 \lg m, \qquad (5)$$

где N_R – поток тел с массами не меньше m (в граммах) за год на всю Землю. Отметим, что принятая авторами величина скорости близка к значению 21 *км/с*, которая следует из данных каталогов [27, 28] для тел, начальная масса которых не меньше 1 *кг* [8].

Зависимость (5) показана на рис. 1 прямой 1. На основании интервала наблюденных энергий $3.2 \cdot 10^{-2} \div 5.0 \cdot 10^5$ *кТ* получен интервал масс $6.5 \cdot 10^5 \div 1.0 \cdot 10^{13}$ *г*. Сравнение зависимости (5) с нашей обобщенной формулой (4) показывает, что обе кривые почти не отличаются

величиной наклона (или параметром, характеризующим распределение тел по массе), но имеется значительный сдвиг по ординате (см. на рис.1 прямые 1 и 4).

Мы полагаем, что такое различие может быть связано с тем, что энергии вспышек (взрывов), которые происходят глубоко в атмосфере – на высотах максимальных торможений H_*, авторы приписывают энергиям тел при входе их в атмосферу. В статье [16] написано: "Принимаем, что общая оптическая энергия каждого явления будет указателем начальной кинетической энергии метеороида".

В этом их принципиальная ошибка, поскольку фактически они принимают, что тепловые взрывы метеороидов происходят при входе в атмосферу нашей планеты. Принимаем следующее первое приближение: все тела рассматриваемого интервала масс достигли высоты H_* и взорвались. Вся оставшаяся масса метеороида на высоте H_* ушла во вспышку. (Последнее возможно только в случае кометных тел). Если скорость при входе в атмосферу была 20.3 *км/с*, то при взрыве на высоте H_* она будет равной приблизительно 12 *км/с*, поскольку на высоте максимального торможении скорость составляет 0.606 V_0, а масса тела станет равной 0.78 m_0 [9]. Тогда исправленный интервал начальных энергий будет: $0.13 \div 2.0 \cdot 10^6$ *кТ*, а интервал исправленных начальных масс: $2.6 \cdot 10^6 \div 4.1 \cdot 10^{13}$ *г*. В этом случае интегральное распределение потока тел

$$\lg N'_R = 7.685 - 0.90 \lg m . \qquad (6)$$

В зависимости (6) по сравнению с формулой (5) сдвиг по ординате уменьшился в 4 раза и она существенно приблизилась к нашей формуле (см. рис. 1 кривые 1 и 4).

Если мы рассматриваем разрушение монолитных тел, то после вспышки (взрыва) на высоте H_* остается масса, которая составляет приблизительно 0.3 m_0. Последняя либо целиком, либо в раздробленном виде выпадает на поверхность Земли, образуя ударные кратеры.

Оценку неразрушенной после вспышки массы мы получили из данных о выпавших массах метеороидов Сихотэ-Алиня, Стерлитамака и Куня-Ургенч [5, 6, 8]. До высоты максимального торможения расходуется масса приблизительно равна 0.2 m_0.

На этом основании рассмотрим второе приближение. Полагаем, что в наблюдаемых вспышках, образованных разрушением монолитных тел, расход массы составлял 0.5 m_0. При таком предположении нетрудно получить, что исправленный интервал энергий – кинетические энергии тел при входе в атмосферу – равен $0.18 \div 2.9 \cdot 10^6$ *кТ*; исправленный интервал начальных масс составит $3.7 \cdot 10^6 \div 5.9 \cdot 10^{13}$ *г*, а интегральную функцию потока метеороидов получим в виде

$$\lg N''_R = 7.828 - 0.90 \lg m . \qquad (7)$$

После такой процедуры полученная функция (7) практически совпадает с выведенной нами интегральной зависимостью (на рис. 1 кривые 3 и 4).

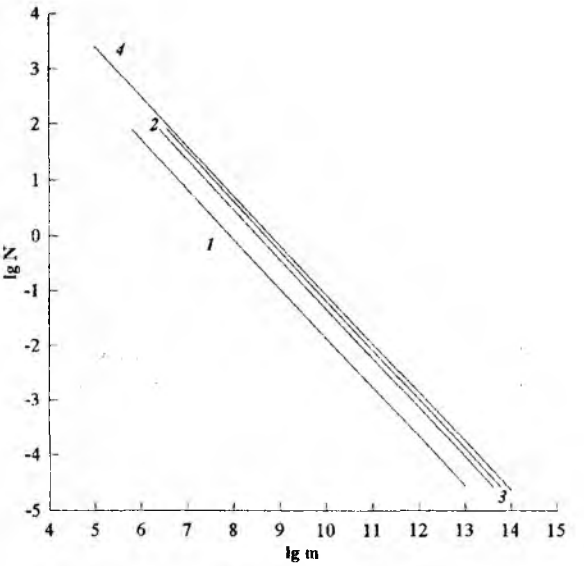


Рис. 1. Интегральные кривые притока космических
1 – зависимость (5), полученная на основании данных работы [16], о распределении по диаметрам,
2 – результат первого приближения (6),
3 – результат второго приближения (7).
4 – обобщенная функция притока (4).

Среди наблюденных явлений имеются такие, начальные массы которых превышают 10^9 *г*. Исходя из предыдущих вычислений, мы полагаем, что все полученные авторами работы [16] вспышки метеороидов, исправленные массы которых заключены в интервале $10^9 \div 4.1 \cdot 10^{13}$ *г*, вызваны кометными телами низкой плотности и поэтому полностью разрушающиеся на высотах H_*.

Другими словами, все вспышки, энергии которых превышают 20 $кТ$, порождены, вероятно, кометными телами. Согласно приведенных зависимостей, в данной выборке их не больше двух. По крайней мере тот болид, который зарегистрирован 6 июня 2002 г над Средиземным морем (см. рис. 2), величина энергии которого на высоте максимального торможения равна 26 $кТ$, порожден кометным телом. Масса этого тела во время взрыва равнялась $1.4 \cdot 10^9$ $г$, а при входе в атмосферу – $1.8 \cdot 10^9$ $г$.

На рис. 2 приведена оптическая кривая болида 6 июня 2002 г. над Средиземным морем. Предполагаемое значение энергии этого события, которое определено на основе инфразвуковых/акустических данных, оценено в 26 $кТ$ ТНТ (рис. 1 из статьи [16]).

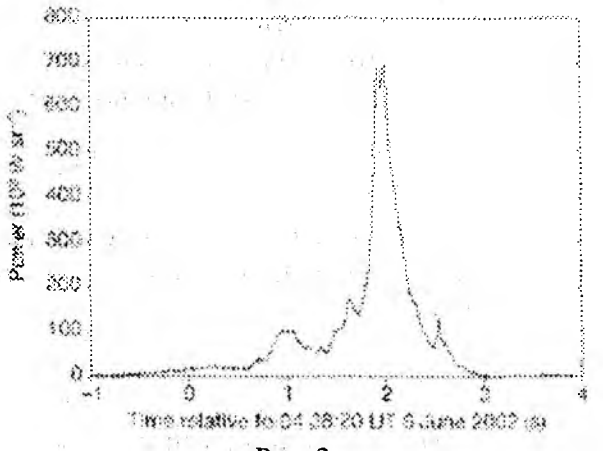


Рис. 2

Известны и другие случаи, когда наблюдаемые болиды были порождены кометными телами. Например, 1 февраля 1994 г. в районе Маршалловых островов над Тихим океаном пролетел яркий болид – по свидетельским показаниям – "ярче Солнца". Поскольку масса тела около $4 \cdot 10^8$ $г$ была разрушена на высотах 34 – 21 $км$, очень вероятно, что это был кометоид. Другой очень яркий болид наблюдался над Гренландией 9 декабря 1977 г. Даже те, кто видел болид с расстояния 100 – 300 $км$, говорили, что он осветил местность ярче Солнца. Он зарегистрирован спутниковой системой наблюдений и определенная излучаемая им энергия составила $2.7 \cdot 10^{18}$ $эрг$. Основное разрушение метеороида происходило на высотах от 46 до 25 $км$.

Уникальным является Тунгусский феномен. Поскольку имеются работы (например, [18]), в которых утверждается, что такое явление могло быть порождено монолитным телом, нами рассмотрена [9] возможность достижения таким телом высоты максимального торможения. Согласно анализу, проведенному в монографии [1], наиболее вероятные значения основных исходных величин следующие: $m_0 = 2 \cdot 10^{12}$ г, $V_0 = 31$ $км/с$, $Z_R = 75^0$.

Наиболее уверенным параметром, повидимому, является высота взрыва, которую мы отождествляем с высотой максимального торможения. Эта высота ($H_* = 5.3$ $км$) следует из работ [12, 13], где проведен анализ барограммы, зарегистрированной Потсдамским геофизическим институтом, на основании которого определена скорость распространения воздушной волны (317.9 $м/с$), обошедшей земной шар. Исходя из значения скорости выведена высота взрыва. Здесь же [12] отмечено, что точно такой же (318 $м/с$) оказалась скорость распространения взрывной волны, полученная Астаповичем и Уипплом по совокупности барограмм на различных станциях мира. Как пишет Фесенков [13], "только те волны могли обойти весь земной шар, которые продолжали двигаться на одной и той же высоте, равной высоте самого взрыва".

Из приведенных данных следует, что начальная энергия Тунгусского явления равна $9.6 \cdot 10^{24}$ $эрг \cong 230$ Mm ТНТ. Важной характеристикой является величина энергии, которая выделилась при взрыве. На основании различных оценок она составляет приблизительно $4 \cdot 10^{23}$ $эрг$, то есть, если скорость на высоте H_* максимального торможения стала приблизительно равной $0.606 \cdot V_0 = 0.606 \cdot 31 = 19$ $км/с$, то масса уменьшилась примерно на порядок и стала равной $2 \cdot 10^{11}$ $г$. Использование приведенных выше зависимостей в предположении, что плотность метеороида изменяется в широких пределах, а именно от 1.0 до 7.0 $г/см^3$, приводит к однозначному результату: высота максимального торможения (высота взрыва) $H_* < 0$, то есть взрыв не мог произойти над поверхностью Земли и монолитное тело с такой массой образовало бы взрывной кратер близкий по размеру к Аризонскому. Если принять максимально возможные значения коэффициента абляции (тело интенсивно разрушалось при полете через атмосферу) и высоты однородной атмосфе-

ры ($5.5\cdot10^{-12}$ $c^2/см^2$, $8.0\cdot10^5$ *см* соответственно), то получим $H_* \approx 5.5$ *км*. Но это не реальный случай, поскольку из-за чрезвычайно высокого коэффициента абляции остаточная масса тела на высоте взрыва будет составлять всего от нескольких сот грамм до нескольких килограммов. Почти вся масса метеороида будет израсходована на пути до высоты H_* и никакого взрыва не может произойти. Поэтому, исходя из изложенного, на основании модели монолитного тела при использовании приведенных параметров объяснить Тунгусское явление не представляется возможным. Видимо, только кометная модель может объяснить этот феномен.

Необходимо отметить, что разрушение космических тел в земной атмосфере в первую очередь определяется большими нагрузками от действия массовых сил инерции. Значение этих нагрузок зависит от максимального торможения тел [9]:

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_* = \frac{\cos Z_R}{H^*} V_*^2 \ln\left(\frac{V_*}{V_0}\right) = -0.184\frac{V_0^2\cdot\cos Z_R}{H^*}.$$

Отсюда следует максимальная величина массовых сил инерции, которые достигаются в атмосфере Земли (в единицах ускорения свободного падения g). Если принять: $Z_R = 45^0$ $H^* = 7\ 10^5$ *см*, получим

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_* / g = 1.90\cdot10^{-10}V_0^2,$$

то есть при выбранной авторами работы [16] скорости входа $V_0 = 20.3$ *км/с* массовые силы инерции превышают ускорение земного тяготения в 780 раз.

Известно, что высокие давления, действующие на лобовую поверхность космических тел в атмосфере Земли, намного превосходят прочность всех возможных материалов. Поэтому на высоте максимального торможения интенсивно дробятся любые тела, а рыхлые, кометные – тем более.

Оценим, на каких высотах аэродинамические нагрузки $\Gamma\ \rho(H)V^2$ достигают значений прочностей тел на сжатие $\sigma_c = 5\cdot10^6$ *дин/см*^{2} (для ледяных кометных ядер [10]), $5\cdot10^8$ *дин/см*^{2} (для каменных тел), $2\cdot10^9$ *дин/см*^{2} (для железных тел). Для расчетов используем вполне удовлетворительную аппроксимацию для изменения плотности атмосферы с высотой в интервале $H = 10\div100$ *км*, полученную нами на основании данных о "стандартных атмосферах" [11, 17]:

$$\rho(H) = 1.84\cdot10^{-3}\exp\left(-\frac{H}{6.8}\right) \qquad (8)$$

или $H = -43.0 - 6.82\ln\rho$, где ρ в *г/см*^{3}, H – в *км*. При скорости входа тела в атмосферу равную 20.3 *км/с* эти высоты H_C, соответственно равны 45, 14 и 4.4 *км*. На этих высотах должно происходить интенсивное дробление тел. Раздробленный материал быстро тормозится и, испытывая взаимное давление фрагментов, "растекается" подобно жидкости. Скорость "растекания" V_t, согласно [23], можно представить в виде

$$V_t = V(3.5\rho/\delta)^{1/2}. \qquad (9)$$

Для кометного тела интенсивное дробление начнется с высоты 45 *км*. За короткое время $\approx r/V_t$ (r – средний размер фрагментов) эффективный мидель кометоида, определяемый тангенциальной скоростью фрагментов (9) и увеличиваясь как $n^{1/3}$ (n – число испаряющихся фрагментов), может возрасти на порядок. Кинетическая энергия раздробленного материала передается в небольшой объем воздуха перед телом, сжимая и нагревая его до нескольких десятков тысяч градусов. Последствия такого процесса – тепловой взрыв с мощностью, которая равна переданной кинетической энергии. Теория Григоряна [2] адекватно описывает Тунгусское явление. Существенное, что мы можем добавить к этой теории, – высоту теплового взрыва, который происходит в "момент" максимального торможения. В земной атмосфере этот "момент" определяется участком высот $\approx 50\div100$ *м*.

В то же время наличие неточных исходных параметров Тунгусского феномена (m_0, V_0, Z_R) дает широкое поле для спекулятивных работ.

Список литературы: 1. *Бронштэн В.А.* Тунгусский метеорит: история исследования. М.: А.Д.Сельянов. 2000. 311 с. 2. *Григорян С.С.* О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космич. исслед. 1979. 17, № 6. С. 875 – 893. 3. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с. 4. *Компанеец А.С.* Точечный взрыв в неоднородной атмосфере // ДАН СССР. 1960. 130, № 5. С. 1001 – 1003. 5. *Кручиненко В.Г.* Определение физических характеристик метеоритообразующего тела Стерлитамак // Астрон. вестн. 1992. 26, № 4. С. 104 – 112. 6. *Кручиненко В.Г.* Анализ изменения физических характеристик метеоритообразующего тела Стерлитамак вдоль пути // Астрон. вестн. 1993. 27, № 6. С. 87 – 94. 7. *Кручиненко В.Г.* Метеоритные кратеры на поверхности Земли // Кинематика и физика небес. тел. 2000. 16, № 6. С. 507 – 518. 8. *Кручиненко В.Г.* Приток космических тел на Землю в широком интервале масс // Кинематика и физика небес. тел. 2002. 18, № 2. С. 114 127. 9. *Кручиненко В.Г.* Тепловые взрывы метеороидов в атмосфере Земли // Кинематика и физика небес. тел. 2004. 20, № 3. С. 269 – 282. 10. *Лавров В.В.* Деформация и прочность льда. Л.: Гидрометеоиздат, 1969. 206 с. 11. *Таблица временной стандартной атмосферы.* ГОСТ 4401-64. М., 1964. 12. *Фесенков В.Г.* О воздушной волне, произведенной падением Тунгусского метеорита 1908 г // Метеоритика. 1959. Вып. 17. С. 3 – 7. 13. *Фесенков В.Г.* О кометной природе Тунгусского метеорита // Астрон. журн. 1961. 38, № 4. С. 577 – 592. 14. *Berezhnoi A.A., Shevchenko V.V., Klumov B.A., Fortov V.E.* Collision of a comet with Jupiter: Determination of fragment penetration depths the molecular spectra // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1996. 63, № 6. P. 387 – 391. (1996 American Institute of Physics. [S0021-3640(96)00106-5]). 15. *Berg O.E. and Grün E.* Evidence of hyperbolic cosmic dust particles // Space Resuarch. 1973. 13. P. 1047 – 1055. 16. *Brown P., Spalding R.E., ReVelle D.O. et al.* The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth // Nature. 2002. 420. P. 314 – 316. 17. *Cospar International Reference Atmosphere (CIRA-1972).* Berlin: Akademie – Verlag, 1972. 450 p. 18. *Foschini L.* A solution for the Tunguska event // Astron. and Astrophys. 1999. 342. P. L1 – L4. 19. *Grün E. and Zook H.A.* Dynamics micrometeoroids in the inner Solar System // In: *Solid Particles in the Solar Sestem* / Eds. I.Halliday and B.A. McIntosh. Reidel, Dordrecht. 1980. P. 293 298. 20. *Grün E., Pailer N., Fechtig H. and Kissel J.* Orbital and physical characteristics of micrometeoroids in the inner Solar System as observed by Helios 1 // Planet. Space Sci. 1980. 28. P. 333 – 349. 21. *Grün E., Zook H.A., Fechtig H. and Giese R.H.* Collisional Ballance of the Meteoric Complex // Icarus. 1985. 62, № 2. P. 244 – 272. 22. *Halliday I., Blackwell A.T., and Griffin A.A.* The frequency of meteorite falls on the Earth // Science. 1984. 223. P.1405 – 1407. 23. *Hills J.G. and Goda P.* Demage from the impacts of small asteroids // Planet Space Sci. 1998. 46. P. 219 – 229. 24. *Kruchinenko V.G.* The Explosion in the Jupiter Atmosphere // Proc. of European SL/Jupiter Workshop / Eds.: by R.West and H.Bohnhard. 1995. P. 287 – 292. 25. *Kruchinenko V.G.* The collision of the comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter // Astron. and Astrophys.Transactions. 1997. №13. P. 191 – 197. 26. *Kruchynenko V.G.* Thermal Explosions of Meteoroids in the Eartth's Atmosphere // Proc. Intern. Conf. Meteoroids 2001. Swedish Inst. Space Physics, Kiruna, 6-10 Aug. 2001. (ESA SP – 495, November 2001). P. 351 – 356. 27. *McCrosky R.E., Shao C. Y. and Posen A.* Prairie network fireball data. I. Summary and orbits // Center for Astrophysics. Prep. Ser. 1976. № 665. 13 p. 28. *McCrosky R.E., Shao C.- Y., and Posen A.* Prairie network fireball data. II. Trajectories and light curves // Center for Astrophysics. Prep. Ser. 1977. № 721. 61 p. 29. *Nemtchinov I.V., Svetsov V.V., Kosarev I.B. et al.* Assessment of kinetic energy of meteoroids detected by satellite-based light sensors // Icarus. 997. 130, № 2. P.259 – 274. 30. *Öpik E.J.* Interplanetary dust and terrestrial accretion of meteoric matter // Irish Astron. J. 1956. 4, № 3/4. – P. 84 135. 31. *ReVelle D.O.* Historical detection of atmospheric impacts by large bolides using acoustic-gravity waves // Near-Earth Objects / Ed. Remo J. Annals of the New York Academy of Sciences. 1997. 822. P. 284 –302. 32. *Shoemaker E.M.* Asteroid and comet bombardment of the Earth // Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 1983. 11, 461. P. 494. 33. *Spurny P.* Exceptional fireballs photographed in central Europe during the period 1993 – 1996 // Planetary and Space Science / Spec. Issue: ASTEROIDS, COMETS, METEORS 1996–I. 1997. 45, № 5. P. 541 – 555. 34. *Spurny P. and Porubčan V.* The EN171101 – the depest ever photographed fireball // Proc. of Asteroids, Comets, Meteors (ACM 2002). 29 Juli – 2 August 2002. Technical University Berlin. Germany (ESA – 500). Nov. 2002. P. 269 – 272. 35. *Tagliaferri E.* Satellite Observations of Large Meteoroid Impacts // Report at "Workshop on Satellite Observation of Meteoroid Impacts into the Atmosphere", Sandia National Laboratories. May 1995. 36. *Whipple F. L.* The theory of micro-meteorites. Part I. In an isothermal atmosphere // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. 1950. 36, № 12. P. 686 – 695. 37. *Whipple F. L.* The theory of micro-meteorites. Part II. In heterothermal atmospheres // Proc. Nat. Acad. Sci. Amer. 1951. 37, № 1. P. 19 – 29. 38. *Whipple F. L.* On maintaining the meteoritic complex // In: Studies in interplanetary particles. Smithson. Astrophys. Obs. 1967. Spec. Rep. 239. P. 3 – 45. 39. *Zook H.A. and Berg O.E.* A source for hyberbolic cosmic dust particles // Planet. Space Sci. 1975. 23. P.183-203.

Астрономическая обсерватория
Киевского национального университета
имени Тараса Шевченко

Поступила в редколлегию 15.01.2010

УДК 523.68

Н.А. КОНОВАЛОВА, канд. физ.-мат. наук, М. НАРЗИЕВ, канд. физ.-мат. наук

О МЕХАНИЗМЕ РАЗРУШЕНИЯ И ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ СОВМЕСТНЫХ РАДИО-ОПТИЧЕСКИХ МЕТЕОРОИДОВ

Кривые блеска и ионизации метеоров содержат ценнейшую информацию не только о физико-динамических характеристиках, но и о процессах, сопровождающих полет метеороида в земной атмосфере (в частности о механизме разрушения метеороида). Как известно, кривые блеска и ионизации индивидуальных метеоров получают обычно в результате базисных оптических (фотографических, электронно-оптических, телевизионных) или многостанционных радиолокационных наблюдений. Однако ввиду того, что при одновременных комплексных оптических и радиолокационных наблюдениях одних и тех же метеоров существенно расширяется объем полученной информации не только о физико-динамических характеристиках метеороидов, но и о процессах их разрушения в земной атмосфере, представляет особый интерес изучение механизма разрушения метеороидов и их природы по данным совместных радиооптических наблюдений.

К настоящему времени на основе результатов совместных радиооптических наблюдений получено свыше ста метеоров различных скоростей и яркостей. В частности, в результате фото-радиолокационных наблюдений в 60-е годы в Джодрел Бэнке (Англии) [1] и в ГиссАО (Таджикистан) были получены соответственно 7 метеоров от +3 до –1.8 абсолютной звездной величины и 8 ярких метеоров от –2.1 до –7.2 абсолютной звездной величины [2, 3]. Так как по радионаблюдениям получали информацию лишь об одной точке на следе метеоров, то позже в 70-х и начале 80-х годов в США и Таджикистане с целью получения распределения свечения и ионизации вдоль следов одних и тех же метеоров были организованы параллельные телевизионные и базисные радиолокационные наблюдения метеоров [5 - 7]. В результате двухгодичных параллельных наблюдений в США было получено 29 совместных метеоров, а за двухгодичный цикл наблюдений в период действия главных ежегодных метеорных потоков в Таджикистане было получено 57 совместных метеоров. Методика редукции наблюдательных данных и данные о траекториях этих метеоров изложены в [5 - 7].

Анализ кривых блеска и ионизации, а также форма амплитудно-временных характеристик (АВХ) метеоров в [4] и данные об АВХ совместных метеоров, полученных в Душанбе, свидетельствуют о том, что в большинстве случаев в формировании АВХ как ярких, так и слабых совместных метеоров особое место занимает дробление метеорного тела. Влияние дробления на формирование АВХ метеоров проявляется в виде замывания дифракционных картинок, в виде вспышек или флуктуаций на подлете дифракционных картинок и т.д.

Цель настоящей работы – выявление механизма разрушения исследуемых метеорных тел и определение их плотностей на основе моделирования кривых блеска как в рамках теории «единого тела», в которой механизмом абляции является испарение поверхностного слоя, так и теории квазинепрерывного дробления метеороида на мельчайшие фрагменты. Выявление механизма разрушения исследуемых метеороидов имеет очень важное значение для решения вопроса об их составе и структуре.

В качестве наблюдательного материала для анализа использовались опубликованные данные о 8 ярких метеорах, полученные в результате совместных фото-радиолокационных наблюдений в Душанбе [2, 3], а также данные о слабых метеорах, полученные в результате совместных радио-телевизионных наблюдений в Душанбе [5–7] и США [4]. Из массива данных, пригодных к обработке оказалось около 60% метеоров, для которых имелась полная кривая блеска, сведения о высоте начала $H_н$, конца следа $H_к$, абсолютной звездной величине M_m на высоте максимума блеска, массе M_0, скорости V, зенитном расстоянии радианта Z_r и принадлежности метеора к потоку. Указанные данные для исследуемых совместных фото-радиолокационных и радио-телевизионных метеоров приведены в табл. 1. На рисунке приведены некоторые наблюдаемые кривые блеска исследуемых метеоров [7].

Для моделирования кривых блеска совместных метеоров в рамках теории «единого тела», для которых механизмом абляции является испарение вещества с поверхности метеороида, использовались уравнения, полученные Хокинсом и Саутвортом для вычисления стандартной кривой блеска [8]:

$$I = (9/4)\, I_{max}\ (\rho / \rho_{max})[1 - 1/3(\rho / \rho_{max})]^2\,, \qquad (1)$$

где

$$I_{max} = 2/9\ (\tau M_0\, V^3\, \mathrm{Cos}\, Z_r) / H, \qquad (2)$$

$$\rho_{max} = 2Q\, M_o^{1/3}\, \delta_o^{2/3}\, \mathrm{Cos}\, Z_r / \Lambda A\, H\, V^2 \qquad (3)$$

здесь I, I_{max}, ρ, ρ_{max} – интенсивность свечения и плотность атмосферы в текущей точке и точке максимума яркости на метеорной траектории соответственно; V, Z_r – скорость и зенитный угол радианта метеора. M и δ – масса и плотность метеороида, $H = 6$ *км* – высота однородной атмосферы, $A = 1.5$ – коэффициент формы метеороида, $Q = 8 \cdot 10^{10}$ *эрг/г* – энергия, необходимая для нагревания и испарения 1 *г* метеорного вещества, $\tau = \tau_0 V$ – коэффициент светимости, где $\lg\tau_0 = -9.3$, Λ – коэффициент теплопередачи, вычислялся по формуле: $\Lambda = \Lambda_0 + (1 - \Lambda_0)e^{-kM}$, где $\Lambda_0 = 0.03$, $k = 0.25\ г^{-1}$ [9]. В результате проведенных расчетов выявлено, что из числа всех анализируемых в данной работе слабых метеоров только у трех метеоров наблюдаемые кривые блеска описываются моделью единого не дробящегося тела.

Таблица 1

Источник	Результаты параллельных радио-телевизионных наблюдений в Таджикистане [6,7]								
№	*Vкм/с*	Cos Z_r	$H_н$ *км*	$H_к$ *км*	M_m	$M_0 \cdot 10^3$ *г*	m_f *г*	δ *г/см*^{3}	Метеорный поток
2	36.5	0.545	101.3	89.3	1.1	57.4	10^{-5}	2.1	Спорадический
3	59.9	0.826	115.7	98.0	-0.3	84.6	10^{-7}	1.0	Персеид
6	40.8	0.391	102.7	97.5	1.63	19.4	10^{-5}	1.4	Квадрантид
7	57.9	0.569	107.5	101	1.8	11.4	10^{-5}	1.0	Спорадический
8	46.2	0.469	107.0	95.0	0.0	153.4	5.10^{-6}	1.4	Квадрантид
9	40.1	0.575	96.0	88.5	2.5	10.8	5.10^{-5}	3.9	Квадрантид
10	21.9	0.509	92.0	80.7	0.0	595.0	10^{-5}	1.8	Спорадический
11	41.4	0.719	101.0	95.0	1.6	17.6	10^{-6}	1.8	Квадрантид
12	29.1	0.891	104.0	86.0	-1.6	1171	5.10^{-7}	0.7	Спорадический
13	39.2	0.465	97.5	93.7	2.2	17.2	5.10^{-6}	2.5	δ-Акварид
15	43.4	0.431	101.0	90.0	0.5	154.2	10^{-5}	4.2	δ-Акварид
19	40.2	0.539	103.0	88.0	0.2	161.4	5.10^{-6}	3.4	δ-Акварид
20	30.8	0.725	95.0	88.5	1.7	28.4	10^{-6}	2.1	Спорадический
21	47.7	0.489	103.6	96.2	1.8	22.0	5.10^{-6}	3.4	δ-Акварид
22	45.0	0.602	99.0	91.5	1.5	25.8	5.10^{-6}	4.6	δ-Акварид
23	42.9	0.629	101.0	90.4	1.0	18.4	5.10^{-5}	4.4	δ-Акварид
24	40.8	0.530	101.0	96.0	2.5	11.6	10^{-6}	2.1	δ-Акварид
25	41.4	0.603	99.8	92.0	1.0	51.8	5.10^{-6}	3.4	δ-Акварид
28	22.6	0.520	97.3	83.0	0.0	287.2	5.10^{-6}	1.4	α - Каприкорнид
29	43.9	0.598	97.8	91.0	1.3	27.8	10^{-5}	3.6	δ-Акварид
31	69.4	0.460	116.6	108	-0.2	85.2	10^{-6}	0.5	Орионид
32	60.9	0.678	107.0	102	1.1	12.0	10^{-6}	1.2	Спорадический
34	62.2	0.731	114.0	106	-0.3	23.4	3.10^{-7}	0.5	Орионид
35	38.5	0.609	95.0	90.0	-1.7	223.2	10^{-7}	3.6	Геминид
36	38.0	0.788	103.0	79.0	-0.2	217.8	Исп-е	1.0	Спорадический
38	58.8	0.494	116.0	91.0	-0.2	226.4	10^{-6}	2.5	Персеид
40	57.8	0.625	110.2	104	2.15	6.0	10^{-6}	0.6	Персеид
41	59.9	0.754	109.4	103	0.11	25.8	10^{-6}	0.4	Персеид

Окончание табл. 1

№	*V км/с*	Cos Z_r	$H_н$ *км*	$H_к$ *км*	M_m	$M_0.10^3$ *г*	m_f *г*	δ *г/см*^{3}	Метеорный поток
42	60.9	0.762	112.0	105	1.0	11.8	5.10^{-7}	0.5	Персеид
43	55.7	0.742	110.9	101	1.5	12.4	5.10^{-7}	1.1	Персеид
44	63.4	0.779	113.5	89.5	-2.2	555.0	10^{-6}	2.5	Персеид
47	58.1	0.814	109.1	103	1.4	8.6	10^{-6}	0.6	Персеид
48	62.2	0.823	111.2	102	0.8	18.6	10^{-6}	0.7	Персеид
49	65.7	0.839	107.4	99.0	1.5	7.6	10^{-6}	2.5	Персеид
52	60.5	0.707	108.0	101	1.1	17.6	10^{-6}	1.4	Спорадический
55	55.0	0.702	107.6	105	1.2	10.2	10^{-6}	0.8	Персеид
57	58.8	0.835	110.0	103	0.4	24.0	10^{-6}	0.5	Персеид
Источ-ник	Результаты параллельных фото-радиолокационных наблюдений в Таджикистане [2,3]								
661345а	71.5	0.510	119.6	84.8	-9.0	15750	10^{-6}	0.4	Леонид
661345б	71.6	0.581	117.9	94.2	-5.2	1680	10^{-6}	0.8	Леонид
670805	60.4	0.386	102.0	90.1	-2.3	360	Исп-е	1.5	Персеид
670821	60.2	0.672	114.1	83.0	-3.7	1170	5.10^{-6}	1.4	Персеид
670866	61.7	0.588	107.8	93.6	-4.3	1130	5.10^{-6}	1.1	Персеид
670931а	61.0	0.807	112.0	84.0	-6.3	13800	5.10^{-6}	0.4	Персеид
670954	60.8	0.697	113.1	86.6	-5.0	2840	10^{-5}	1.0	Персеид
770954	57.8	0.857	114.0	79.6	-7.2	19800	5.10^{-8}	0.4	Персеид
Источ-ник	Результаты параллельных радио-телевизионных наблюдений в США [4]								
1	29.4	0.618	94.7	75.7	5.5	1.0	Исп-е	5.0	С. Виргинид
2	10.0	0.745	98.8	93.1	5.8	4.9	5.10^{-8}	0.1	Спорадический
3	13.3	0.612	89.0	79.5	6.2	8.3	10^{-6}	4.0	Спорадический
6	17.2	0.613	96.2	86.7	6.2	5.3	10^{-6}	1.8	Спорадический
7	14.4	0.751	97.1	74.6	6.7	14	5.10^{-6}	0.2	Спорадический
13	28.4	0.738	102.3	90.7	6.6	1.9	5.10^{-6}	1.8	Ю. Таурид
19	28.6	0.652	112.2	96.4	6.4	1.8	5.10^{-8}	0.1	Спорадический
22	20.9	0.734	99.8	83.3	7.4	1.7	10^{-6}	1.0	Спорадический
25	17.2	0.673	92.7	80.1	6.6	7.2	10^{-6}	3.2	Спорадический
26	34.0	0.744	106.6	87.2	6.2	1.4	5.10^{-6}	2.8	Спорадический
28	13.8	0.764	93.3	84.1	5.8	7.0	5.10^{-7}	0.2	Спорадический
29	9.9	0.640	92.1	81.7	6.6	11.0	5.10^{-7}	0.1	Спорадический

Фотографические изображения ярких метеоров, полученные с помощью обтюраторов как на малых камерах, так и длиннофокусных по методу мгновенных экспозиций, свидетельствуют о наличии метеорных хвостов (wake), образование которых связано с квазинепрерывным отделением от родительского тела мельчайших фрагментов с массами $10^{-7} - 10^{-5}$ *г* [10, 11]. Такие хвосты обнаружены и на снимках слабых метеоров, полученных с помощью телевизионной техники, оснащенной ПЗС матрицами [12], что позволяет утверждать, что и мелкие метеороиды с массами менее 10^{-2} *г* также подвержены дроблению в атмосфере. Это, а также перечисленные выше факты дали основание провести анализ наблюдаемых кривых блеска слабых метеоров в рамках модели квазинепрерывного дробления.

Теоретическая кривая блеска метеора с учетом квазинепрерывного дробления рассчитывалась по следующим уравнениям [13]:

$$I = -\frac{\tau V^2}{2}\frac{dM_u}{dt}, \qquad (4)$$

где выражение для скорости испарения метеорного вещества dM_u/dt имеет вид

$$\frac{dM_u}{dt} = -\rho \frac{\theta(\rho_k - \rho)}{m_o} \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{dM}{d\rho'} \frac{dm_k}{d\rho} \theta(b - \rho') d\rho' . \qquad (5)$$

Уравнения расхода массы метеороида $dM/d\rho'$ и фрагмента $dm_k/d\rho$ имеют вид:

$$\frac{dM}{d\rho'} = -\frac{\Lambda A H V^2 M^{1/3}}{2 Q_f \delta_o^{2/3} Cos Z_r}; \quad \frac{dm_k}{d\rho} = -\frac{\Lambda A' H' V^2 m_k^{1/3}}{2(Q - Q_f)\delta_f^{2/3} Cos Z_r} . \qquad (6)$$

В уравнения (4) – (6) входят следующие величины: ρ – плотность атмосферы на участке метеорной траектории, изменяющаяся по экспоненциальному закону: $\rho = 3.10^{-9} \exp(-h/H)$; $\rho_н$, $\rho_к$ – плотность атмосферы на высоте начала дробления и прекращения явления метеора соответственно; $a = \rho_н + R_1$ – плотность атмосферы на высоте исчезновения фрагментов, которые отделились на высоте начала дробления; $b = \rho_н + R_0$ – плотность атмосферы на высоте прекращения дробления; ρ' – плотность атмосферы на произвольной высоте; M_0, m_0 – начальная масса метеороида и фрагментов; M, $m_к$ – масса метеороида и фрагментов на произвольной высоте;. δ, δ_f, – плотность метеороида и фрагментов. Для фрагментов коэффициент теплопередачи Λ=1, коэффициент формы A=1.21; $Q_f = 2.10^{10}$ *эрг/г* – удельная энергия дробления метеороида, θ(x)-функция Хевисайда:θ(x) =1 при x>0, θ(x) = 0 при x<0.

Выражения для параметров R_0 и R_1, определяющих квазинепрерывное дробление, имеют вид:

$$R_o = \frac{6 Q_f (M_o \delta_o^2)^{1/3} Cos Z_r}{\Lambda A H V^2}; \qquad R_1 = \frac{6(Q - Q_f)(m_o \delta_f^2)^{1/3} Cos Z_r}{\Lambda A' H V^2} \qquad (7)$$

По уравнениям (4) – (7) были рассчитаны теоретические кривые блеска исследуемых метеоров и из условия наилучшего совпадения теоретических и наблюдаемых кривых блеска определены объемные плотности индивидуальных метеороидов и массы отделяющихся фрагментов, данные о которых представлены в табл. 1.

Анализ полученных в работе результатов позволяет сделать следующие выводы:

Для 60 % исследованных слабых метеоров с массами менее 10^{-2} *г* наблюдаемые кривые свечения хорошо описываются в рамках теории квазинепрерывного дробления метеороида на мельчайшие фрагменты, а три метеора – теорией единого тела, в которой механизмом разрушения является испарение вещества с поверхности метеороида. Это позволяет утверждать, что и для малых метеорных тел основным механизмом разрушения является дробление метеороидов на мельчайшие фрагменты.

Для поточных и спорадических метеоров определены средние объемные плотности метеороидов и массы фрагментов, данные о которых представлены в табл. 2. Полученное распределение по плотностям среди слабых метеоров, яркостью от +1 до +7 абсолютной звездной величины подобно тому, что получено для ярких фотографических метеоров [14,15]. Наиболее плотными среди исследованных слабых метеоров являются

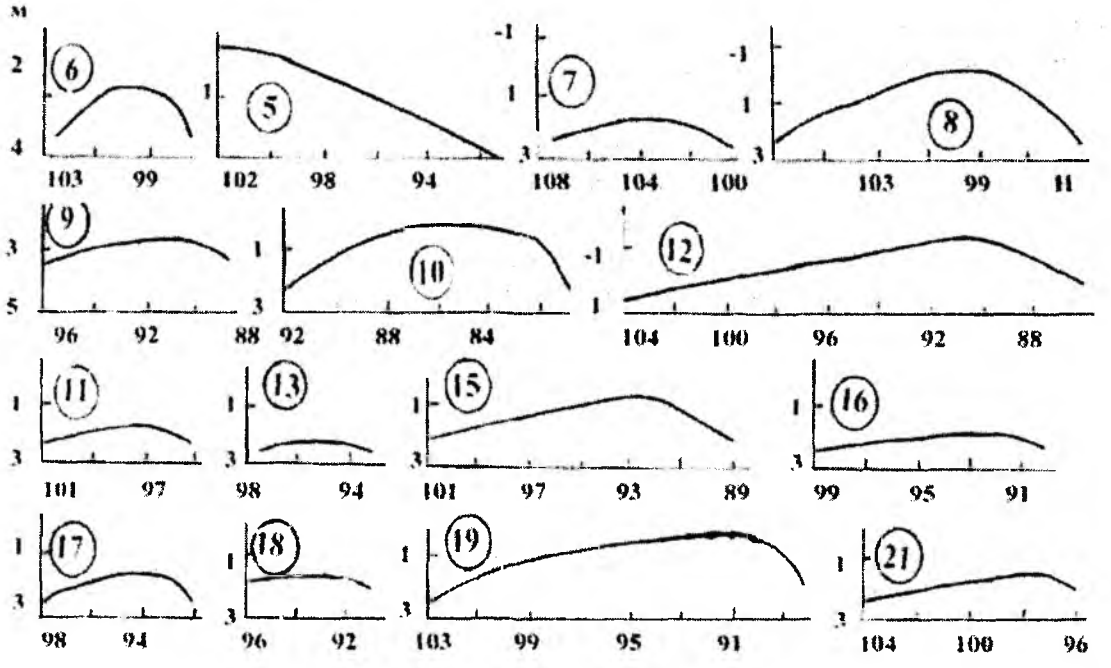
Таблица 2

Поток	N	$\delta_0 \pm \Delta\delta_0$ *г/см³*	m_0 *г*	Поток	N	$\delta_0 \pm \Delta\delta_0$ *г/см³*	m_0 *г*
δ-Аквариды	9	3.5 ± 0.3	$10^{-6} \div 10^{-5}$.	Квадрантиды	4	2.1± 0.6	$10^{-6} \div 10^{-5}$
Персеиды	17	1.0 ± 0.2	$5.10^{-6} \div 5.10^{-8}$	Каприкорниды	1	1.4	5.10^{-6}
Ориониды	2	0.5 ± 0.2	10^{-6}	С. Виргиниды	1	5.0	-
Геминиды	1	3.6	10^{-6}	Ю. Тауриды	1	1.8	5.10^{-6}
Леониды	2	0.6 ± 0.2	10^{-6}	Спорадические	18	1.3 ± 0.2	$10^{-7} \div 10^{-5}$

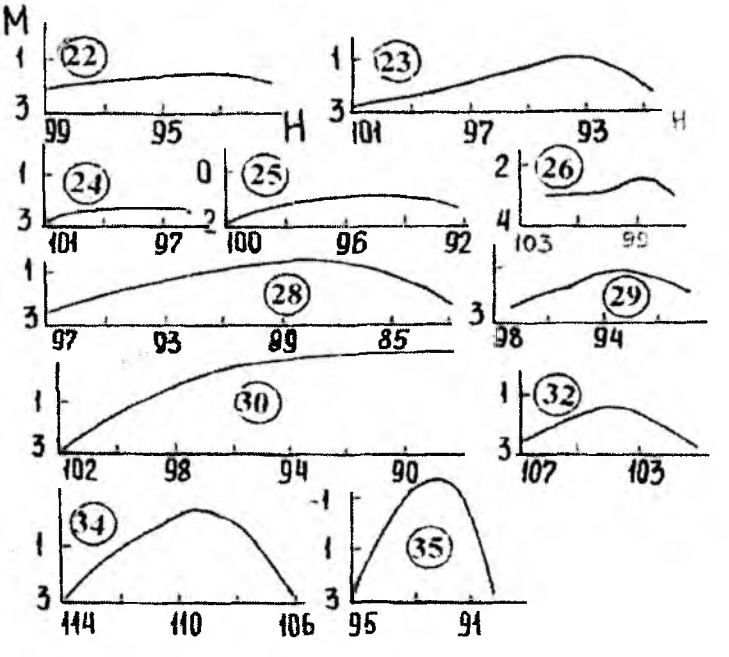
Геминиды и δ-Аквариды, вещество которых соответствует обыкновенным хондритам, а наименьшая объемная плотность, соответствующая кометному веществу, получена для Орионид и Леонид. Из полученных результатов следует, что по сравнению с плотностями метео-

роидов из тех же потоков, но фотографического диапазона масс ($M > 1$ *г*), мелкие метеороиды более однородны по структуре.

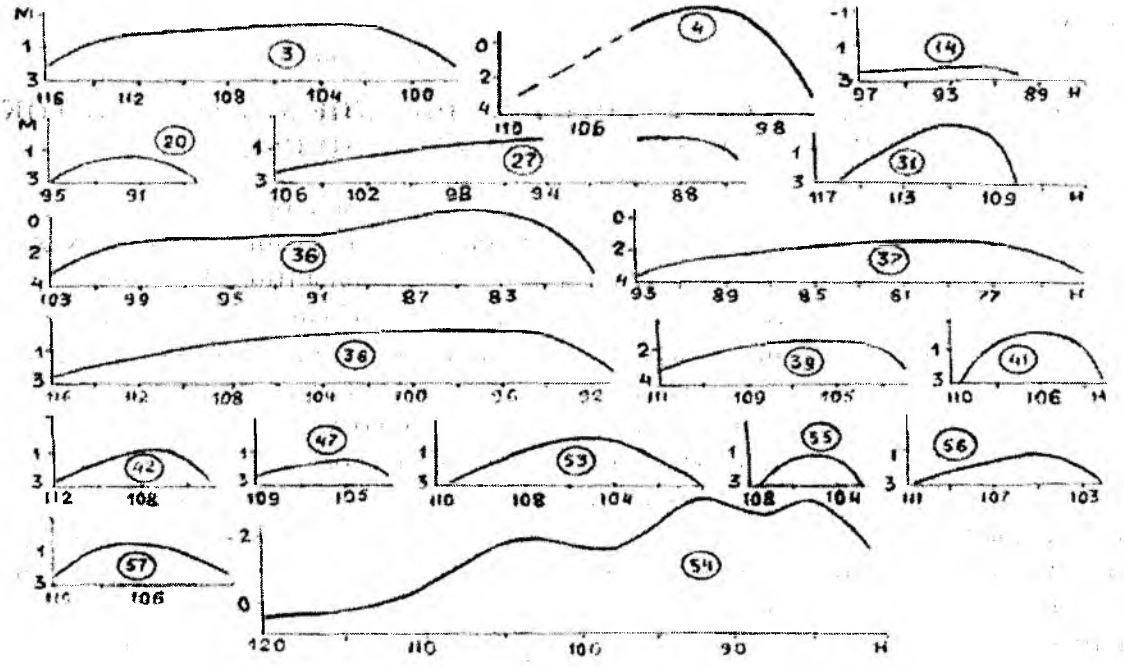
Ниже на рисунке показаны кривые свечения метеоров по результатам комбинированных радиотелевизионных наблюдений. Здесь *а* и *б* – содержат группы кривых свечения за январь, июнь, октябрь и частично за декабрь месяц, а в группе *в* приведены кривые свечения за декабрь 1979 и август 1980 гг. Цифры в кружках соответствуют номерам метеоров.



а



б



в

Список литературы: 1. *Davies J.G., Greenhow J.S., Hall J.E.* Combined photographic and radio echo observations of meteors // Proc. Roy. Soc., A253, 1959, 1272, pp. 121-129. 2. *Бабаджанов П.Б.* Свечение и ионизация метеоров // ДАН СССР, 1969. Т. 184, № 4. С. 800-802. 3. *Бабаджанов П.Б., Бибарсов Р.Ш., Гетман В.С., Чеботарев Р.П.* Некоторые результаты параллельных наблюдений болида 11 августа 1977 года // Тезисы докладов Всесоюз. конф. по физике и динамике малых тел солнечной системы. Душанбе 1-6 октября 1982, с.31-32. 4. *Cook A.F., Forti G., McCrosky R.E., Posen A., Southworth R., Williams J.T.* Combined observations of meteors by Iimage-orthicon television camera and multy-station radar // Evolutionary and physical properties of meteoroids. IAU - Colloquium. Washington, 1973, pp.23-44. 5. *Бабаджанов П.Б., Малышев И.Ф., Нарзиев М., Чеботарев Р.П* Кривые свечения и ионизации метеоров по результатам параллельных телевизионных и радиолокационных наблюдений // Кометы и метеоры. 1985. № 37. С.28-33. *6. Нарзиев М., Малышев И. Ф.* Результаты комплексных радио - телевизионных (TV) наблюдений метеорных потоков в Таджикистане // Бюл. Института астрофизики АН Республики Таджикистан. N 85. 2006. С. 35-45. 7. *Нарзиев М., Малышев И.Ф.* Кривые блеска метеоров и определение масс метеороидов по результатам комплексных радио-телевизионных наблюдений // Известия АН Республики Таджикистан. Сер. Физико-математические, химические, геологические и технические наук. 2010. №1(138). С.46-52. 8. *Hawkins G.S., Southworth R.B.* The ststistics of Meteors in the Earth's Atmosphere // Smithsonian Contr. Astrophys. 1958, 2. P..349-364. 9. *Лебединец В.Н.* // Астрон. Вестник. 1991 Т. 25. С. 200-207.10. *McCrosky R.E.* The meteor wake // Astron. J., 1958, 63, p.97-106. 11. *Бабаджанов П.Б., Крамер Е.Н.* Предварительные результаты фотографирования метеоров по методу мгновенной экспозиция // Астрон. журн. 1965. Т. 42. С. 660-665. 12. *Горбанев Ю.М., Голубеев А.В., Жуков В.В. и др.* Методика и статистика телевизионных наблюдений телескопических метеоров // Астрон. вестник. 2006. Т. 40. С.. 449-464. 13.*Бабаджанов П.Б., Новиков Г.Г., Лебединец В.Н., Блохин А.В.* Методика интерпретации результатов наблюдении метеоров с учетом дробления // Астрон. вестник. 1988. Т. 22. С. 71-78. 14. *Ceplecha Z., Spurny P., Borovicka J., et al.* Atmospheric fragmentation of meteoroids/// Astron. & Astrophys., 1993, 279, pp. 615-621. 15. *Babadzhanov P.B.* Fragmentation and densities of meteoroids// Astron. & Astrophys. 2002, 384, pp. 317-321.

Институт астрофизики
АН Республики Таджикистан

Поступила в редколлегию 11.01.2010

УДК 523. 6

Н. А. КОНОВАЛОВА, канд. физ.-мат. наук

ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ И ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БОЛИДОВ ИЗ АВГУСТОВСКОГО СЕМЕЙСТВА

Общепризнано, что кометы являются родоначальниками метеорных потоков. По составу вещество поточных метеоров является углистыми хондритами группы II, прочным кометным материалом группы IIIa и хрупким кометным материалом группы IIIb [1], который полностью сгорает при вторжении в атмосферу Земли. Вместе с тем, в Солнечной системе существуют кометные ядра второго поколения, содержащие вкрапления метеоритной материи [2], физические свойства которой позволяют таким метеороидам выжить при полете в атмосфере Земли и выпасть на Землю метеоритами. Среди выпавших на Землю метеоритов имеются углистые хондриты, которые с точки зрения космогонии, как считает Бронштэн, по своему составу наиболее близки к первичной материи Солнечной системы [3]. Везерилл исключил кометы как источник метеоритов [4], но сегодня имеются наблюдательные данные, свидетельствующие о том, что крупные метеороиды, порождающие суперболиды и связанные с кометным источником, могут быть кандидатами в метеориты.

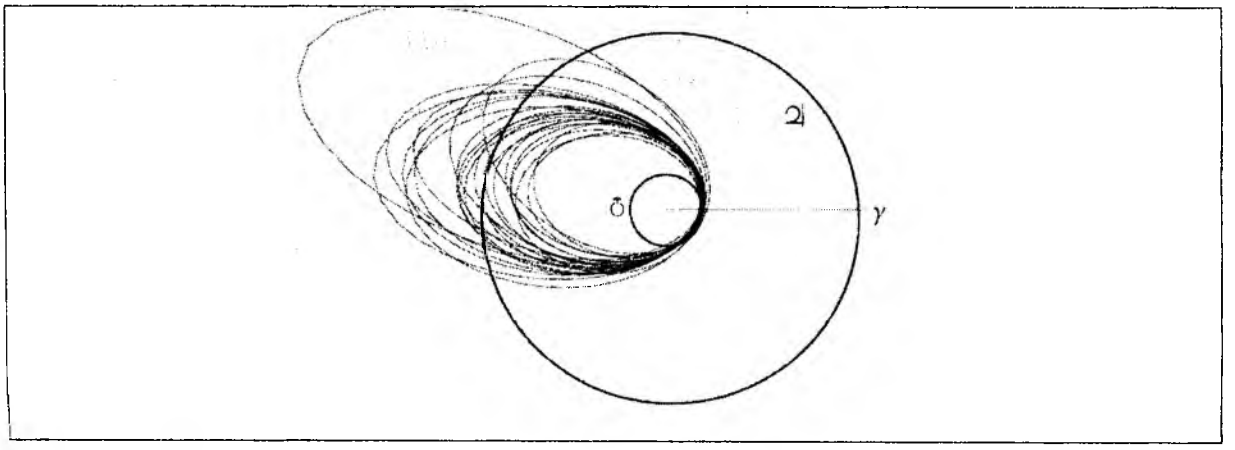
Примером кандидата в метеориты кометного происхождения является зарегистрированный 18 июля 2008 г. испанской болидной сетью суперболид Bejar с кометной орбитой, принадлежащий метеорному потоку Omicron Draconid, связанного с кометой C/1919 Q2 Metcalf, для которого авторы прогнозируют выпадение метеорита и предпринимаются его поиски. Болид Bejar при своем движении испытывал в атмосфере Земли аэродинамическое давление, достигавшее 14 *МПа*, характерное для прочного вещества метеоритов. Этот факт свидетельствует о присутствии в потоке крупных и прочных метеороидов с плотностью, соответствующей прочному кометному веществу, которые могли поступить из ядерной части кометы C/1919 Q2 Metcalf [5]. Примером выпадения метеорита с кометной орбитой является выпавший 18 января 2000 г. на Юконе метеорит Tagish Lake из болидного потока μ-Orionid. По физическим свойствам метеорит является новым типом, средним между типом II (углистый хондрит) и типом IIIa (прочный кометный материал). Это редкий метеорит с плотностью 1.6 ± 0.1 $г/см^3$, у которого начальная фрагментация произошла при аэродинамическом давлении 0.3 *МПа*. Авторы [6] считают, что очевидно существует семейство малых тел, связанных с метеоритом Tagish Lake, в котором крупные тела составляют северную, а мелкие – южную ветвь потока. Примером метеорита с кометной орбитой и низкой плотностью является также метеорит Orgueil из семейства комет Юпитера (JFCs) [7]. В результате систематических спутниковых наблюдений на сегодняшний день имеется статистика регистрации вспышек от взрывного разрушения крупных метеороидов, возникающих обычно на высотах 30 – 45 *км* с длительностью 1 – 3 *с* и выделенной энергией в излучении 0.1 – 4 килотонны.

Каталог Международного центра метеорных данных (IAU MDC. 2003) содержит сведения о более чем 4500 метеорах, по которым в данной работе была проведена выборка спорадических метеоров ярче -3 зв. вел. как астероидного, так и кометного происхождения. По данным этой выборки ярких метеоров и болидов было построено два распределения числа метеоров N от долготы Солнца L отдельно для метеороидов кометного и астероидного происхождения. Полученное распределение показывает, что, в интервале долготы Солнца 132° – 148° (эпоха 2000.0), приходящимся на первую половину августа, наблюдается повышение активности болидов с сильным пиком активности при L = 138° (11 августа). В группу спорадических метеоров в указанном интервале вошли 123 болида кометного и 37 болидов астероидного происхождения, которые не связаны ни с одним из известных метеорных потока или другими болидными группами, выявленными М. Бичем [8] по данным Millman Fireball Archive, содержащему данные о 2373 болидах.

Для группы из 123 спорадических болида кометного происхождения был проведен анализ их орбитальных данных с целью выявления группы болидов с близкими орбитами, ради-

антом и внеатмосферной скоростью. Для установления подобия орбит входящих в группу метеоров использовались оба критерия близости: критерий Саутворта-Хоккинса D_{SH} [9] и критерий Дроммонда D_{Dr} [10]. В работе [11] был проведен анализ обоих D-критериев, из которого следует, что D_{Dr}-критерий Дроммонда чувствителен к большой полуоси, в то время, как D_{SH}-критерий Саутворта-Хоккинса – к перигелийному расстоянию q. Халлидей [12], анализируя вероятность близости двух орбит, пришел к выводу, что при $D_{Dr} \leq 0.105$ близость двух орбит не является случайной и эта величина D-критерия должна быть предельной при анализе близости орбит. Учитывая это, в группу болидо-производящих метеороидов кометного происхождения с пиком активности при L = 138° были включены 24 ярких метеора и болида, для которых величина D_{Dr}-критерия Дроммонда, вычисленного в сравнении со средней орбитой данной группы не превышала 0.102. Минимальное значение $D_{Dr} = 0.016$, среднее по всем 24 метеорам $D_{Dr} = 0.05$. Предельная величина критерия Саутворта-Хоккинса принималась $D_{SH} \leq 0.3$, как принято для метеорных ассоциаций. Средняя орбита августовского болидного потока имеет следующие значения элементов (эпоха 2000.0): перигелийное расстояние q = 0.981 AU, большая полуось a = 3.45 AU, эксцентриситет e = 0.707, наклон орбиты к эклиптике i = 29.5°, долгота восходящего узла Ω = 139.6°, аргумент перигелия ω = 200.9°, радиант: $\alpha_R = 276.7°$, $\delta_R = 47.0°$, внеатмосферная скорость $V_\infty = 22.8$ *км/с*.

На рисунке показаны орбиты 24 членов августовского болидного потока в проекции на плоскость эклиптики. По данным JPL Small-Body Database сотрудником НИИ ПММ, Томск д.ф.-м.н. Рябовой Г.О. был проведен поиск околоземных объектов, орбита которых близка к средней орбите августовского болидного потока. Как и в предыдущем случае, анализ близости орбит проводился по обоим D-критериям. В результате было найдено три околоземных астероида, принадлежащих к группе Apollo, орбиты которых в соответствии с заданными D-критериями близки к средней орбите августовского болидного потока.



Результаты представлены в таблице, содержащей сведения о номере объекта, орбитальных данных (эпоха 2000.0) и величине D-критериев Дроммонда и Саутворта-Хоккинса.

Имя	a AU	e	q AU	i°	ω°	Ω°	D_{Dr}	D_{SH}
Сред. орб.	3.45	0.707	0.981	29.50	200.9	139.6		
2003 YQ117	2.18	0.655	0.752	21.00	217.64	135.59	0.155	0.253
2008 HO 3	2.89	0.660	0.985	13.81	208.28	126.54	0.099	0.248
2008 HE 3	2.61	0.719	0.733	30.95	210.55	130.60	0.149	0.244

В группу из 24 членов августовского болидного потока входят четыре болида, сфотографированных на Метеорном патруле Института астрофизики АН Республики Таджикистан длиннофокусными метеорными камерами (D:F = 1:3.5, F = 750 *мм*, $\tau_{эксп.} = 5.6 \cdot 10^{-4}$ *с*) по методу мгновенных экспозиций [13]. Проведенный анализ мгновенных фотографий этих болидов и их кривых блеска свидетельствует об усилении абляции метеороидов, приводящей к яркой

вспышке, уже в первой половине метеорной траектории. В эти моменты, как видно на мгновенных фотографиях, происходит дробление болидов на осколки и крупные фрагменты ($m_f = 10^{-3} - 10^{-2}$ *г*), что приводит к образованию длинных хвостов ($l_{wake} = 200 - 450$ *м*) и замыванию обтюраторных перерывов. Аэродинамическое давление, вычисленное по формуле

$$P_{dyn} = \Gamma \rho V^2,$$

где $\Gamma = 1$ – коэффициент торможения, ρ, V – плотность атмосферы и скорость метеора на высоте вспышек яркости и дробления, в эти моменты достигает величины от 0.05 до 0.4 $Mdyn/см^2$ При таком аэродинамическом давлении разрушению подвержены тела с непрочной структурой и низкой плотностью, относящиеся по классификации Цеплехи к метеороидам IIIа -типа ($\delta = 0.6$ *г/см*^{3}).

Список литературы: 1.*Ceplecha. Z.* Fireball photographed in central Europe // Bull. Astr. Inst. Czech., 1977. V.28, № 6. pp. 242-248. 2.*Багров А.В.* Два поколения кометных ядер и наблюдательные различия в последствиях их распада. Околоземная Астрономия. Труды конф. Т.1. Терскол, 8-13 сент 2003. Ин-т астрономии РАН, СПб.: ВВМ, 2003, С.125-133. *Бронштэн В.А.* Метеоры, метеориты, метеороиды. М.: Наука, 1987. 176 с. 4. *Wetherill G.W. Where do the Apollo objects come from?* // Icarus, 1988. V. 76. pp. 1-18. 5. *Trigo-Rodriguez J.M., Madiedo J.M., Williams I.P., Castro-Tirado A.J., Llorca J., Vitek S., Jelinek M.*. Observations of a very bright fireball and its likely link with comet C/1919 Q2 Metcalf // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2009, V.394, pp. 569-576. 6.*Terentjeva A., Barabanov S.*. The fireball stream of the Tagish Lake meteorite // WGN, JIMO. 2004, V.32, № 2 pp. 60-62. 7.*Gounelle M., Spurny P., Bland P.A.*. The orbit and atmospheric trajectory of the Orgueil meteorite from historical records // Meteoritics & Planetary Science 2006. V. 41, № 1, pp. 135-150. 8.*Beech M.*. Fireballs. Canadian fireball activity from 1962 to 1989 // WGN JIMO. 2006. V. 34, № 4. pp. 104-110. 9. *Southworth R.B., Hawkins G.S.*. Statistics of meteor streams // Smith. Contrib. Astrophys. 1963. V. 7, pp. 261-285. 10. *Drummond J.D.*. A test of comet and meteor shower associations // Icarus 1981, 45, pp. 545-563. 11.*Stohl J., Porubcan W.* On applicability of meteor stream membership criteria // *In Interplanetary Matter* (eds. Z. Ceplecha and P.Pecina), 10th European Regional Astron. Meeting of the IAU Proceedings, 1987, 2, pp.163-166. 12. *Halliday I., Blackwell A.T., Griffin A.A.* Evidence for the existence of groups of meteorite-producing asteroidal fragments // Meteoritics, 1990. V. 25. pp. 93-99. 13. *Бабаджанов П.Б., Крамер Е.Н.* Предварительные результаты фотографирования метеоров по методу мгновенной экспозиции // Астрон. журнал. 1965. Т.42, № 3. С. 660-665.

Институт астрофизики
АН Республики Таджикистан

Поступила в редколлегию 15.01.2010

УДК 523.503

М. НАРЗИЕВ, канд.физ.-мат. наук

ЗАВИСИМОСТЬ СВЕЧЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ ОТ СКОРОСТИ И ХИМСОСТАВА МЕТЕОРОВ

Изучение взаимосвязи процессов свечения и ионизации и исследование их зависимости от скорости метеоров относятся к актуальным задачам метеорной физики. Знание этих зависимостей необходимо для решения таких важных и вместе с тем нерешенных до конца вопросов, как уточнение шкалы радиовеличин, а также шкалы масс фотографических и радиолокационных метеоров. Попытки исследования взаимосвязи процессов свечения и ионизации метеоров, а также нахождение зависимости отношения коэффициента свечения к ионизации от скорости в интервале $32 < V < 62$ *км/с* предпринимались ранее как на основании данных параллельных визуальных-радиолокационных [1], так и фотографических и радиолокационных наблюдений [2, 3].

Однако из-за низкой точности измерения в первом способе и из-за статистической недостаточности и неоднородности данных наблюдений во втором, полученные результаты у разных авторов оказались значительно отличающимися. Зависимость же отношения интенсивности свечения к линейной электронной плотности от скорости в интервале 11 – 31 *км/с* вообще не исследовалась.

В настоящей работе на основании результатов параллельных оптических и радиолокационных наблюдений, а также результатов лабораторного моделирования процессов свечения и ионизации, исследуется корреляция между интенсивности свечения I_ϕ к линейной электронной плотности q от скорости и химсостава метеоров.

Согласно физической теории метеоров отношение интенсивности свечения I_ϕ к линейной электронной плотности q связано с параметрами метеорного тела уравнение

$$I_\phi / q = \tau V^3 \mu / 2\beta, \qquad (1)$$

где τ – коэффициент свечения, β – коэффициент ионизации, V – скорость метеора и μ – средняя масса метеорного атома. Согласно уравнению (1) отношение I_ϕ / q зависит не только от коэффициентов свечения и ионизации, но и от скорости и химсостава метеорного тела.

Для исследования зависимости I_ϕ/q от скорости и других факторов нами использованы результаты параллельных телевизионных и радиолокационных наблюдений, проведенных в периоды максимума активности метеорных потоков в 1978 – 1980 гг. в Душанбе [4, 5], данные аналогичных наблюдений более слабых ($4 < M < 8$) и низкоскоростных метеоров ($10 < V < 36$ *км/с*) в Кембридже (Массачусетс) [6], а также результаты параллельных фото-радиолокационных в Душанбе [3] и Джодрелл Бэнк [2]. Основные параметры аппаратуры, применяемой для наблюдений, методика обработки наблюдательных данных и исходные данные об индивидуальных метеорах по упомянутым источникам даны в [2–6].

В табл. 1 приведены следующие данные: N – номер метеора, V – скорость, H – высота точки зеркального отражения, M и q – абсолютная звездная величина и линейная электронная плотность в точке зеркального отражения, I_ϕ – интенсивность свечения, вычисленная по известной формуле

$$\lg I_\phi = 9.72 - 0.4\,M \qquad (2)$$

Линейная электронная плотность для наших совместных метеоров и совместных метеоров, приведенных в [2, 3], определялась по измеренной длительности радиоотражений. Значение $\lg I_\phi/q$, вычисленное для каждого метеора дано в шестом столбце, а в седьмом указан источник, по которому брались исходные данные. Для метеоров, приведенных в [6], в таблице даны значения $\lg I_\phi/q$ вычисленных по n пунктам.

Согласно результатам, приведенным в таблице, вычисленные значения $\lg I_\phi/q$ находятся в интервале -5.1 ÷ -2.7. На рис. 1 для наглядной иллюстрации приведено распределение $\lg I_\phi/q$.

Из гистограммы видно, что полученные значения $\lg I_ф/q$ изменяются в довольно широком интервале от - 5.5 до - 2.5 с максимумом в интервале -5 ÷ - 4,5. Большой разброс значений $\lg I_ф/q$, как уже отмечено, возможно, связан с зависимостью отношения $\lg I_ф/q$ от скорости и различием в химическом составе метеоров.

Таблица 1

N	V км/с	$H_{от\ км}$	$M_{от}$	$\lg q_{от}$	$\lg I_ф/q$	Источник
1	56.70	104.4	1.50	13.70	- 4.62	[4,5]
2	36.50	92.0	1.10	13.60	- 4.28	--"--
3	59.99	102.9	- 0.30	13.96	- 4.12	--"--
4	-	98.0	- 0.90	14.73	- 4.55	--"--
5	43.90	101.0	- 1.50	14.60	- 4.28	--"--
6	40.80	99.0	1.63	13.16	- 4.22	--"--
7	57.90	102.3	1.90	13.67	- 4.71	--"--
8	46.20	105.0	1.10	13.98	- 4.70	--"--
9	40.10	92.0	2.50	13.98	- 3.67	--"--
10	21.90	86.0	0.20	13.07	- 3.43	--"--
11	41.40	96.3	1.60	13.60	- 4.52	--"--
12	29.10	90.0	- 1.60	15.08	- 4.72	--"--
13	39.20	95.1	2.20	13.56	- 4.72	--"--
14	29.90	92.3	2.16	13.11	- 4.25	--"--
15	43.40	92.0	0.50	13.77	- 4.25	--"--
16	41.80	91.6	1.90	12.60	- 3.64	--"--
17	41.80	93.0	1.70	13.44	- 4.40	--"--
18	40.60	92.6	1.80	13.30	- 4.30	--"--
19	40.20	92.0	0.20	13.97	- 4.33	--"--
20	30.80	90.9	1.80	13.28	- 4.28	[4,5]
21	47.70	102.2	2.20	13.49	- 4.65	--"--
22	44.97	93.5	1.60	13.50	- 4.42	--"--
23	42.90	92.7	1.20	13.45	- 4.21	--"--
24	40.80	98.9	2.50	12.88	- 4.16	--"--
25	41.40	94.2	1.00	13.83	- 4.51	--"--
26	37.50	98.5	2.50	12.84	- 4.12	--"--
27	31.00	88.0	-	13.11	-	--"--
28	22.60	86.5	0.0	13.73	- 4.01	--"--
29	43.90	95.0	1.40	13.70	- 4.54	--"--
30	14.30	88.5	- 1.00	14.21	- 4.09	--"--
31	69.40	110.5	- 0.15	14.59	- 4.81	--"--
32	60.90	102.4	1.50	13.55	- 4.43	--"--
33	60.90	106.4	-	14.36	-	--"--
34	62.20	107.5	0.80	14.20	- 4.80	--"--
35	38.50	91.4	- 1.00	14.75	- 4.63	--"--
36	38.00	84.2	0.0	13.34	- 3.62	--"--
37	40.90	87.0	2.05	12.33	- 3.43	--"--
38	52.90	106.6	0.22	14.50	- 4.86	--"--
39	55.50	106.1	2.05	13.92	- 5.02	--"--
40	57.80	105.8	2.28	13.88	- 5.07	--"--
41	59.90	104.1	1.00	13.76	- 4.44	--"--
42	60.90	106.7	1.10	14.04	- 4.76	--"--
43	55.70	102.5	2.00	13.64	- 4.72	--"--
44	63.60	99.0	- 1.75	14.77	- 4.35	--"--
45	65.80	102.0	- 1.20	14.84	- 4.64	--"--
46	63.90	102.7	1.82	13.62	- 4.63	--"--
47	58.10	106.2	1.50	13.99	- 4.72	--"--
48	62.20	106.0	0.80	14.20	- 4.75	--"--

49	65.70	101.1	1.53	14.09	- 4.98	--"--
50	62.30	103.5	1.05	13.63	- 4.33	--"--
51	59.80	105.5	0.20	14.29	- 4.65	--"--
52	60.50	102.5	1.50	13.56	- 4.44	--"--
53	60.40	100.8	2.60	13.27	- 4.59	--"--
54	65.70	99.0	- 3.20	15.71	- 4.71	--"--
55	55.00	105.2	1.40	13.85	- 4.69	--"--
56	61.00	108.0	1.70	14.27	- 5.23	--"--
57	56.10	106.3	0.40	14.12	- 4.56	--"--
1	37.00	94.9	- 1.7	14.99	- 4.59	[2]
2	40.00	110.3	- 1.80	14.88	- 4.44	--"--
3	29.00	92.8	2.00	12.19	- 3.27	--"--
4	27.50	81.5	2.70	12.54	- 3.90	--"--
5а	33.00	101.9	3.30	12.39	- 3.99	--"--
5в	33.00	96.5	1.60	13.75	- 4.67	--"--
6	34.00	96.4	1.60	12.39	- 3.31	--"--
7	26.00	89.0	1.50	12.88	- 3.52	--"--
661345а	71.50	97.8	- 6.30	15.93	- 3.69	[3]
6613456	71.60	97.3	- 4.40	15.19	- 3.71	--"--
670805	60.10	98.2	- 2.10	14.25	- 3.87	--"--
670821	60.50	99.0	- 2.90	15.28	- 4.40	--"--
670866	61.70	107.5	- 3.00	15.50	- 4.58	--"--
670931	61.00	95.0	- 5.80	16.73	- 4.69	--"--
670954	63.70	93.6	- 4.80	14.96	- 3.32	--"--
1	31.20	83.7	5.50	10.16	- 3.08	[6]
2	14.70	97.3	6.87	10.12	- 2.97	--"--
7	17.90	91.9	4.85	10.80	- 3.02	--"--
9	28.80	99.3	4.95	11.10	- 3.36	--"--
12	16.20	90.1	7.75	9.65	- 3.03	--"--
14	36.00	84.0	6.13	10.77	- 3.51	--"--
15	30.10	92.9	6.30	10.72	- 3.52	--"--
19	30.40	100.7	6.20	10.40	- 3.28	--"--
21	32.00	92.3	6.78	10.22	- 3.21	--"--
23	35.70	84.3	7.15	10.24	- 3.38	--"--
24	27.10	91.0	6.50	10.08	- 2.96	--"--
25	20.20	88.9	5.53	10.13	- 2.79	--"--

Зависимость lg I_ϕ/q от скорости исследованы по наблюдениям 66 метеоров, имеющих абсолютные звездные величины, заключенные в интервале - 1 < M < +8. Метеоры ярче -1^m звездной величины исключены по следующим причинам:

а) в большинстве наблюдаемых случаев эти метеоры регистрированы по поворотным следам. Таких метеоров в нашем случае оказалось 7;

б) кроме того, для ярких метеоров характерно многоцентровое радиоотражение и смещение точки зеркального отражения вдоль следа. Эти факторы, как правило, приводят к занижению значения длительности радиоотражения и величины линейной электронной плотности. Остальные метеоры были разбиты на группы по скоростям с интервалом в 10 *км/с* и для каждой группы вычислено среднее значение V и lg I_ϕ/q. Результаты приведены на рис. 2 (черные кружочки), где по оси ординат отложены значения lg I_ϕ/q, а по оси абсцисс – скорости метеоров. Из данных, приведенных на рисунке, видно, что отношение lg I_ϕ/q в интервале 12 – 25 *км/с* меняется незначительно, а при дальнейшем увеличении скорости до 62 *км/с* это отношение уменьшается, более чем на порядок.

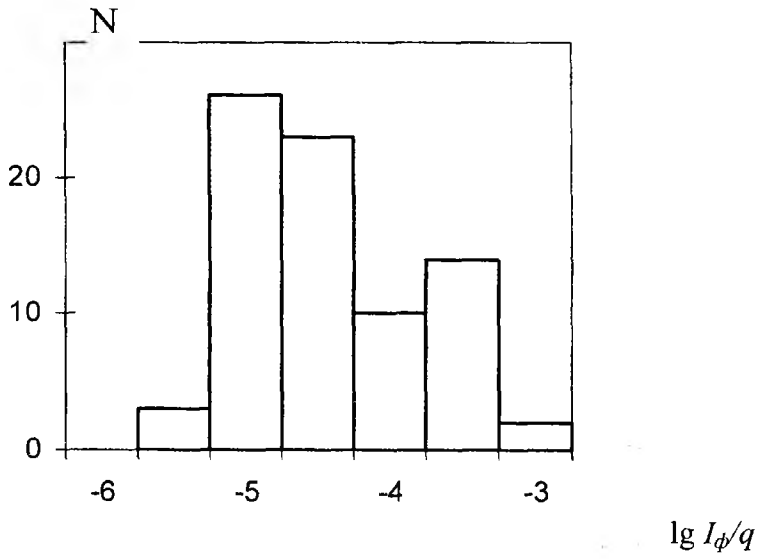


Рис. 1

Согласно уравнению (1) отношение lg $I_ф/q$ можно определить, если известны величина τ и β при заданном значении скорости и химсостава вещество. Такие данные для интервала скоростей 11 – 53 *км/с* получены по результатам лабораторного моделирования процессов свечения и ионизации для частиц, состоящих из Fe, Ca, Si, Mg и т.д. [8 – 11]. Эти элементы входят в состав каменных метеоритов и часто наблюдаются в спектрах метеоров. Результаты этих экспериментов подтверждают ход зависимости τ от V для модели В. Зависимость β от V для случае железных частиц получена в виде [11]:

$$\beta(Fe) = 1.5 \cdot 10^{-21}\ V^{3.12} \qquad (3)$$

Задавая химсостав пылинок и численные значения $\tau_ф$ и β по данным этих экспериментов, при помощи уравнения (1) можно вычислить отношение lg $I_ф/q$ для различных значений скорости. Результаты вычислений приведены на рис. 2 (белые кружочки о - Fe). Аналогичные расчеты проведены для медных частиц рис. 2 (треугольник Δ -- Cu). Как из данных наблюдений, так и из результатов лабораторного моделирования следует, что изменение значения lg $I_ф/q$ от скорости подобно изменению τ от V в модели В. Различия между кривыми вероятно обусловлены отличием химсостава, частично ошибками измерений, имеющими место как в случае наблюдений, так и в данных лабораторного моделирования, а также условиями проведения лабораторных экспериментов, которые соответствуют высотам 70 *км*.

Можно оценить влияние химсостава метеороидов на разброс в значение lg $I_ф/q$, используя результаты лабораторного моделирования. Для этого из работ [7, 8 - 11] были взяты численные значения lg τ и lg β для скорости V = 40 *км/с*. Данные о lg τ и lg β и вычисленные значения lg $I_ф/q$ для пылинок микронного размера, содержащих в своем составе Mg, Si, Ca и Fe представлены в табл. 2. Согласно результатам, приведенным в таблице, значение lg $I_ф/q$ не постоянно, а по всей вероятности является функцией атомного веса вещества. При заданном значении скорости величина lg $I_ф/q$ в зависимости от химсостава вещества меняется от - 5.46 до - 4.33. Наблюдаемые значения lg $I_ф/q$ согласно результатам параллельных наблюдений при скоростях 40 ÷ 42 *км/с* изменяются в пределах - 4.52 ÷ -3.43. Среднее наблюденное значение lg $I_ф/q$ при скорости V = 41 *км/с* составляет - 4.2.

Таблица 2

Элементы	lg τ	lg β	lg $I_ф/q$
Mg	- 3.40	- 0.821	- 5.46
Si	- 2.97	- 0.523	- 5.27
Ca	- 2.88	- 0.208	- 5.33
Fe	- 2.03	- 0.225	- 4.33

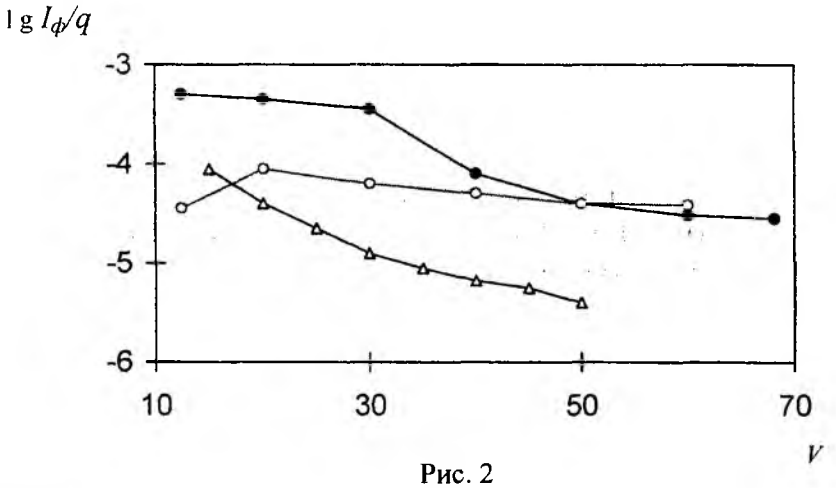


Рис. 2

Таким образом, на основании результатов параллельных оптических и радиолокационных наблюдений и данных лабораторного моделирования процессов свечения и ионизации, следует, что отношение интенсивности свечения к линейной электронной плотности является функцией скорости и химсостава метеоров.

Выводы

1. Для диапазона метеорных скоростей от 14 до 71 *км/с* и яркостей от $+7^m$ до -7^m метеоров, полученных по результатам параллельных оптических и радиолокационных наблюдений, вычислены отношения логарифма интенсивности свечения к линейной электронной плотности. Получено, что вычисленные значения отношения интенсивности свечения к линейной электронной плотности находятся в диапазоне -5.1 ÷ - 2.7. Среднее значение lg $I_ф/q$ составляет -4.5.

2. По результатам параллельных оптических и радиолокационных наблюдений и данным лабораторного моделирования явления метеора исследована связь между логарифмом отношения интенсивности свечения к линейной электронной плотности от скорости и химсостава метеора. Установлено, что логарифм отношения интенсивности свечения к линейной электронной плотности в диапазоне метеорных скоростей меняется более чем на порядок.

Список литературы: 1. *Greenhow J.S., Hawkins G.S.* Ionizing and luminous efficiencies of meteors // Nature. 1952. 170, N 4322, p. 355-357. 2. *Davies J.G., Hall J.E.* Meteor Luminosity and ionization // Proc. Roy. Soc., 1963, A271, N 1344, p. 120-128. 3. *Бабаджанов П.Б.* Свечение и ионизация метеоров // ДАН СССР, 1969, т.184, № 4, с. 800-802. 4. *Нарзиев М., Малышев И. Ф.* Результаты комплексных радиотелевизионных (TV) наблюдений метеорных потоков в Таджикистане // Бюл. Института астрофизики АН Республики Таджикистан. 2006. № 85. С. 35-45. 5. *Нарзиев М., Малышев И. Ф.* Кривые блеска метеоров и определение масс метеороидов по результатам комплексных радиотелевизионных наблюдений // Известия АН Республики Таджикистан. 2010. № 70. С. 5-15. 6.*Cook A.F., Forti G., McCrosky R.E., Posen A., Southworth R., Williams J.T.* Combined observations of meteors by limage-orthicon television camera and multy-station radar // Evolutionary and physical properties of meteoroids. IAU - Colloquium.Washington.1973. pp.23-44. 7. *В.Н. Лебединец.* Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1980. 248 с. 8. *Becker D.G., Friichtenicht J.F.* Measurement and interpretation of the luminous efficiencies of iron and copper simulated micrometeors // Astrophys. J., 1971, 166, N 3, pt 1, p. 699 - 716. 9. *Boitnott C.A., Savage H.F.* Light emission measurements of sodium at simulated meteor conditions // Astrophys. J., 1970, 161, N 1, pt 1, p. 351 - 358. 10. *Boitnott C.A., Savage H.F.* Light emission measurements of calcium and magnesium at simulated meteor conditions // II Spectral luminous efficiencies. Astrophys. J., 1971, 167, N 2, pt 1. p. 349 - 355. 11. *Friichtenicht J.F., Becker D.G.* Determination of meteor parameters using laboratory simulation techniques. In: Evolutionary and physical properties of meteoroids. Ed. C.L. Hemenwey, P.M.Millman, A.F.Cook. N.Y.: NASA SP - 319, 1973. p. 53 - 82. 12. *Slattery J.C., Friichtenicht J.F.* Ionization probability of iron particles at meteor velocities // Astrophys. J. 1967. 147, N 1. p. 235-244.

Институт астрофизики
АН Республики Таджикистан

Поступила в редколлегию 11.01.2010

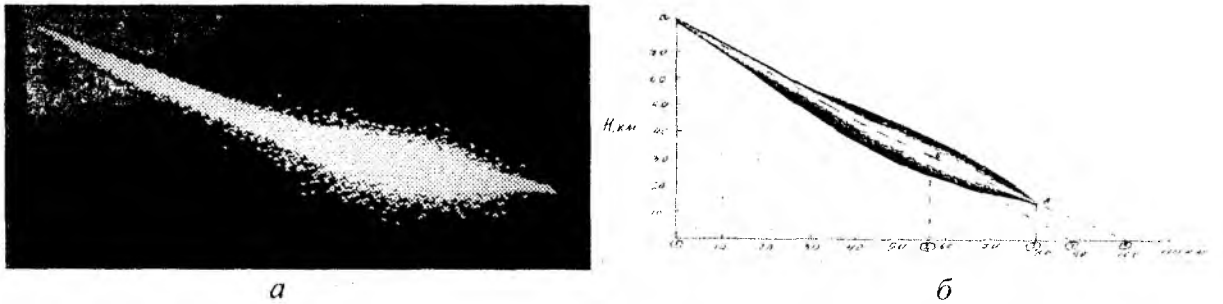
УДК 523.68

Р.Я. БЕЛЕВЦЕВ[1], член-корреспондент НАНУ, К.И. ЧУРЮМОВ[2], член-корреспондент НАНУ,
Э.В. СОБОТОВИЧ[1], академик НАНУ, С.Д. СПИВАК[1], канд. геол. наук,
В.И. БЛАЖКО[1], канд. геол. наук, В.И. СОЛОНЕНКО[3], канд. физ. мат. наук

ПОИСКИ И ИССЛЕДОВАНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА ОТ ЯРКОГО БОЛИДА EN171101 «ТУРЬИ РЕМЕТЫ» В ЗАКАРПАТЬЕ (ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ)

В 2007–2008 гг. проведены минералого-геохимические исследования в районе падения яркого болида EN171101 (близ поселка Турьи Реметы) в Закарпатье. Болид EN171101 (Турьи Реметы) был сфотографирован с помощью словацких и чешских камер Европейской болидной сети (ЕС) 17 ноября 2001 г. в 16:52:44 UT [1] (рис. 1). Длина светящегося следа болида достигала 107 км. Он начинался на высоте 81.4 *км* в 10 *км* на юго-запад от украинского города Долина. Максимальной яркости – 18 абсолютной звездной величины болид достиг на высоте 30 км. Болид закончил свой путь на высоте 13.5 *км* вблизи села Турьи Реметы (рис. 6, *в*). Это самое глубокое проникновение болида в атмосферу Земли, снятого фотографической камерой. Начальная динамическая масса болида составляла 4300 *кг*, конечная масса после потерь на абляцию составила 370-450 *кг*. Орбита оказалась типичной для болидов глубоко проникающих в атмосферу Земли: $a = 1{,}33$ а.е., $e = 0{,}484$, $q = 0{,}684$ а.е., $\omega = 266{,}8°$, $\Omega = 235{,}4°$, $i = 7{,}4°$. Поиски фрагментов метеороида с общей конечной массой 370 *кг*, проведенные в районе с. Турьи Реметы многочисленными экспедициями, к сожалению, пока не увенчались успехом.

Болид Турьи Реметы, параметры которого приведены в табл. 1, наблюдался с обсерваторий Словакии с расстояния около 260 *км* (начало болида) и 190 *км* (конец болида), со средним расстоянием 220 *км* под углом около 8,5° [1]. Зафиксированная картина болида (рис. 1) составляла 35% от истинной, которая наблюдается под углом 90° к его траектории (рис. 1). «Хвост» болида наклонен под углом 42–43° к поверхности, а в завершающей фазе болид падает под углом около 35–36° к поверхности. Т.е. болид после максимума заметно выполаживается, хотя по данным словацких астрономов это выполаживание составляет всего 0,7 ° (рис. 1). Поперечник болида составляет в максимуме около 5 *км*, а с ореолом отдельных светящихся частиц – до 10 *км* (рис. 1). Если продолжить путь метеороида после выклинивания болида до падения, то его след по территории составит 17–20 *км*. Т.е. метеорит может долететь почти до с. Невицкое. Уточнение места падения метеорита «Турьи Реметы» или его частей является одной из основных задач настоящего исследования.



а *б*

а - Болид Турьи Реметы [1]. Длина траектории болида 106 км. Начало: высота (H) = 81,4 км, скорость (v)=18,5 *км/с*, плотность воздуха (φ) = 0,01 *г/м*^{3}, масса (m) = 4300 *кг*. Максимум болида: $H = 30$ *км*, $v = 14$ *км/с*, $\varphi = 0{,}050$ *кг/м*^{3}. Выклинивание: $H = 13{,}5$ *км*, $v = 3{,}8$ *км/с*, $\varphi = 0{,}20$ *кг/м*^{3};

б - Вид траектория болида Турьи Реметы под углом 90°. Параметры болида: **а** – начало (1 – проекция на поверхности); **б** – максимум (2 – на поверхности); **в** - выклинивание (3 на поверхности); 1-4– начальная траектория болида; **в**-5 – траектрория метеороида. 5 – предполагаемое место падения метеорита

Рис. 1

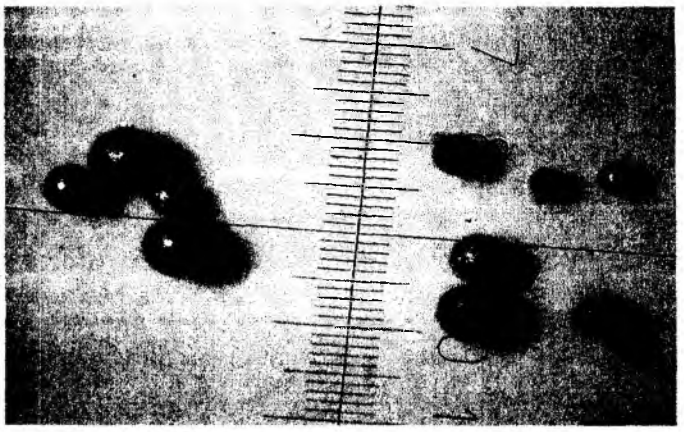
Таблица 1

Parameters	Beginning	Terminal
Velocity (km/s)	18,482 ± 0,014	3,8 ± 0,2
Height (km)	81,37 ± 0,13	13,5 ± 0,2
Geographic longitude (° E)	23,7428 ± 0,0015	22,671 ± 0,003
Geographic latitude (° N)	48,9196 ± 0,0015	48,733 ± 0,003
Dynamic mass (kg)	4300	370
Slope to the surface (°)	40,0 ± 0,2	39,3 ± 0,2
Date and time of the maximum brightness (UT)	17.11.2001 v $16^h52^m46,7^s \pm 0,3^s$	
Maximum absolute brightness	-18,5	
Total length of the luminous trajectory (km)	106,43	
Duration of the luminous trajectory (s)	6,87	

Результаты поисковых работ

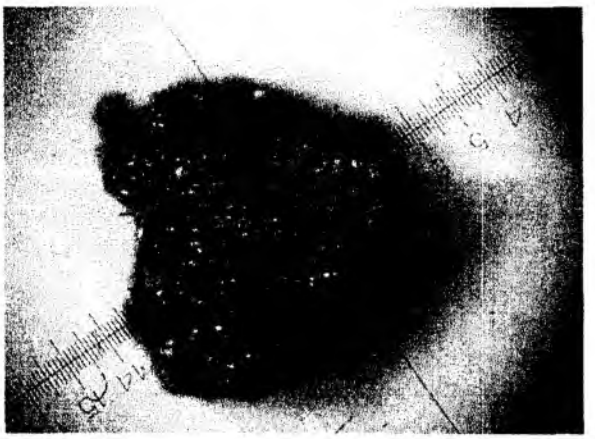
В 2007 и 2008 гг. провели поисковые шлиховально-геохимические исследования в бассейне р. Турья. Присутствие базальтов и других вулканитов, подобных хондритам, усложнял идентификацию возможного космического вещества болида в исследуемых земных пробах.

Одним из явных вещественных признаков болида Турьи Реметы в грунтовых пробах являются магнетитовые микросферулы, диаметром 0,1–0,30 *мм*, содержание которых прослежено по магнитным фракциям шлиховых проб и проб почв. Эти шарики, сферической (реже эллиптической или каплевидной формы) обнаружены с преимущественной их концентрацией в пойме реки Уж от с. Заричево до с. Симер (рис. 2). Обычно шарики встречаются в одной пробе разных размеров, что позволяет предположить их медленное парашютирование в земной атмосфере после взрыва болида в безветренную погоду (рис. 2). Кроме того были найдены оплавленные обломки иоцита (FeO) (рис. 2) в районе п. Турьи Реметы, который весьма вероятно имеет космическое происхождение.



Магнитные шарики из шлиховых проб нижнего течения р. Турья (п. Турьи Реметы – п. Симер) в пойме р. Уж (г. Перечин) - возможное вещество болида. Диаметр наибольшего шарика – 0,3 *мм*

а



Оплавленный обломок (2 *мм* в диаметре) иоцита (FeO)

б

Рис. 2

Поисковые работы 2007 - 2008 гг. обусловлены тем, что прямые поиски метеоритов болида Турьи Реметы разными экспедициями в месте падения, рассчитанного словацкими астрофизиками [1], не дали положительных результатов. Здесь может быть несколько причин

неудачных поисков: неточный расчет; сложное для поисков указанное место падения на высокой горе Клокотил; распад метеороида на мелкие тела; неудачная методика поисков и др.

Видимо, нужно расширить территорию поисковых работ, попытаться проследить траекторию болида по следу рассеянного метеоритного вещества на территории и уточнить места падения крупных метеоритных тел. Потеря массы метеороида при абляции произошла более чем в 10 раз и видимо брызги расплава от главного тела или нескольких крупных тел как рассеянное космическое вещество можно найти, откартировать при помощи шлихового опробования и отбора геохимических проб почв по профилям. Светящиеся брызги расплава хорошо видны вокруг болида, особенно в области его максимума на высоте около 30 *км* (рис. 1). Светящихся частиц очень много, их ореол почти равен телу болида, причем располагаются они и снизу, и сверху болида, что свидетельствует о взрывной их природе. Траектория некоторых из них несколько выполаживается при падении, что свидетельствует о довольно значительной их массе (рис. 1). Светящиеся частицы или брызги расплава в окружении болида вероятнее всего при остывании приобретают шарообразную форму и они нередко полые внутри (рис. 2). Подобные небольшие песчаного размера магнитные сферулы или шарики часто имеют космическое происхождение [2, 3, 4, 5], но не исключена и техногенная или вулканическая их природа.

Метеороиды обычно богаты металлическим железом или магнитными оксидами железа и поэтому одним из важнейших методом поиска метеоритов является использование магнитов, а для шлихов или проб почв - выделение магнитной фракции.

Во время полевых работ 2007 и 2008 гг. было проведено шлиховое опробование бассейна р. Турья в нижнем течении (п.п. Порошково, Турья Пасека, Раково, Турьи Реметы, Симер) по речкам Шипот п. Турья Поляна), Турица (п.п. Туриця, Турички, Лумшоры), р. Симерка, Клокотива, по р. Уж от г. Перечин, п. Симер до п.Заречево и по р. Свинижа (п. Заречево), р. Любянка (п. Черноголово). Отобрано более 30 шлиховых проб и 20 проб почвы. Сделано около сотни спектральных анализов, 10 РСМК анализов, минералого-петрографические описания отобранных проб.

По предварительным результатам исследования многие шлихи заражены никелем (до 200–500 *г/т*), хромом (до 500–800 *г/т*), кобальтом (до 100–200 *г/т*), что характерно для метеоритов [2, 3, 4, 5 ,6]. Аномалии этих элементов отмечены у п.п. Турья Поляна, Турья Пасека, Симер, Симерка, Заречево, Черноголова, Лумшоры. Попутно в некоторых шлихах часто встречается повышенное содержание олова (до 400–600 *г/т*), реже свинца (до 300–500 *г/т*), цинка (до 800 *г/т*). Таким образом, выделяется полоса повышенных содержаний в шлихах Ni, Cr и Co примерно от г.Перечин через п.Симерки до п.Лумшоры, хотя отмечаются аномалии и в районе п. Черноголова, Турья Поляна, Турья Пасека (рис. 2).

Магнитные шарики отмечаются практически по всей территории, чаще всего мелкие – 0,1 – 0,3 *мм* в поперечнике. Их особенно много в устье р.Турья, п. Турьи Реметы, п. Симер и в пойме р. Уж у г. Перечин и до п. Заречево. Крупные шарики – 0,5 –1,5 *мм* в поперечнике встречаются реже: 0,6 *мм* в р.Лютянке; 0,7 *мм* и 1,4 *мм* – в р. Шипот выше п. Турья Поляна; 0,8 *мм* - на склоне г. Соколич в 1,5 *км* от р.Турья и от п. Турьи Реметы; 0,5 *мм* и 0,9 *мм* – в р.Турица в 5 *км* от р. Турья; 0,4 *мм* у п. Лумшоры. С востока на запад по следу полета болида размеры шариков уменьшаются. И это вряд ли случайно. И потом шарики часто находятся в местах, удаленных от цивилизации, - в малых ручьях на склонах залесенных гор. Впрочем, принадлежность найденных шариков к метеоритному веществу надо еще обосновать аналитически.

Наряду с шариками с гладкой блестящей поверхностью встречаются округлые «бомбы» с неровной окисленной поверхностью. Их происхождение пока не ясно. Возможно, они вулканические. Встречаются обломки пузырчатого черного стекла, переполненные шариками разных размеров – 0,1–0,3 *мм*. Нередко крупные шарики имеют отверстия в полость внутри их, а также содержат светлые включения. Как уже отмечалось найден оплавленный обломок (2 мм в диаметре) иоцита (FeO) (рис. 2).

Физический анализ данных болида и метеороида

Рассмотрены соотношение физических параметров: масса метеороида, скорость, высота, путь болида, плотность атмосферы, вязкость воздуха, свечение болида, распад при абляции метеороида на малые тела и частицы, их размер, энергетика болида – энергия, сила движения, падения тел, сопротивления атмосферы, скорости и пути движения и возможные места падения малых тел, и др. предлагаемые гипотезы.

Можно приближенно рассчитать скорость и массу метеороида при его движении, исходя их данных оконечных величин этих параметров для болида (табл. 2), из формул:

для кинетической энергии механической системы (в *Дж*):

$$E_k = \frac{1}{2} \cdot mV^2 . \qquad (1)$$

А также из формулы Стокса для сопротивления среды (жидкости или газа) движению шара (в Н):

$$F_c = 6\pi \cdot \eta VR . \qquad (2)$$

где η – динамическая вязкость, пз; R – радиус шара, *м* [7].

Скорость падения шарика (плотностью $\varphi_1 = 4000\ кг/м^3$) в газе с плотностью $\varphi_2 = 0{,}5\ кг/м^3$ [7]:

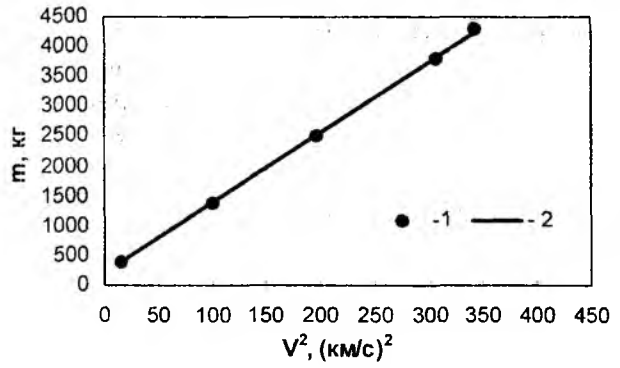
$$W = 2(\varphi_1 - \varphi_2)g \cdot \frac{R^2}{9\eta}; \qquad (3)$$

Масса в механической системе прямо пропорциональна квадрату скорости (1), а сопротивление среды (F_c) определяется по уменьшению E_k (табл. 2). Исходными являются (рис. 2; табл. 2): путь болида, $S = 106{,}43\ км$, время, $t = 6{,}76\ с$, средняя скорость, $V = 15{,}5\ км/с$.

Зависимость между разными физическими параметрами болида и метеороида отражена в табл. 2 и на рис. 3–8. Максимальная потеря массы – 2400 *кг* (60% массы метеороида) происходит в максимуме болида. Это получается как по уменьшению кинетической энергии метеороида на $5 \cdot 10^{11}$ *Дж* (2/3 всей кинетической энергии), так и по преобладающему объему свечения болида – более 60% его припадает на область максимума (табл. 2; рис. 5, 6).

Таблица 2

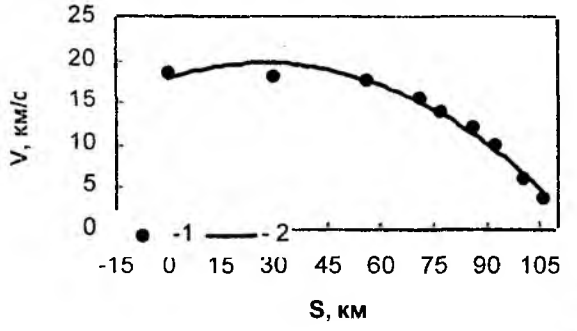
№ точки	Описание болида	Высота, H, *км*	Траектория, S, *км*	След на территории, L, *км*	Скорость, V, *км/с*	Масса, m, *кг*	Энергия кинетическая, $E_к$, *Дж*	Сила сопротивления среды, F_c, H	Плотность воздуха φ, $г/м^3$
1	Начало	81,4	0	0	18,5	4300	$7{,}4 \cdot 10^{11}$	0	0,01
2	Начало расширения	44	56	40	17,5	3800	$5{,}8 \cdot 10^{11}$	$4.5 \cdot 10^{6}$	2
3	Максимум	31	77	56	14,0	2500	$2{,}5 \cdot 10^{11}$	$1{,}6 \cdot 10^{7}$	16
4	Начало сужения	21	92	70	10,0	1400	$7 \cdot 10^{10}$	$1{,}1 \cdot 10^{7}$	90
5	Выклинивание	13,5	106	81	3,8	400	$3 \cdot 10^{9}$	$4{,}5 \cdot 10^{6}$	270



Масса, кг	Скорость, *км/с*^{2}
4300	342
3800	307
2500	196
1400	100
400	14,4

m – V^2 [Масса - (скорость)^2] болида

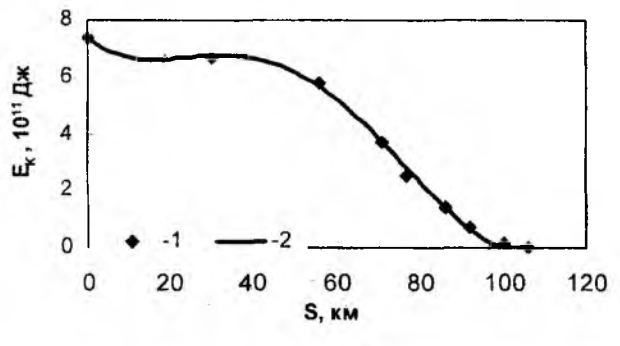
Рис. 3



Пункты	Скорость, *V*, *км/с*	S, *км*
1	18,5	0
2	18,1	30
3	17,5	56
4	15,5	71
5	14	77
6	12	86
7	10	92
8	6	100
9	3,8	106
Коэффициент корреляции, 98%	Параболическое уравнение: $y = - 0{,}0025\,x^2 + 0{,}1352x + 17{,}8$	

V – S (Скорость и путь болида)

Рис. 4



S, *км*	$E_к$, 10^{11}*Дж*
0	7,4
30	6,7
56	5,8
71	3,7
77	2,5
86	1,4
92	0,7
100	0,12
106	0,03

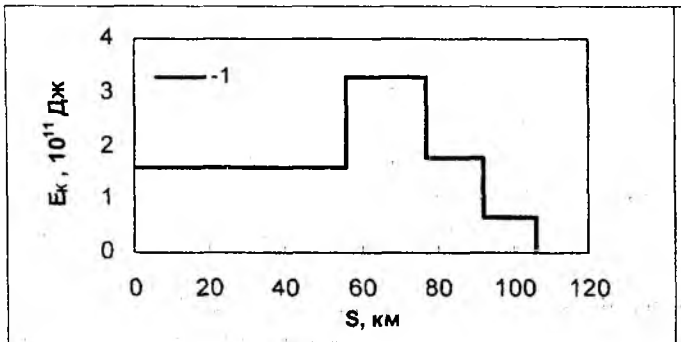
Коэффициент корреляции – 98%,

Полином 4-го порядка:

$y = 6E\text{-}07x^4 - 0{,}0001x^3 + 0{,}0064x^2 - 0{,}123x + 7{,}3935$

$E_к$ – S (кинетическая энергии и путь болида)

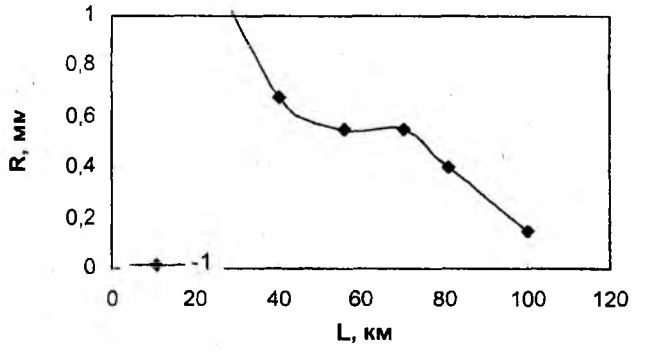
Рис. 5



ΔS, км	$E_к$ 10^{11} Дж
0-56	1,6
56-77	3,3
77-92	1,8
92-106	0,67

$E_к$ – ΔS (Потеря кинетической энергии на отрезок пути болида)

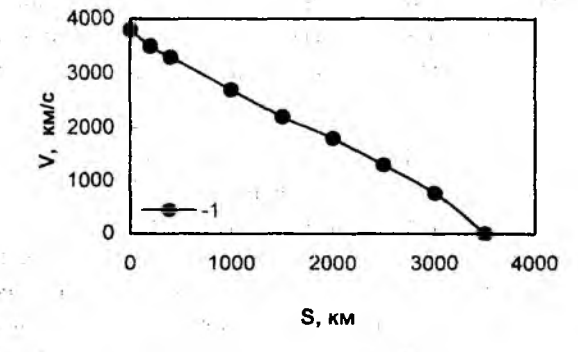
Рис. 6



L, км	R, мм
0	>2
40	0,68
56	0,55
70	0,55
81	0,4
100	0,15

Средний радиус (R) частиц болида и расстояние от начала его движения по территории (L)

Рис. 7



S, м	V, м/с
0	3800
200	3500
400	3300
1000	2700
1500	2200
2000	1800
2500	1300
3000	770
3500	0

График V – S (Скорость - расстояние) для частицы с радиусом 0,5 мм от выклинивания болида до падения метеорита. 1-9 движение частицы по траектории до свободного падения. Исходные данные – V – 3800 *м/с*; H – 13500 *м*, S траектории – до 23000 *м*

Рис. 8

Полученные данные при полевых работах по составу шлиховых проб и по распределению шариков на территории бассейна р. Турья в целом не противоречат результатам анализа физических параметров болида и метеороида. Вполне понятными становятся находки крупных шариков (с радиусом около 0,5 *мм*) в восточной части района, а более мелких (с радиусом 0,1 *мм*) – в районе с. Симера, г. Перечина. Возможно, с ветром связано и обогащение шлиховых проб никелем, кобальтом и хромом в полосе Симерка – Лумшоры и в районе с. Черноголова. Хотя могут быть и другие интерпретации полученных предварительных данных. Эти результаты нуждаются в обсуждении и дополнительных исследованиях.

Выводы

По данным шлихового и геохимического опробования на территории выделяется зона повышенных содержаний в шлихах Ni, Cr и Co примерно в полосе: г.Перечин - п.Симерки - п.Лумшоры, которая проходит в 3-5 *км* к северу от рассчитанной траектории болида [1], параллельно ей. Это может свидетельствовать либо об ошибке расчетов, либо о влиянии каких-то дополнительных факторов, например, ветра. Эти данные нужно учитывать при дальнейших поисковых работах.

Одним из известных признаков болидов являются магнитные шарики песчаного размера (диаметром 0,1–1,0 *мм*), которые часто встречаются в магнитной фракции шлихов. Эти шарики, вместе с оплавленными обломками иоцита (FeO) образуются при абляции болида, а их размеры уменьшаются по мере движения метеороида, что и наблюдалось при поисковых работах. С востока на запад радиус таких шариков в районе исследований уменьшался в среднем от 0,7–0,5 *мм* до 0,1–0,3 *мм*. Размеры таких шариков, как светящихся расплавленных частиц болида, хорошо совпали с расчетными на основании потери энергии болида Турьи Реметы. Это подтверждает космическое происхождение таких шариков.

Предварительно рассчитаны физические параметры движения болида - скорость, масса, кинетическая энергия, сила сопротивления при абляции, средний радиус частиц болида по траектории, пути движения частей метеороида в зависимости от массы и размеров. Быстрая потеря массы болида более чем в 10 раз, сильная, короткая абляция и затухание болида на большой высоте свидетельствует о неустойчивости метеороида и об участии газов в абляции. Возможно присутствие льда и других закристаллизовавшихся газов в составе метеороида, т.е. его состав был близок к кометному или к хондриту со льдом (газогидратом) [8]. Особенно вероятны газогидраты тяжелых газов, таких как CO_2, H_2S, углеводородов (пропан, бутан и др.) [8].

Дальнейшие поисковые работы рекомендуется провести в виде геохимических профилей через след болида: 1) Турья Поляна – Лумшоры, и 2) Турьи Реметы – Симерка, а также опоисковать вероятный район падения метеорита или его частей – левобережье р. Уж – п.п. Ворочево-Невицкое.

Учитывая вышесказанное, для изучения вещества, собранного при поисковых работах, необходимо использовать широкий спектр физико-химических лабораторных исследований, а также методы термодинамического анализа и математической статистики. Эти исследования помогут также оценить влияние падающих на Землю малых космических тел на окружающую среду.

Список литературы: 1. *P .Spurny, V. Porubchan.* EN171101 Bolide - The deepest ever photographed Fireball // Proceedings of Asteroid, Comets, Meteors (ACM 2002), 29 July - 2 August, Technical University Berlin, Germany, (ESA-SP-500), November 2002. P. 269-272. 2. *Белевцев Р.Я., Чурюмов К.И., Соботович Э.В., Спивак С.Д., Блажко В.И., Солоненко В.И.* Поиски космического вещества от яркого болида EN171101 в Закарпатье // Сб. тезисов. «САММАС 2008», Винница. 2008. С. 32-33. 3. *Рудник В.А., Соботович Э.В.* Ранняя история Земли. М.: Недра, 1984. 349 с. 4. *Соботович Э.В.* Космическое вещество в земной коре. М.: Атомиздат, 1976. 159 с. 5. *Явнель А.А.* Метеоритное вещество с места падения Тунгусского метеорита // Астрономический журнал, 1957, Т. 34, вып. 5. С. 794-796. 6. *Мейсон Б.* Основы геохимии. М.: Недра, 1971. 311 с. 7. *Эберт Г.* Краткий справочник по физике. М.: Гос. Из-во физ.-мат. лит., 1963. 552 с. 8. *Клименко А.П.* Клатраты (гидраты газов). Киев: Наук. думка, 1989. 74 с.

[1]*Інститут геохимии окружающей среды НАН и МЧС Украины*
[2]*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко*
[3]*Винницкий государственный педагогический институт имені Михаила Коцюбинского*

Поступила в редколлегию 14.01.2010

УДК 523.58

В.А. СМИРНОВ, канд.физ.мат.наук

ПРИРОДА МЕТЕОРНЫХ ВСПЫШЕК

Введение

При рассмотрении вспышек быстрых метеоров метеорных потоков Персеид, Орионид, Леонид и подобных выделяются вспышки, одинаковые по характеру излучения в метеорах одного и того же потока. Некоторые вспышки, как например двойные вспышки в конце пути метеора, объяснить обычными методами механической деструкции метеороида весьма трудно, поскольку механические изменения протекают несравнимо медленнее процессов изменения излучения наблюдаемой метеорной плазмы [1, 2].

Вспышки медленных болидов

Вспышки медленных болидов, скорее массивных медленных метеоров, летящих со скоростью менее 60 *км/с* образуют излучение одновременно во всех так называемых «спектральных линиях» спектрального изображения метеора. («Линии» – есть монохроматические изображения метеора и не могут использоваться для построения кривых роста или расчета самоабсорбции – В.С.). Такие вспышки метеора могут повторяться с частотой вращения метеорного тела, при сбрасывании расплавленных слоев метеорного тела и других подобных механических явлений. Назовем такие «механические» вспышки типом В.

Быстрое чередование вспышек в этом случае характеризует сбрасывание закипевших светящихся отдельных слоев метеороида по мере проникновения метеорного тела вглубь атмосферы при соответствующей данному процессу температуры кипения вещества (для железа 2735^0С). Спектральные линии в «механической» вспышке сразу светятся для всего спектра одновременно.

В процессе проникновения метеороида в более плотные слои атмосферы образующаяся метеорная плазма взаимодействует как с телом метеора, так и с окружающей средой – непрерывно увеличивающимся по плотности атмосферным газом.

Для указанных метеоров потоков формирование ударных волн при полете метеорного тела, а также амбиполярная диффузия, которая значительно ускоряет и усиливает термическую ионизацию и тем самым процесс формирования метеорной плазмы, всего плазменного «сгустка».

Вспышки болидов при скорости более 60 *км/с*

При скорости метеорных потоков более 60 *км/с* метеорная плазма движется вместе с метеороидом со скоростью более 60 *км/с* и дает быстрые изменения интенсивности радиации [3, 4]. Плазма, формирующаяся во время пути метеора в непрерывно уплотняющейся атмосфере, часто дает плазменное образование, подобное по характеру излучения наглядному примеру подобного излучения газодинамического лазера. Вспышки возникают при почти полной потере через испарение метеорной массы при неизбежном разлете метеорной плазмы в пустоту. Такой процесс дает повторение радиации газодинамического лазера.

В «линиях» сначала загорается, согласно закону Вина, более длинноволновая часть спектра, а затем во вспышке загорается весь набор спектральных «линий». Такой вид «лазерных» вспышек был назван типом А.

В таком плане возможно и проведение экспериментов с наблюдаемым свечением газодинамического лазера. В экспериментах следует имитировать расширение плазмы в пустоту в уплотняющейся со временем среде, соответствующей плотности воздуха от нуля до плотности атмосферы на высоте 60 – 70 *км*. При этом следует обратить внимание на наличие или отсутствие вспышек, подобных метеорным.

Амбиполярная диффузия

Как известно, при пролете метеора вокруг него формируется ионизированный столб воздуха. Так непрерывно образуется амбиполярная диффузия, являющаяся источником образования плазменного метеорного сгустка. Амбиполярная диффузия является первичным процессом по отношению к возбуждению и излучению ионизированного следа метеора.

При диффузии поток частиц j пропорционален градиенту концентрации:

$$j = -D\nabla N \tag{1}$$

где D – коэффициент диффузии, пропорциональный характерной скорости частицы V и длине свободного пробега λ. Согласно соотношению Эйнштейна коэффициент диффузии пропорционален подвижности частиц b и температуре газа T:

$$D = \frac{bT}{e} \tag{2}$$

где e – элементарный заряд.

При диффузии заряженных частиц потоки электронов и ионов складываются из диффузионного и направленного в электрическом поле:

$$\begin{aligned} j_e &= -D_e\nabla N_e - b_e N_e E\,, \\ j_i &= -D_i\nabla N_i + b_i N_i E\,, \end{aligned} \tag{3}$$

где E – напряженность поля, образующегося в результате разделения зарядов, b_e, b_i – подвижности электронов и ионов, D_e, D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов плазмы, N_e, N_i – концентрации электронов и положительных ионов. Обозначим m_e, m_i – массы электрона и положительного тяжелого иона. Из соотношения

$$\frac{D_e}{D_i} \approx \frac{V_e}{V_i} \cong \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \tag{4}$$

видно, что дрейфовая скорость электрона на 2-3 порядка превышает скорость положительных ионов. Если время образования ионизованного «электронного» следа 10^{-3}с, то время заполнения этого следа цилиндрической формы положительными ионами не менее 0,4с. Такой механизм ответственен и за образования плазменного сгустка [5].

Кинетика метеорной плазмы при разлете

Таким образом, рассматривая развитие метеорного явления в режиме реального времени, мы можем заключить, что при завершении процесса испарения и сублимации частиц метеороида образовавшийся в виде метеорной комы сгусток плазмы теряет источник пополнения запаса излучающих частиц.

Как следует из справочных данных, на высоте 90 *км* средняя длина свободного пробега частиц воздуха составляет 2,4 *см,* а на высоте 80 *км* – 0,4 *см.* Эти данные позволяют заключить, что геометрические размеры метеора соответствуют размерам излучающего метеороида и именно при таких условиях начинается процесс разогревания и последующего интенсивного свечения метеора [6].

Теплопроводность по научным исследованиям почвы при плотности ρ=0,5 *г/см*^{3} и пористости, равной 90%, равна $0{,}48\cdot10^{-4}$ *Дж/мм*.с.К.[7].

Медленный процесс теплопроводности способствует сохранению инертности метеорного тела в течение полета и объясняет физические отличия между вспышками типов А и В.

В процессе исчезновения источника излучающих частиц метеорного тела общий блеск метеора спадает вплоть до полного исчезновения твердой массы. Как было показано [1, 2] для излучения видимого спектра необходимо замедление скорости движения излучающей плазмы до 2–3 *км/с*. Действительно, если скорость метеорной плазмы оставалась бы равной скорости метеора потоков Леонид, Орионид или Персеид, то максимум в распределении энергии по спектру сместился бы в рентгеновскую область спектра, что никогда не наблюдается.

Расширение в пустоту конечного сгустка плазмы можно описать согласно закона:

$$\rho = \frac{m}{\frac{4}{3}\pi R^3} = \rho_0 \left(\frac{t_0}{t} \right)^3 \tag{5}$$

Отсюда выражение для масштаба времени определяется как

$$t_0 = \left(\frac{m}{\rho_0 \frac{4}{3}\pi V^3} \right)^{1/3} \tag{6}$$

В (5) и (6) ρ_0, m - начальная плотность сгустка плазмы и масса метеороида, радиус образуемого плазмой шара с плотностью ρ определяется согласно формуле: $R = Vt$. Итак: за время, равное в среднем около 0,3 c происходит разлет плазмы, заполнение ею сферы радиусом R, происходит ослабление блеска метеороида, предшествующее конечной яркой вспышке.

Уравнение кинетики для расширяющейся плазмы [1, 3, 4, 8] относительно степени ионизации

$$x = \frac{N_e}{N}$$

где N_e – концентрация электронов, а N – концентрация сталкивающихся частиц, имеет вид:

$$\frac{dx}{dt} = -\alpha N^2 x^3 \tag{7}$$

где коэффициент рекомбинации

$$\alpha = AT_e^{-9/2}$$

В последнем выражении A – постоянная, T_e – электронная температура.

Если при t_0 степень ионизации $x = x_0$, то решение уравнения записывается в виде

$$x = x_0 \left[1 + 2Ax_0^2 \int_{t_0}^{t} \frac{N^2(t)}{T_e^{3/2}(t)} dt \right]^{-\frac{1}{2}} \tag{8}$$

Таким образом, как видно из (8), в течение секунды при постоянном объеме число частиц N при действии источника излучения возрастает. Однако на самом деле при разлете объем увеличивается пропорционально R^3, и электронная температура, как и концентрация частиц соответственно уменьшаются. Численные примеры приведены в [1].

Механизм характерной вспышки метеора потоков Персеид, Орионид, Леонид

На ранней стадии разлета метеорного плазменного сгустка все релаксационные процессы протекают быстро, и можно принять, что газ находится в состоянии термодинамического равновесия. В отсутствие пополнения излучающей массы метеороида, что может быть в принципе проверено экспериментально, в расширяющейся вследствие амбиполярной диффузии метеорной плазме степень возбуждения частиц возрастает через ударную волну за счет рекомбинационного потока сверху. В частицах плазмы оказываются заселенными уровни, лежащие вблизи края непрерывного спектра. Образуется своеобразная инверсия, сопровождаемая максимумом вынужденного излучения.

При распаде метеорной плазмы степени возбуждения остальных энергетических уровней атомов должны также испытывать подъем, продолжающийся до тех пор, пока поток вниз с каждого уровня за счет спонтанных переходов и дезактивации не станет преобладать над потоком из непрерывного спектра, который в конце концов уменьшится по мере падения концентрации частиц.

Достаточно значительные коэффициенты усиления излучения за счет такого «макроквантового» эффекта получаются лишь у быстрых поточных метеоров. Поскольку метеор-

ная плазма представляет собой смесь различных элементов, то возбуждение основного элемента ведет за собой усиление всех остальных, как это следует из экспериментов [1].

Если принять, что излучение от конечной вспышки создается частицами, сформированными за счет инверсной населенности уровней частиц, мы можем подсчитать коэффициент усиления излучения по методу, который часто используется для определения лазерного эффекта.

Пусть при низком давлении в первом приближении Допплеровское уширение спектральных линий доминирует над другими механизмами уширения. Ширина спектральной линии может быть вычислена согласно формуле

$$\Delta\nu = \frac{2}{\lambda}\sqrt{\frac{2\ln kT}{m}}, \tag{9}$$

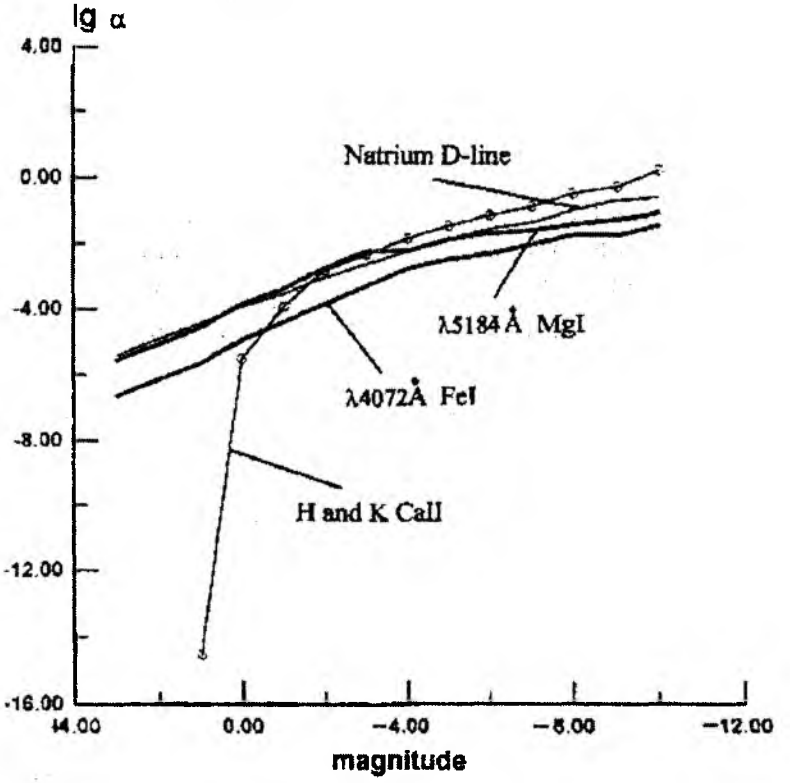
где λ – длина волны в метрах, m – масса атома, *кг*, T – абсолютная температура в Кельвинах, k – постоянная Больцмана. Коэффициент усиления интенсивности излучения $a(\nu)$ при инверсии может быть подсчитан по формуле

$$a(\nu) = \frac{1}{4}\lambda^2 g_k a_{ki}\left[\frac{N_k}{g_k} - \frac{N_i}{g_i}\right], \tag{10}$$

где g_k и g_i – статистические веса уровней, имеющих населенность N_k и N_i соответственно. Если частота, соответствующая данной спектральной линии ν_0, спектральная плотность a_{ki}, первый фактор коэффициента Эйнштейна A_{ki}, то

$$a_{ki} = A_{ki}(\sqrt{\pi}\Delta\nu)^{-1}\exp\left[-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{\Delta\nu^2}\right]. \tag{11}$$

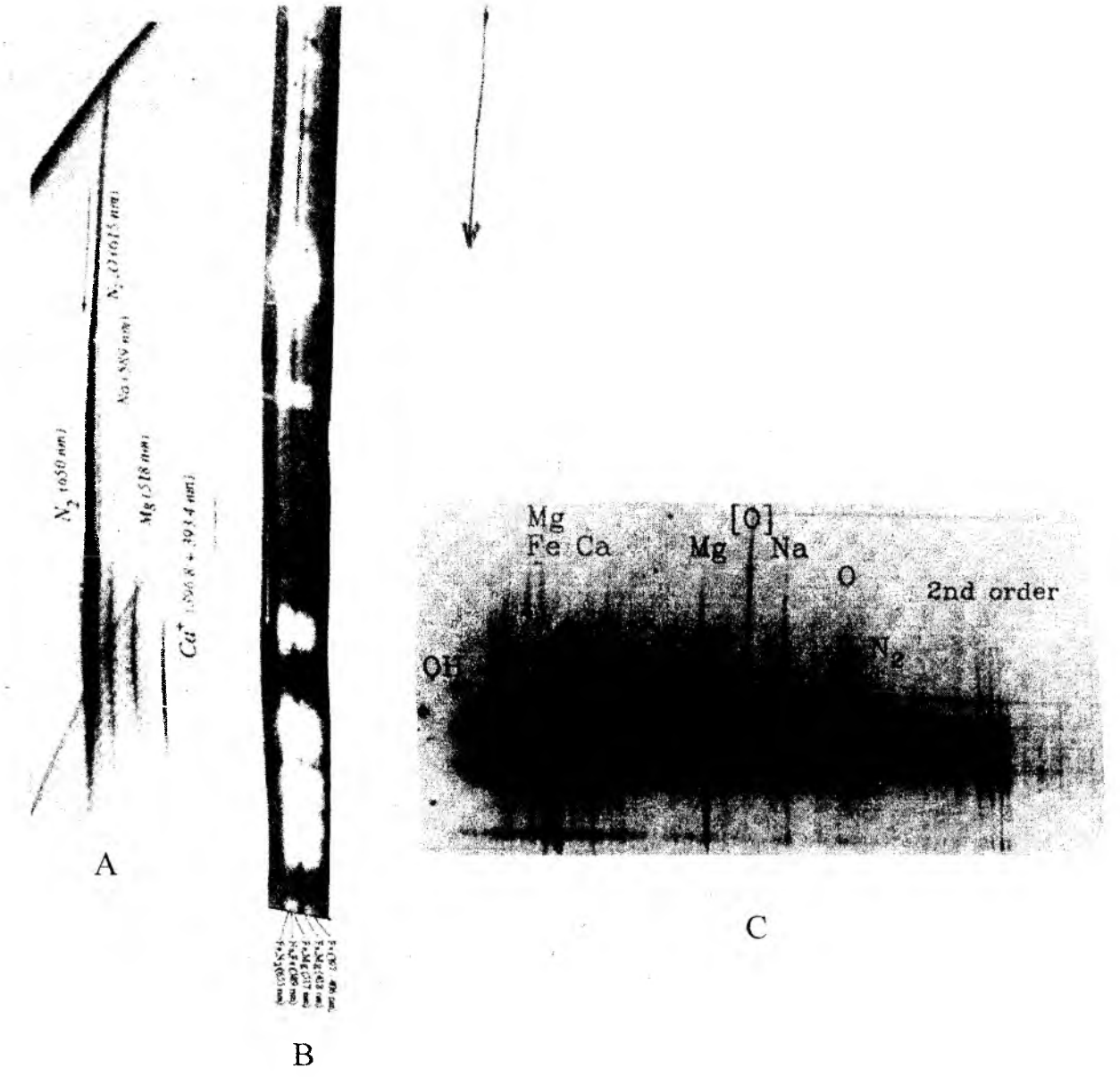
Расчет данных для коэффициента усиления излучения в единицах $м^{-1}$ для центра спектральной линии FeI $\lambda = 4072$ Å, MgII $\lambda = 5184$ Å, D-линии натрия и для линий H и K CaII показан на рис.1 в зависимости от звездной величины.



Коэффициент усиления радиации (в логарифмической шкале) в зависимости от звездной величины метеора.

Рис. 1

Так, для представленного на рис.2 метеора потока Леонид, сфотографированного автором 17 ноября 1965 г., усиление излучения за счет указанного эффекта составляло 150 на километр пути. Численные примеры приведены в [1].



A - Спектр Леонида со вспышкой типа А 17/18 ноября 1965 года, сфотографированный автором в Крыжановке. Конечная вспышка показывает "лазерный" характер излучения.

B - спектр болида со вспышками, вызванными вращением метеорного тела, движущегося в атмосфере; излучение носит "механический" характер.

C - спектр Леонида, полученный в Японии [9] Характер излучения характеризует наложение вспышек типа А и В.

Рис. 2

Заключение

Итак, при развитии метеорного явления происходят процессы в разных временных шкалах:

1. Сравнительно медленные процессы теплопроводности, механического вращения, дробления.

2. Значительно более быстрые колебания яркости сформировавшегося сгустка метеорной излучающей плазмы, аналогично излучению газодинамического лазера.

Вспышки, вызванные первой и второй причинами, отличаются как по своей природе, так и по внешнему виду, вызванному характером излучения. Как указывалось, назовем "механические" вспышки - типом В, "лазерные" - типом А. На рис. 2 показаны три спектрограммы ярких метеоров.

Центральная спектрограмма рис.2, обозначенная как «В», взята из работы [2] и демонстрирует вспышки типа В для сравнительно медленных болидов, когда плазменная составляющая метеорного явления не проявляет себя, так как для ее формирования не хватает скорости движения, энергии взаимодействия частиц метеора и атмосферы. Такие вспышки образуются за счет механических причин вращения метеорного тела, сопровождаемого плавлением его наружных слоев, сбросом расплавленного вещества в атмосферу.

Левая спектрограмма рис.2, обозначенная как «А», взята также из [2] и демонстрирует вспышку типа А для излучения болида потока Леонид с преобладанием свечения метеорной плазмы согласно закона Вина с конечной вспышкой.

Правая спектрограмма рис.2, обозначенная как «С», взята из [9], на ней показан спектр яркого метеора потока Леонид, в котором, скорее всего, проявляется наложение обоих типов вспышек. Можно полагать, что верхняя, яркая вспышка есть наложение вспышек типа А и В, вспышка в конце пути метеора когда метеор полностью разрушился, принадлежит типу А. Здесь можно говорить о факторе «лазерной» радиации на спектрограмме метеора.

Сравнение указанных спектрограмм показывает соответствие предложенной интерпретации их изображений описанной теории. Для практических расчетов коэффициентов усиления радиации излучения (в логарифмической шкале) в зависимости от звездной величины метеора, представленных на рис.1, можно воспользоваться имеющимися результатами исследований метеорных спектров в Одессе [3].

Список литературы: 1. *Смирнов В.А.* Спектры кратковременных атмосферных световых явлений: метеоры. М.: Физ.-мат лит., 1994. 204с. 2. *Smirnov, V.A.* Peculiarities of meteor radiation // Advances in Space Research 39, number 4, 2007, P.526 - 532. 3. *Smirnov, V.A.* About Some Peculiarities of Meteor Radiation // Proceedings of the International Meteor Conference, Frasso Sabino, Italy 23-26 September 1999. Published by the IMO 2000, Edited by Rainer Arlt. P. 59 - 71. 4. *Smirnov, V.A.* Quantum Processes Accompanying the Development of Meteoric Phenomena in the Atmosphere // Proceedings of the International Meteor Conference, Frombork, Poland 26 - 29 September 2002. International Meteor Organization 2003 edited by Arkadiusz Olech, Kamil Zloczewski and Krzysztof Mularczyk. P 119 – 124. 5. *Смирнов В.А.* Особенности излучения метеорной плазмы на основании изучения спектрограмм // Метеорные исследования № 14. Результаты исследования по международным геофизическим проектам под редакцией доктора техн. наук Б.Л.Кащеева М. 1988 с.78 – 84. 6. *Астапович И.С.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Физ-мат литература, 1958. 640 с. 7. *Чудновский А.Ф.* Теплофизика почв. М.: Наука, 1976. 352с. 8. *Биберман Л.М., Воробьев Л.С., Якубов И.С.* Кинетика неравновесной низко-температурной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с. 9. *Abe, S., Ebizuka, N., Yano, H., Watanabe, J., Borovicka, J.* Search for OH (A - X) and detection of N_2^+ (B - X) in ultraviolet meteor spectrum // Advances in Space Research 39, 4, 538 - 543, 2007.

Одесская национальная Академия связи
имени А.С.Попова

Поступила в редколлегию 14.01.2010

УДК 523.531

С. В. КОЛОМИЕЦ, Ю.В. ЧЕРКАС

ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРБИТ И ПРОБЛЕМА ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТЕОРОВ

Введение

Если бы ошибки измерений элементов орбит были ничтожно малы, то проблемы гиперболических орбит не существовало бы. По оценкам С.К. Всехсвятского гиперболические метеоры должны наблюдаться в атмосфере Земли ежедневно [1]. С.К. Всехсвятский возлагал большие надежды в отношении открытия межзвездных метеоров по данным радиолокационных наблюдений в силу большой статистической обеспеченности результатов наблюдений при радиометоде. В то же время С.К. Всехсвятский предполагал, что межзвездными могут быть только ярко выраженные гиперболы с эксцентриситетами значительно превышающими единицу. С.К. Всехсвятский [1] произвольно выбрал в качестве минимального предела для уверенных гиперболических орбит величину ексцентриситета e=1,35, считая, что меньшие значения ексцентриситета могут быть обусловлены ошибками измерений. В Харькове в ХНУРЭ в конце 70-х годов был проявлен интерес к проблеме гиперболических орбит при радиолокационных наблюдениях метеоров благодаря содружеству двух ученых С.К. Всехсвятского и Б.Л. Кащеева, возглавлявших две большие украинские научные школы: кометную – киевскую и метеорной радиолокации – харьковскую. Именно С.К. Всехсвятский предложил Б.Л. Кащееву искать межзвездные метеоры в харьковских метеорных данных. Б.Л. Кащеев знал, что в арсенале накопленных в его научной школе данных имеется довольно много гиперболических орбит метеороидов. Также ему было известно, что наблюдателями ХНУРЭ было установлено, что если регистрируется много гиперболических орбит в момент проведения эксперимента, то это признак каких-то технических неполадок. После некоторых колебаний Б.Л. Кащеев дал «зеленый свет» направлению по решению проблемы метеорных гиперболических орбит [2].

Обсуждение проблемы

Проблема гиперболических орбит метеорных тел была и остается проблемой повышения точности измерений и вычислений, а также статистической обеспеченности исследований. При классических радиолокационных наблюдениях существуют определенные технические ограничения, не позволяющие регистрировать наблюдаемые скорости, большие 100 *км/с*, даже метеорные частицы со скоростями, большими 90 *км/с*, уже являются спорными в отношении их достоверности. Это кажущееся несоответствие между требованием больших эксцентриситетов, а следовательно, и требованием больших гелиоцентрических скоростей для межзвездных метеоров, и ограничениями в наблюдаемых скоростях при регистрациях радиометеоров породило временные трудности в интерпретации радиолокационных данных в отношении поиска межзвездных частиц. В ходе исследований вопрос о непригодности радиолокационных данных для поиска межзвездных метеоров был снят, во-первых, потому что теоретически было обосновано и наблюдениями [3] подтверждено, что межзвездными могут быть метеороиды и при довольно скромных геоцентрических (и наблюдаемых) скоростях, величины которых при радиолокационном методе можно считать достоверными. Во-вторых, появился новый взгляд относительно величин самих эксцентриситетов для межзвездных частиц – они не обязательно должны быть большими, и даже наоборот, эксцентриситеты межзвездных частиц по ряду моделей предполагались близкими к единице [4]. И все-таки, несмотря на обширный статистический наблюдательный материал, при радионаблюдениях число гиперболических орбит невелико и теоретически, и практически. Так, при радиолокационных наблюдениях в Харькове из почти 50 тысяч всех орбит за 1975 г. гиперболических набралось всего около тысячи. По имеющимся сведениям в измерениях других исследователей число гиперболических орбит колеблется от 1 до 3 % и сильно зависит от предъявляемым к ним требованиям по точности определения.

Исследования проблемы гиперболических метеоров продолжают быть актуальными и сегодня [5], а полученные ранее результаты приобретают важное значение в связи с новыми наблюдательными экспериментами, имеющими даже более высокую статистику, чем в Харькове в 1970-х. С конца 90-х годов стала образовываться сеть метеорных радаров SKiYMET (промышленные радары для научных исследований, приблизительной стоимости порядка 100 000 у.е., компания MARDOC Inc.), имеющих подсистему определения орбит. Однако на сегодня не на всех инсталлированных SKiYMET производятся орбитальные измерения [5].

Сейчас можно говорить о действующих метеорных орбитальных радарах в Новой Зеландии на радаре«Advanced Meteor Radar» (AMOR), где зарегистрировано около 600 *тыс.* орбит [6] и в Канаде на радаре «Canadian Meteor orbit Radar» (CMOR), где зарегистрировано около 1 *млн* орбит[7]. Также орбитальные исследования производятся в Японии, имеются результаты радиолокационных наблюдений орбит в Пуэрто Рико на «Aresibo Meteor Radar» [3]. На радаре CMOR заложена выдача вместе с результатом измерения его возможной ошибки. Некоторые сравнительные сведения о радарах приведены в табл. 1.

Таблица 1

Страна	Украина	Украина	Канада	Новая Зеландия	Пуэрто Рико
Название радара	MARS	MARS	CMOR	AMOR	Aresibo meteor radar
Тип радара	VHF	VHF	HF/VHF, based on SKiYMET	VHF, SKiYMET	UHF, HPLA,
Метод	Импульсно-дифракционный, классический	Импульсно-дифракционный, классический	Импульсно-дифракционный, классический	Импульсно-дифракционный, классический	Незеркальные отражения от головного эхо
Рабочая частота	22,38 MHz	31,1 MHz	29,85 MHz	26,2 MHz	430 MHz
Город	Харьков	Харьков	Travistock, Ontario	Christchurch	Аресибо
Широта инстал.	49° 24 ' 50 " N	49° 24 ' 50 " N	43^0,3 N	43^0 32′ S	
Долгота инстал.	36° 51 ' 30 " E	36° 51 ' 30 " E.	-80^0,8 E	172^0 30′ E	
Период обзора	1967-1971	1972-1978	May, 2002-September, 2004		1997 - 1998, 2002
Что регистрировалось	ABX	T, τ_1, τ_2, V_1, V_2, V_3	T, τ_1, τ_2, V_1, V_2, V_3	Профиль 3 ABX	
Записано на:	кинопленку	ЭВМ, бумагу	ЭВМ	ЭВМ	ЭВМ
Все орбиты	90 000	250 000 орбит	1 000 000 орбит	~500 000 орбит	50 000 орбит
Гиперболы	не искались	1-3%	1-10%	1-3%	~2%
Предельная зв.величина	$+8^m$ /$+12^m$	$+12^m$	$+8^m$	+14m	

Алгоритм расчета ошибок определения скоростей и орбит в Харькове

Любая оценка достоверности гиперболических орбит требует заключения о том, насколько ошибки измерений влияют на элементы вычисленных орбит. Согласно теории ошибок измерений, среднеквадратичные ошибки результатов измерений можно оценить по формуле

$$\sigma f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial a}\right)^2\Big|_{a=\bar{a}}\cdot(\sigma a)^2+\left(\frac{\partial f}{\partial b}\right)\Big|_{b=\bar{b}}\cdot(\sigma b)^2+\left(\frac{\partial f}{\partial c}\right)^2\Big|_{c=\bar{c}}\cdot(\partial c)^2+\ldots},$$

где f – функция от исходных величин a, b, c … При этом предполагается, что среднеквадратичные ошибки $\partial\sigma a$, σb, σc …, от которых зависит результат косвенных измерений, малы по сравнению со средними значениями самих этих величин $\bar{a}$, $\bar{b}$, $\bar{c}$, …., а вторыми производными функции f можно пренебречь по сравнению с первыми.

Вычисление координат радиантов в гелиоцентрической системе (истинных радиантов), гелиоцентрической скорости и элементов орбит метеорных тел производилось по несколько видоизмененному классическому алгоритму И.А. Клейбера. Автором были выведены формулы расчета ошибок по этому алгоритму на основании классической теории ошибок измерений. Для всех основных и переходных параметров алгоритма были вычислены их ошибки, что позволило оценивать конечный результат по взятым исходным данным. Исходными данными при расчете орбит являются время появления метеора t, временные сдвиги τ_1, τ_2 между дифракционными картинами отражений, принятых в основном и в вынесенных пунктах и значение средней наблюдаемой скорости метеора V_{cp}. Все величины, которые в 70-х годах брались из «Астрономического ежегодника», были представлены в виде аналитических функций времени: расстояние от Земли до Солнца R, орбитальная скорость Земли V_t, долгота Солнца λ_S и звездное время S в момент наблюдения.

Случайные ошибки измерений временных сдвигов и наблюдаемой скорости метеоров влияют на последующий расчет радиантов и элементов орбит и могут вызвать значительное отличие вычисленных элементов орбиты от истинных. При радиолокационных наблюдениях определение наклонной дальности до метеорного следа, положение экстремумов и величин временных сдвигов τ_1, τ_2, а также момент наблюдений можно считать прямыми измерениями. Остальные величины находятся косвенно, поскольку связаны с результатами прямых измерений определенными фунциональными зависимостями. Точность результатов измерений можно оценить величиной среднеквадратичной ошибки. Эта ошибка вычисляется в предположении, что в данном процессе измерений случайная ошибка распределена по нормальному закону, причем математическое ожидание случайной ошибки равно нулю. О том, чем могут быть вызваны первичные ошибки, подробно описывалось [2, 8]. Существуют оценки ошибок по разбросу индивидуальных значений этих величин при наблюдении метеорного потока [8], что не совсем корректно. А при выяснении реальности гиперболических орбит особенно необходима индивидуальная оценка точности вычисления элементов каждого метеора.

Полный алгоритм приведен в отчете НИР ХНУРЭ 1981 г., формулы конечного этапа алгоритма, совпадающие с [10], можно посмотреть в [10]. Для примера приведен фрагмент алгоритма: формула для вычисления ошибки геоцентрической скорости метеорного тела.

Геоцентрическая скорость V_g и ее среднеквадратичная ошибка σV_g

$$V_g = \frac{V' \cdot \sin(\psi_E - \Delta s)}{\sin \psi_E},$$

где $\Delta s = \sqrt{(\Delta\alpha \cos\delta_u)^2 + (\Delta\delta)^2}$,

$$\sigma(\Delta s) = \frac{1}{\Delta s} \cdot \left\{ \left[(\Delta\alpha) \cdot \cos^2 \delta_u \cdot \sigma(\Delta\alpha) \right]^2 + \left[(\Delta\delta) \cdot \sigma(\Delta\delta) \right]^2 + \left[(\Delta\alpha)^2 \cdot \sin\delta_u \cdot \sigma\delta_u \right]^2 \right\}^{1/2}$$

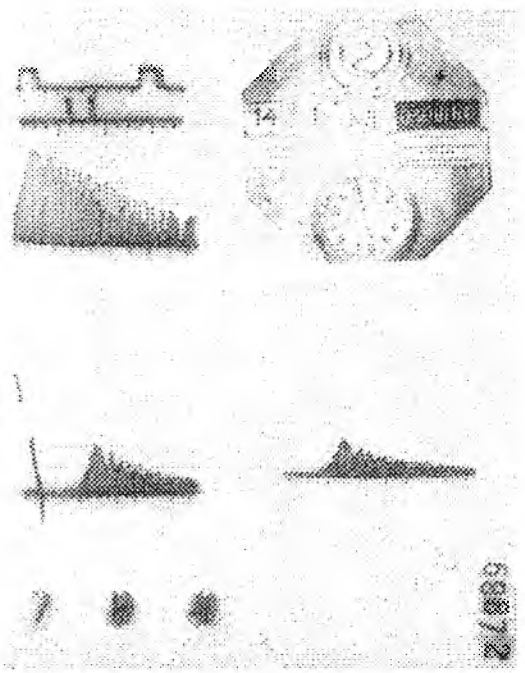
$$\sigma V_g = \frac{1}{\sin\psi_E} \cdot \left\{ \left[\sin(\psi_E - \Delta s) \cdot \sigma V' \right]^2 + \left[V' \cdot \cos(\psi_E - \Delta s) \cdot \sigma(\Delta s) \right]^2 + \left[V' \frac{\sin(\Delta s)}{\sin\psi_E} \cdot \sigma\psi_E \right]^2 \right\}^{1/2}$$

где α, δ_u – координаты радианта метеора (прямое восхождение и склонение), ψ_E – вспомогательный угол, V' – скорость метеорного тела с учетом зенитного притяжения.

Харьковские наблюдательные данные 1967 – 1971 гг.

В эти годы запись регистраций орбит велась фотографированием экрана осциллографа на кинопленку. Первым автором были восстановлены сведения об информации, хранящейся на кинопленке, и некоторые детали эксперимента. В правом нижнем углу фрагмента кинопленки с регистрацией (рисунок) – номер кадра (метеора), в правом верхнем углу – впечатаны данные о моменте наблюдения, фамилия наблюдателя, дата в формате – день, месяц, год. В левом верхнем углу – развертка дальности с двумя шкалами дальности. Нижняя шкала дально-

сти более грубая – 25 и 100 *км*, верхняя шкала более тонкая – 25 и 5 *км* отметками. На пленке впечатаны 3 АВХ, полученные в трех базисных пунктах наблюдения. С фотопленки снимаются: R – наклонная дальность, дата, момент времени с точностью до минут и положения первых восьми экстремумов. Характеристики РЛС 1968 – 1971 гг.: 13,59 *м*, f = 22 – 23 *МГц*, частота повторения импульса F=300 *Гц* в 1968 г. и F=500 *Гц* – в 1969 – 1971 гг. Наклонная дальность – это расстояние от РЛС до точки зеркального отражения на следе. Оценки погрешности наклонной дальности при считывании показаний с электронно-лучевого индикатора дальности приняты исследователями при наблюдениях как $\Delta R = \pm 1$*км*



Фрагмент кинопленки с регистрацией орбиты (данные 1967 – 1971 гг.)

Харьковские наблюдательные данные 1972 – 1978 гг. [9]

В эти годы работала полностью автоматизированная система МАРС и первичные данные сохранялись в электронно-вычислительной машине, по первичным данным производился расчет орбит в режиме он-лайн и после этого шла распечатка результатов на бумажную ленту, печатались первичные данные и ряд характерных, а также орбитальных параметров индивидуального метеорного тела. По сути информация на кинопленках отражает то, что оказалось скрытым от наблюдателя при полной автоматизации измерений, когда ЭВМ считывала показания с профиля аппроксимированной АВХ. Среднеквадратичная ошибка в определении скорости импульсно-дифракционным методом рассматривалась неоднократно, например, в [8], в Харькове при исследованиях 70-х годов XX века она обычно принималась равной 2,2 *км/с* для скорости 36 *км/с*. Среднеквадратичная ошибка определения временных сдвигов бралась как 0.85*1/F.

Результаты

Среднеквадратичные ошибки определения скоростей, координат радиантов и орбитальных элементов метеороидов при разных методах регистрации приведены в табл. 2, где: 1. Фотографический метод в Одессе и Душанбе. 2. Радиолокационный метод в Харькове (наблюдения метеорного потока Геминид). 3. Радиолокационный метод в Харькове (вычисление по аналитическим формулам, средние величины для эллиптических орбит). 4. Радиолокационный метод в Харькове (индивидуальные гиперболические орбиты). 5. Радиолокационный метод в Обнинске. 6. Фотографические наблюдения потока Персеид в Душанбе. 7. AMOR радар.

Таблица 2

	σVg, *km/s*	σA°	σZ°	σα°	σδ°	σe	σ(1/a) AU-1	σi°	σω°
1	0.6	-	-	0.5	0.5	0.052	0.054	2.12	2.46
2	2.0	-	-	2.7	2.4	0.028	0.15	5.6	4.3
3	1.4	-	-	-	-	0.25	0.12	6.6	-
4	2.4	1.8	4.2	-	-	0.205	0.253	7.0	7.6
5	1.6	-	-	2.0	2.0	0.04	0.08	3.0	4.0
6	0.6			0.5	0.05	0.048	0.050	1.78	1.92
7	5%(v_h)							2°	2°

Выводы

Харьковские исследования в решении проблемы гиперболических метеоров являются необходимым дополняющим звеном для аналогичных исследований в Канаде, Новой Зеландии, США и др. Одним из препятствий более интенсивного решения проблемы гиперболических метеоров (включающей в себя и проблему поиска межзвездных метеорных тел), является низ-

кая статистическая обеспеченность данными именно по такому классу орбит. Повышение точности определения орбит остается решающим моментом в идентификации типа орбиты. Поэтому продолжение работ в области исследования шибок измерений несомненно актуально.

Получены соотношения, позволяющие выполнить расчет ошибок определения гелиоцентрической скорости, координат радианта в гелиоцентрической системе координат (истинного радианта) и элементов орбит, начиная с желаемого места алгоритма. Расчет ошибок по неизбежно объемным формулам при нынешних возможностях вычислительной техники не является проблемой. Хотя в произведенном поиске задача была поставлена для определенного метода (радиометода), для определенного класса орбит (гиперболических) и для определенных данных (харьковских), полученный алгоритм пригоден и для других наблюдательных методов (фотографического, телевизионного, иных), для другого класса орбит (эллиптических, параболических) и для других данных (другого места наблюдений). Таким образом ,произведено усовершенствование имеющегося в Харькове алгоритма расчета орбит, так как теперь для каждого параметра можно иметь некий критерий его достоверности (его возможную ошибку). Несколько формальный характер такой оценки результата не является недостатком, так как не отменяет одновременного применения других критериев достоверности. В то же время доступны для уточнения разные структурные особенности алгоритма, прежде всего связанные с коэффициентами алгоритма или зависящие от места наблюдений. К преимуществам алгоритма следует отнести возможность его поэтапного использования. Выведенный самостоятельно автором алгоритм полностью согласуется с [10]. Алгоритм опробован на полигоне харьковских данных 1975 г около 1 *тыс* метеорных орбит, отобранных как формальные гиперболы по критерию $e \geq 1$. Полученное $\overline{\sigma e} \approx 0{,}2$ согласуется с критерием С.К. Всехсвятского $e \geq 1{,}35$ для отбора реальных гипербол по правилу $2\overline{\sigma e}$. Отдельную ценность полученный алгоритм вычисления ошибок скоростей, координат радиантов и элементов орбит приобретает в связи с появившимися современными техническими возможностями переобработки харьковских данных прошлых лет, хранящихся на кинопленке. Алгоритм расчета ошибок также может быть введен в электронный каталог орбитальных данных ХНУРЭ за 1972 - 1978 гг.

Список литературы: 1. *Всехсвятский С.К.* Эруптивные процессы в Галактике и гиперболические метеоры // Проблемы космической физики. 1978. Вып. 13. С.141-146. 2. *Кащеев Б.Л., Ткачук А.А., Коломиец С.В.* О проблеме гиперболических метеоров // Проблемы космической физики. 1982. Вып. 17. С. 3-15.3. *Meisel D.D., Bauer E.E* Eight years of observing micrometeors at Arecibo, Puerto Rico // Сб.науч. тр. 2-го Междунар. радиоэлектронного форума «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития» (МРФ'2005), 19-23 сентября 2005 г. Харьков, Украина. 2005. Т.1. С.218-223. 4. *Белькович О.И., Потапов И.Н.* Ожидаемое распределение некоторых орбитальных элементов межзвездных частиц в Солнечной системе // Астрон. Вестник. 1985. Т. 19, №3. С.206-210. 5. *Modern* meteor science. An interdisciplinary view / Ed. R. Hawkes, I. Mann, P. Brown. Reprinted from Earth, moon, and Planets. Springer. 2004. Vol.95, Nos. 1-46. 732 c. 6. *Baggaley W.J.* The radar systems operating at the University of Canterbury Research Facility New Zealand // Сб.науч. тр. 2-го Междунар. радиоэлектронного форума «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития» (МРФ'2005), 19-23 сентября 2005 г. Харьков, Украина. 2005. Т.1. С.215-217. 7. *Webster, A.R., Brown, P.G., Jones, J., Ellis, K.J., and M. Campbell-Brown.* // The Canadian Meteor Orbit Radar (CMOR), Atmos. Chem. Phys. Disc. 2004. Том.4. С. 1181-1201. 8. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260с. 9. *Кащеев Б.Л., Ткачук А.А.* Результаты радиолокационных наблюдений слабых метеоров. Каталог орбит метеоров до $+12^{m}$. Москва: МГГ при Президиуме АН СССР, 1980. 232 с. 10. *Крамер Е.Н., Воробьева О.А.* Опыт работы на метеорном патруле Одесской астрономической обсерватории во время МГГ // Труды Одес. ун-тета. 1963. Т. 6, Вып.2. С.29-35.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.01.2010

УДК 621.396.95

А.А. КОНОВАЛЕНКО, д-р физ.-мат наук, академик НАНУ,
И.С. ФАЛЬКОВИЧ, д-р физ.-мат наук,
Л.Н. ЛИТВИНЕНКО, д-р физ.-мат наук, академик НАНУ, И.Н. БУБНОВ

КОМПЛЕКСНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО РСДБ-ЛОКАЦИИ ОБЪЕКТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА

Введение

РСДБ-локация – новое в мировой практике направление. В экспериментах, которые проводятся с 1999 г. в международной кооперации, радиозондирование объектов космического мусора обеспечивается передатчиком РТ-70 на частоте 5010,024 *МГц* в Евпатории (Национальный Центр управления и испытаний космических средств). Непрерывная излучаемая мощность двухканального передатчика может достигать 200 *кВт*, с 2000 г. используется только один канал с максимальной мощностью 60 *кВт*). Применяются два режима излучения – немодулированная несущая и линейно-частотно модулированный (ЛЧМ) сигнал с девиацией частоты 512 *кГц* и периодом повторения 32 *мс*. В последние годы усилия РСДБ-сети были сосредоточены на применении методов РСДБ-локации для изучения объектов космического мусора на различных типах орбит [1, 2]. Система «РСДБ-локатор» состоит из радиотелескопов РТ-70 в Евпатории (Украина), РТ-64 в Медвежьих Озерах (Россия), РТ-64 в Калязине (Россия), РТ-22 в Симеизе (Украина), РТ-32 в Ното (Италия) и РТ-25 в Урумчи (Китай). На рис.1, 2 показаны антенны, участвовавшие в экспериментах по РСДБ-локации.

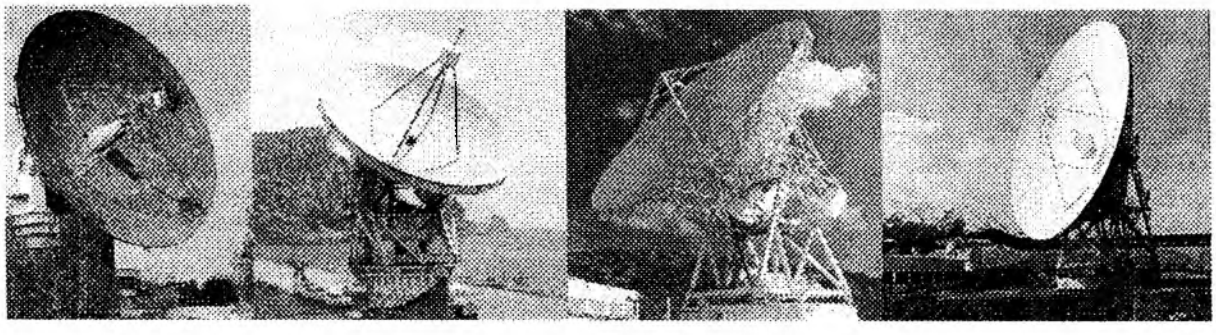


Рис. 1. Приёмные антенны, участвующие в международных РСДБ-экспериментах: Медвежьи Озёра РТ-64 (Россия), Симеиз РТ-22 (Крым), Ното РТ-32 (Италия), Урумчи РТ-25 (Китай)

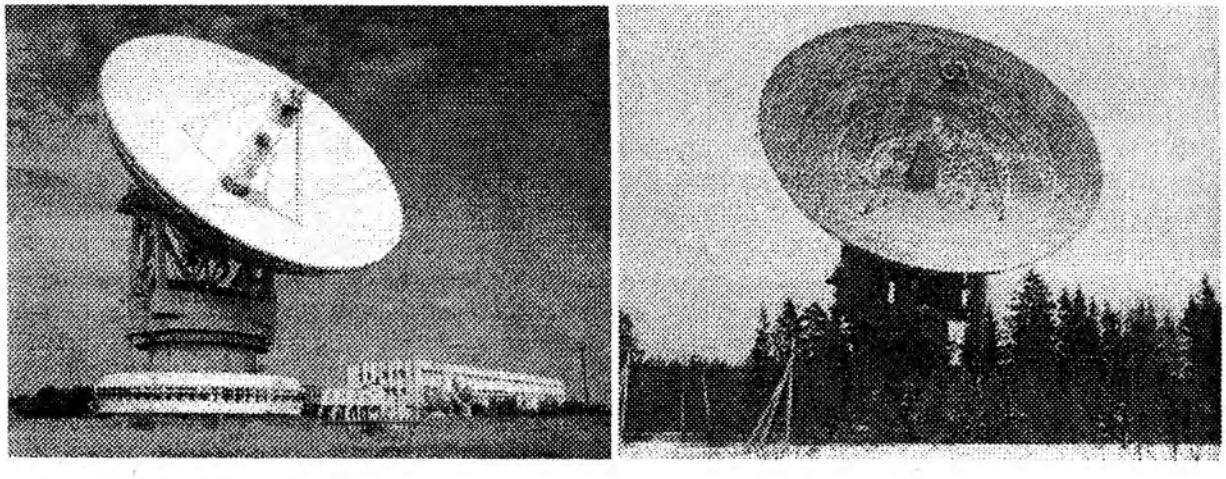


Рис. 2. Планетный радиолокатор РТ-70 в Евпатории (слева) и приёмная антенна РТ-64 в Калязине (справа)

Работы проводились в следующих основных направлениях:

- определение характеристик вращения околоземных космических объектов (период вращения, его короткопериодические вариации, ориентация оси вращения);
- уточнение траекторий движения околоземных космических объектов (измерение частоты Доплера для определения радиальной скорости и угловых координат);
- отработка техники РСДБ в квазиреальном времени через Интернет;
- проведение оптических наблюдений в г. Евпатория для обнаружения космических объектов и уточнения их эфемерид.

Эксперимент по РСДБ-локации

Эксперименты по РСДБ-локации объектов космического мусора проводились с 3 по 9 июля 2008 г. Основные решаемые задачи: уточнение координат и скоростей каталогизированных объектов в ближнем космосе и отработка методики измерений для поиска неизвестных тел на околоземных орбитах. Были проведены следующие работы:

- радиолокация 19 каталогизированных объектов космического мусора (включая мелкоразмерные фрагменты) на различных типах орбит с калибровкой по опорным космическим источникам;
- эксперименты по обнаружению некаталогизированных космических объектов на низкоэллиптических орбитах и исследованию области сгущения фрагментов на низких орбитах.

Используемая мощность в экспериментах по РСДБ-локации (20 *кВт* для крупных объектов) абсолютно безопасна и не может нанести никакого вреда активным спутникам в случае их случайного попадания в диаграмму направленности.

Результаты эксперимента

На первом этапе обработки вычислялась автокорреляция записанного в каждом приемном пункте сигнала и его спектральный анализ для определения наличия отраженного сигнала от лоцируемого объекта на ожидаемой расчетной частоте. На рис. 3 приведен пример спектрального отклика от крупного объекта космического мусора 95120 в пункте Калязин. Частота отклика совпадает с расчетным значением.

На втором этапе вычислялась корреляция сигнала передатчика и эхо-сигнала, принятого в каждом приемном пункте. Результат корреляции подвергался спектральной обработке. По частоте максимума спектрального отклика с точностью до тысячных долей герц определялась частота Доплера (рис. 4, *а*), которая несет информацию о радиальной скорости движения объекта. Кроме того, анализ зависимости от времени амплитуды максимума спектрального отклика дает возможность определить период вращения исследуемого объекта (рис.4б). Для спутника «Горизонт-3» период вращения равен 84 *с*.

На рис. 5, *а* представлена временная зависимость амплитуды максимума спектра, полученная в результате кросс-корреляционной обработки сигналов пунктов Калязин – Евпатория для малоразмерного фрагмента космического мусора 90022 на геостационарной орбите. Этот объект был обнаружен в КрАО (Украина) 30 апреля 2008 г. на оптическом телескопе АТ-64 и имеет блеск 17-й звездной величины (что соответствует размеру 40 *см*). Фотометрия такого рода объектов затруднена, поэтому возможность оценки периода вращения по радиолокационным данным очень важна.

На рис. 5, *б* показан результат кросс-корреляционной обработки сигналов для быстровращающегося геостационарного объекта: 4-й ступени аппарата «Протон». На быстрое вращение указывает значительное – до 200 *Гц* – размывание спектра (рис.5, *б*, слева), а также временные зависимости амплитуды максимума этого спектра на базовых линиях Евпатория-Медвежьи Озера и Евпатория-Урумчи. В Медвежьих Озерах виден интенсивный сигнал от всего аппарата с характерными всплесками от ярких элементов конструкций. Сигнала пункта Урумчи заметно меняется: наблюдается периодическое появление сигнала, отраженного от корпуса, с всплесками от ярких фрагментов длительностью около 30 *с*. Это можно интерпретировать как быстрое вращение аппарата с биением оси вращения.

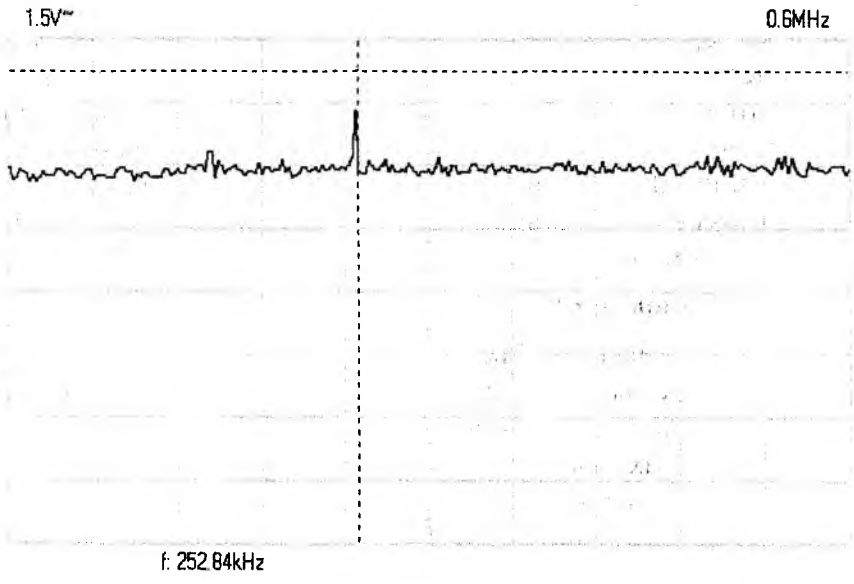
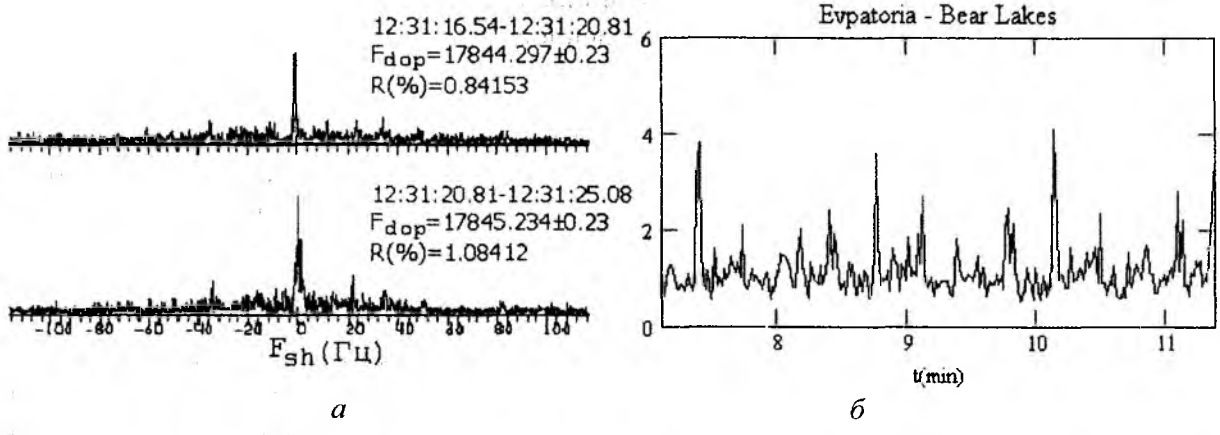


Рис. 3. Автоспектр эхо-сигнала объекта космического мусора "95120" в Калязине 7 июля 2008 г.



а *б*

Рис. 4: *а* – Спектрограммы для двух последовательных по времени участков корреляционного сигнала на базовой линии Евпатория-Медвежьи Озера для эхо-сигнала геостационарного спутника «Космос-1366»; *б* – временная зависимость амплитуды максимума кросс-спектра зондирующий-эхо-сигналы для геостационарного спутника «Горизонт-3» на базовой линии Евпатория-Медвежьи Озера

На третьем этапе обработки вычислялась взаимная корреляционная функция эхо-сигналов для всех баз РСДБ-сети и выполнялся спектральный анализ. Измеряемыми параметрами являлись частота интерференции (в случае зондирования немодулированной несущей) и временная задержка между приходом волнового фронта на разные антенны РСДБ-сети (при использовании ЛЧМ-сигнала). Примеры кросс-спектров для эхо-сигналов от аппарата "Космос-1366" на базовых линиях Медвежьи Озера – Ното – Урумчи приведены на рис. 6, *а*. Анализ временной эволюции амплитуды максимумов кросс-спектров (рис. 6, *б*) дает информацию об ориентации оси вращения объекта. Относительно Медвежьих Озер, максимум сигнала в Ното опережает на 2,15 *с* и запаздывает в Урумчи на 5 *с*. При вращении объекта максимум диаграммы рассеяния последовательно проходит пункты приема.

Эксперимент по низкоорбитальным объектам космического мусора проводился в режиме "beam-park" и был нацелен на обнаружение неизвестных объектов космического мусора. В этом режиме диаграммы направленности передающей и приемных антенн пересекаются в заданной точке и в процессе наблюдений регистрируется количество пролетевших объектов за единицу времени.

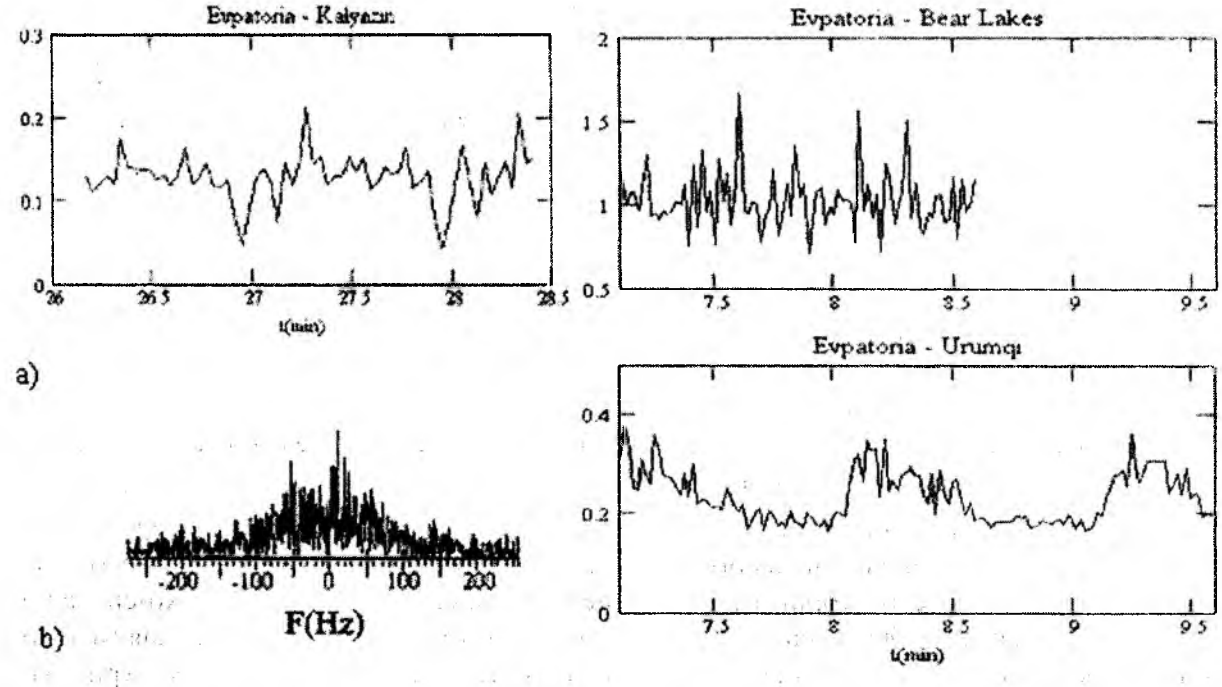


Рис. 5: *а* – временная зависимость амплитуды максимума кросс-спектра зондирующий-эхо-сигнал для геостационарного фрагмента 90022 на базовой линии Евпатория-Калязин;
б – кросс-спектр для быстровращающегося геостационарного объекта (4-я ступень аппарата «Протон») и временные зависимости его максимума на базах Евпатория-Медвежьи Озера и Евпатория-Урумчи

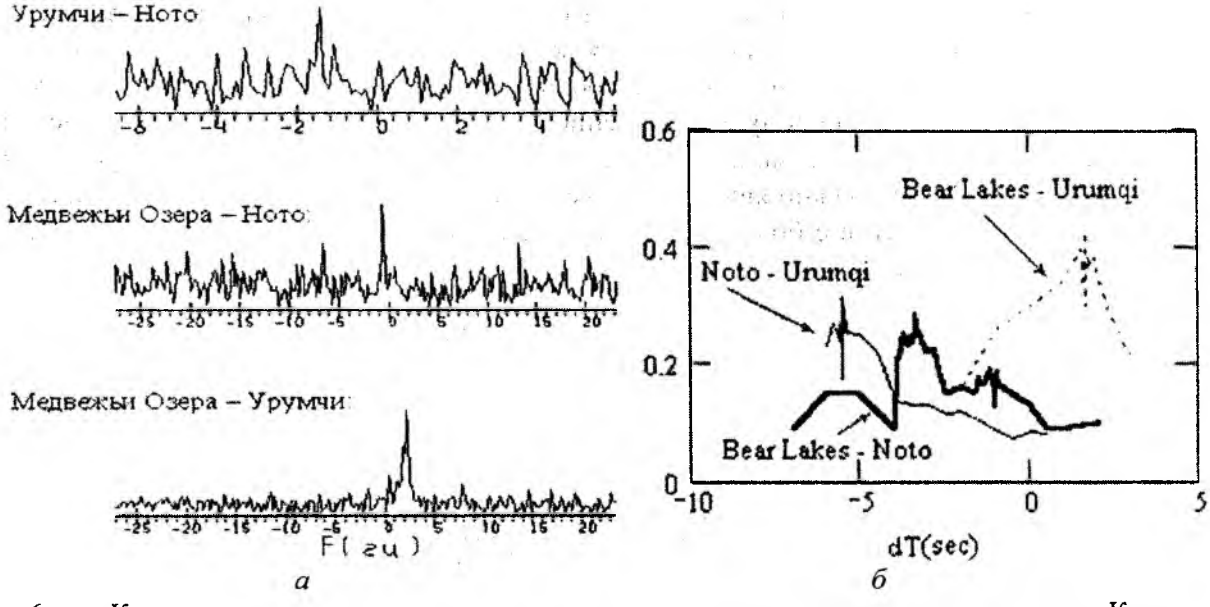


Рис. 6: *а* – Кросс-корреляционные спектры эхо-сигналов от геостационарного спутника «Космос-1366», полученные одновременно на трех базовых линиях Медвежьи Озера – Ното – Урумчи;
б – Временные зависимости амплитуды максимумов кросс-спектра эхо-сигналов

На рис. 7 показан спектральный отклик в пункте Калязин, полученный в момент пролета через диаграмму направленности антенны крупного объекта на низкой орбите.

По данным эксперимента "beam-park" выполнена взаимная корреляционная обработка сигнала передатчика и эхо-сигнала, принятого в пункте Калязин. По результатам корреляционного и спектрального анализа впервые удалось детектировать эхо-сигналы от фрагментов разрушений низкоорбитальных объектов 82055AS и 61015BE и получить по ним измерения частоты Доплера.

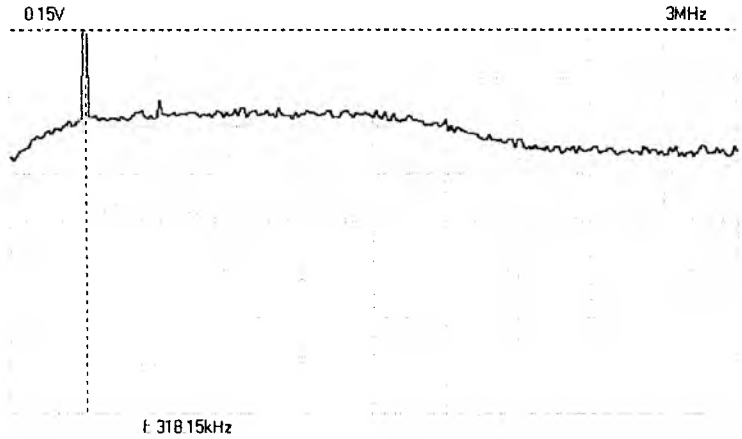


Рис.7. Спектральный отклик низкоорбитального объекта 61015BE, прошедшего через диаграмму направленности 4 июля 2008 г.

В программу эксперимента локации космического мусора был включен перечень некаталогизированных объектов космического мусора, обнаруженных оптическими наблюдениями в КрАО (Украина) и в обсерватории ЕКА на Тенерифе. Впервые был принят эхо-сигнал от малоразмерного фрагмента 90022 на геостационарной орбите. Построена временная зависимость максимума кросс-спектра, по которой можно судить о периоде вращения объекта (рис. 8).

Оптическая поддержка РСДБ-локации с помощью 70-см телескопа АЗТ-8 в г. Евпатория

Оптические наблюдения доказали существование сотен мелких фрагментов на геостационарных (ГСО) и высокоэллиптических (ВЭО) орбитах, представляющих серьезную опасность для космических аппаратов. Эти исследования позволяют строить модели распределения популяции космического мусора, приблизиться к пониманию причин взрывов космических кораблей, а также определять виновников наибольшего замусоривания околоземного космического пространства. Изучение популяции именно мелких фрагментов является сейчас приоритетной задачей для всех стран, занимающихся исследованиями космического мусора. Одним из итогов этих кампаний должно являться проведение радиолокационных исследований малоразмерных ГСО-фрагментов с большим отношением площади к массе с целью уточнения их физических свойств и баллистической эволюции.

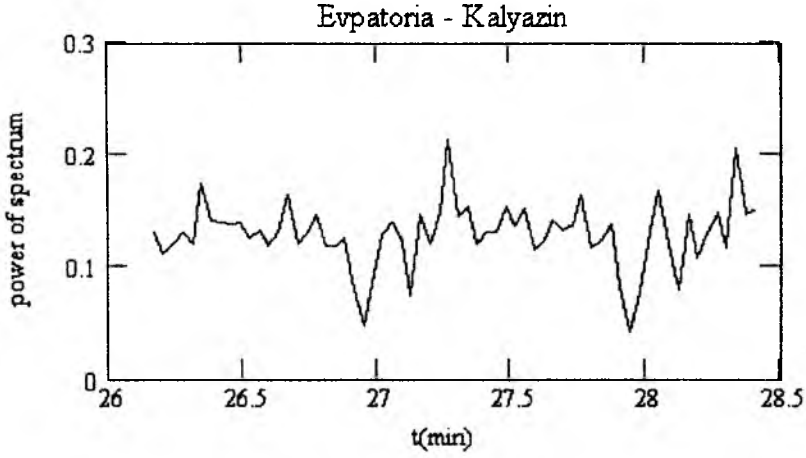


Рис.8. Временная зависимость максимума кросс-спектра эхо-сигнала объекта 90022

В связи с этим несколько ГСО-фрагментов были включены в программу радиолока в 2008 г. Для организации РСДБ-локационных экспериментов требуются оптические наб дения с целью уточнения эфемерид объектов, выбранных в качестве целей. Особенно ва когда оптические и радиолокационные наблюдения проводятся одновременно и из точ

близкими географическими координатами. Для наблюдений фрагментов, которые обычно имеют блеск слабее 15-й звездной величины, требуются оптические телескопы с диаметром зеркала более 60 *см*. Евпаторийский телескоп АЗТ-8 (рис. 9), расположенный всего лишь в нескольких километрах от радиотелескопа РТ-70, предназначен для наблюдения объектов на геостационарной и высокоэллиптических орбитах. Телескоп имеет диаметр зеркала 0.7 *м* с фокусным расстоянием 2.8 *м*, поэтому с его помощью можно исследовать малоразмерные фрагменты космического мусора на ГСО и ВЭО. На больших экспозициях была достигнута предельная проницающая способность в 20.5^{m}.

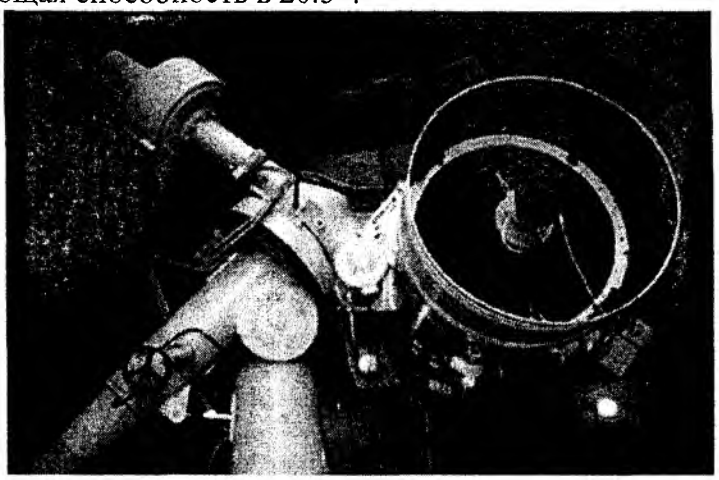


Рис. 9. 70-см телескоп АЗТ-8 в Евпатории с ПЗС-матрицей IMG1001E, установленной в первичный фокус телескопа

Точность измерений по ГСО-фрагментам составила 2"-3" (достаточно высокая точность для объектов слабее 16-й звездной величины). Характеристики полученной системы (АЗТ-8 с камерой FLI IMG1001E) позволяют уверенно находить и сопровождать малоразмерные фрагменты на ГСО. Возможно участие АЗТ-8 в экспериментах международного межагентского комитета по космического мусору IADC по наблюдению малоразмерных фрагментов с большим отношением площади к массе.

Заключение

В июле 2008 г. проведен комплексный эксперимент по РСДБ-локации объектов космического мусора на различных типах орбит с участием 6 крупнейших радиотелескопов. Впервые в мире были получены результаты по радиолокации малоразмерного фрагмента космического мусора на ГСО.

Проведен успешный эксперимент "beam-park", в котором были детектированы эхо-сигналы от фрагментов разрушений низкоорбитальных спутников. Точность полученных измерений частоты Доплера оказалась достаточной для уточнения орбит обнаруженных объектов.

Закончена отработка методической, аппаратурной и программной базы РСДБ-локации. Создан новый научный инструмент – РСДБ-локатор, предназначенный для исследования тел Солнечной системы. Предполагается принять участие в радиолокации фрагментов космического мусора с большим отношением площади к массе.

Пробный эксперимент по наблюдению на телескопе АЗТ-8 в Евпатории малоразмерных ГСО-фрагментов космического мусора дал положительные результаты. Обнаружен неизвестный фрагмент, всего было проведено более 300 измерений по объектам космического мусора с блеском 15,5-17,5 звездной величины.

Список литературы: 1. *Molotov I., Konovalenko A., Agapov V. et al.* Radar interferometer measurements of space debris using the Evpatoria RT-70 transmitter // Advances in Space Research. 2004. V. 34, №5. P. 884-891. 2. *Molotov I., Nechaeva M., Falkovich I. et al.* Astrometry of the Solar System Bodies with VLBI Radar, "Measuring the Future", *Proceedings of the Fifth IVS General Meeting*, A. Finkelstein, D. Behrend (Eds.). StPb: Nauka, 2008. P. 30-36.

Радиоастрономический институт НАНУ *Поступила в редколлегию 10.01.2010*

УДК 621.396.96

O. G. KARABANOV, Ph.D.

SEASONAL AND SPATIAL STRUCTURE OF THE VERTICAL WINDS IN THE TROPOSPHERE DERIVED FROM THE NOAA WIND PROFILER NETWORK DATA

Introduction

Vertical atmospheric motions are critically important for atmospheric science because they are both a product of and a cause for many phenomena. Upward motions modify atmospheric stability and promote the formation of clouds and precipitation. Knowledge of the vertical velocities is a crucial point in modeling the microphysics of clouds and precipitation, calculations of vertical transport of the trace chemicals such as ozone, NO_x, etc. and of the vertical flux of horizontal momentum.

Despite the importance of knowing the vertical air motions, direct measurements of vertical wind have been very scarce and limited in resolution and coverage. Much of our present knowledge of vertical motions comes from indirect methods (kinematic, adiabatic or omega equation methods) and is the result of the analysis of large-scale synoptic wind fields that are measured directly [1,2]. Until recently, *in-situ* measurements using meteorological towers and airplanes were the only available techniques for direct measurements of vertical air motions. New possibilities opened with development of contemporary remote sensing tools. One of these remote sensing tools – a wind profiler – made it possible to measure both horizontal and vertical velocities with exceptional spatial and temporal resolution, and at low cost.

A wind profiler is a pulse Doppler radar operating in the VHF or UHF bands (~50 MHz or 400-900 MHz respectively). A detailed description of wind profiling radars can be found in [3, 4]. The question of how well the profiler measurements of vertical wind represent real atmospheric motions received significant attention as the number of operational wind profilers increased and longer datasets became available. The vertical wind measurements are of special importance for the wind profiling technique because in the typical radar antenna beam configuration in order to obtain the horizontal wind, radial wind components needs a correction proportional to the vertical wind.

The findings of the previous studies on the interpretation of vertical wind measurements by profilers can be summarized as follows. In general, on a time scales of days, measurements of vertical winds by wind profilers show satisfactory agreement with dynamical conditions and winds derived with the other methods, especially on clear days. Most of the profilers located in midlatitudes have a negative vertical velocity on the order of several cm/s up to tens of cm/s in the troposphere, on the longer timescales. In the upper troposphere the sign of these relatively large velocities changes from negative to positive, with magnitude of several cm/s. These values were substantially larger than expected for typical large-scale vertical motions. Several mechanisms were proposed to explain this negative/positive bias, including: (1) Possible contamination of the small magnitude vertical winds by significantly larger horizontal winds if a small error in beam-pointing is present [5]; (2) Aspect sensitivity - reflection from tilted layers, resulting in *effective* beam tilting from vertical, and consequent contamination of vertical winds by the horizontal component [6, 7]; (3) Mechanism of gravity waves modification of reflectivity, leading to enhanced scattering from the downward moving air parcels and therefore biases in the wind [8]; (4) Possible effect of Kelvin-Helmholtz instabilities in regions of strong vertical shear of the winds near the jet-stream [9]; (5) Possible presence of hydrometeors in the sampling volume can lead to changes in reflectivity [10] and to the fact that the measured vertical velocity will be reflectivity weighted, i.e. biased toward the terminal velocity of the raindrops [11, 12].

It should be noted that most of the mentioned studies and measurements of vertical velocity were based on VHF profilers, so the extent of the vertical wind biases for a UHF profilers is even less well known, as the physics of the scattering is wavelength-dependent. To summarize, the most extensively operated UHF wind profilers (the NOAA national profiler network or NPN), and there-

ore potentially the most valuable in terms of long-time high-resolution measurements, are the least studied in terms of the interpretation of vertical wind measurements.

In this study we try to overcome the above mentioned drawbacks by examining the structure of the monthly mean vertical winds at multiple locations as seen by the NPN over several seasons, and comparing the profiler-derived vertical winds to the NCAR/NCEP reanalysis data. We intend to improve the understanding and interpretation of vertical wind measurements by UHF wind profilers by studying the effects of precipitation.

Profiler data used for this study and data processing algorithms

In this study we have used the high-resolution NPN data for a 3-year period starting August 2002 till July 2005. The height resolution of the data is 250 m, with lowest available data at 500 m (above ground level) and the highest available data at 16250 m. The raw data with 6-minute temporal resolution that were used for the study were routinely downloaded from the Storm Chaser website, courtesy of Gilbert Sebenste and Dawn Gonsowski, (Northern Illinois University). The download page is available at: http://weather.admin.niu.edu/machine/ .

We have used the data from 25 NPN wind profiling radars, which were operational during the duration of the study. The location of the sites and corresponding names are given in Figure 1.

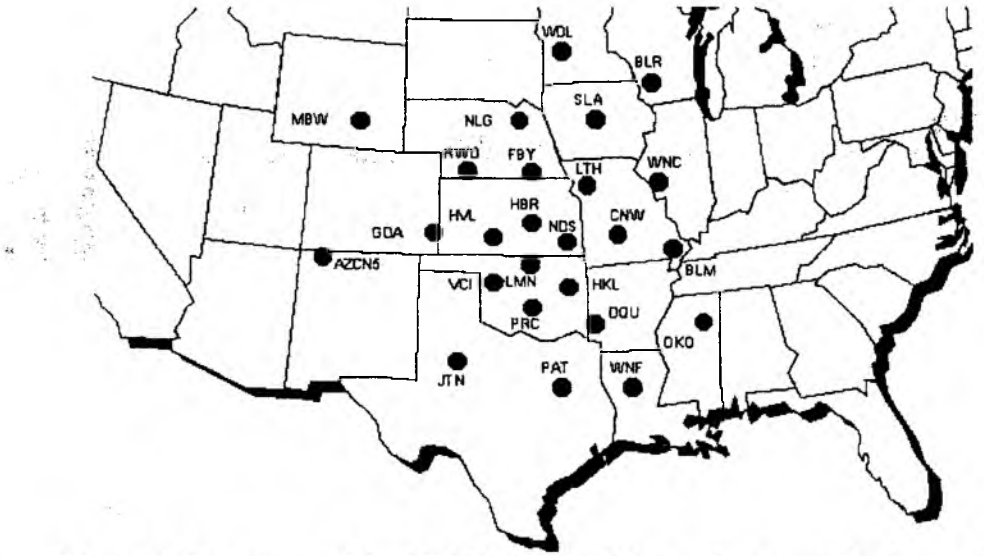


Figure 1. Locations of the NPN Wind Profiling radars used for the study.
(Modified from http://www.profiler.noaa.gov/npn/npnSiteMap.jsp)

The data coverage for the study period is good, with data available more than 80% of the total time. In order to ensure the removal of clutter and to achieve needed data quality, we have developed data processing algorithms that were consecutively applied to raw 6-minute NPN data. The algorithm of height-domain filtering follows the one described by Rastogi [13]. Algorithms of the data processing in the time domain are described in author's previous work [14]. These algorithms were implemented using the *MATLAB 6.5®* software package.

Reference wind and precipitation data

The NCAR/NCEP reanalysis was used as a reference for horizontal and vertical wind data, and surface precipitation data. In addition, we also used the second source of precipitation data – the land-based observational raingauge network, distributed by National Climatic Data Center (http://www.ncdc.noaa.gov/oa/land.html). Some raingauge stations are in close proximity to wind profiling sites (e.g. 1 km for MBW, or 9 km for DQU station); the average distance for all NPN profilers is ~26 km. The group of sites with highest rainfall included BLM, DQU, OKO and WNF. Lowest precipitation rates are observed at AZC, MBW, JTN, VCI and HVL. A correlation between monthly averages of reanalysis-predicted rainfall rate and raingauge measurements for the locations

of wind profilers for the study period was calculated. The correlation coefficient for most of the stations was within 0.4-0.7. The highest correlation was found not for locations with shortest distance between profiler and raingauge sites (MBW, DQU), but for stations with distances 15 - 30 km: BLR, FBY, GDA, HBR, NLG, PLT, SLA and WNC. These are locations with average rainfall rates (1.5 - 3 mm/day) in the middle of the precipitation rate range of all the stations, and located in the central/north part of the area covered by the profiler network, north from 37° N. The lowest correlation was found at the locations with the highest rainfall, at the extreme south-eastern locations.

Seasonal and spatial structure of the vertical winds measured by the NPN

We have constructed and analyzed the monthly mean vertical wind data for 25 NPN profiler sites for the 36-month study period. A sample time-altitude plot of vertical velocities measured by WNF is shown in Figure 2.

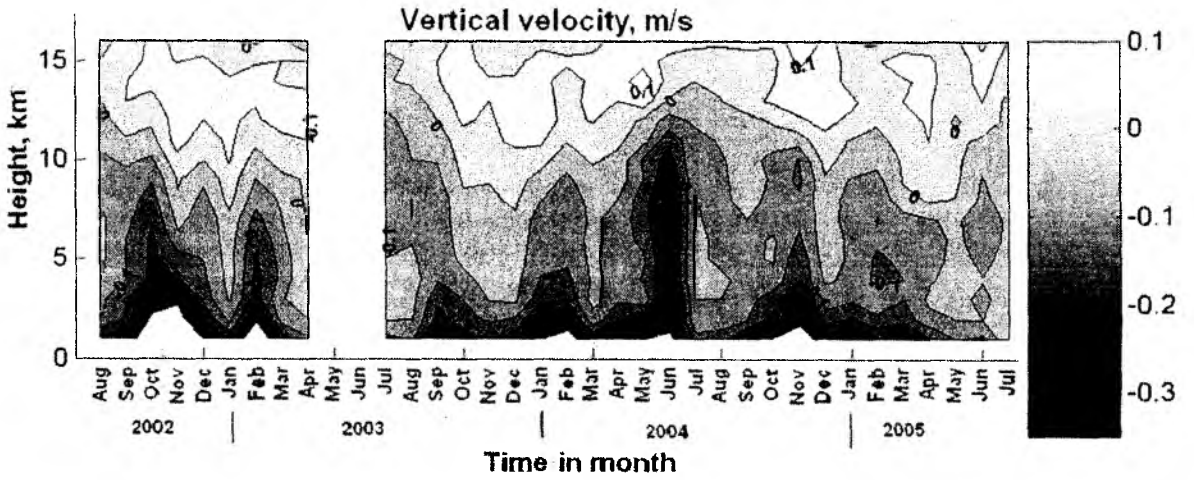


Figure 2. Time-altitude plots of monthly mean vertical velocities measured by the WNF during 36-month observation period.

The structure of the vertical winds at the WNF site is typical for NPN profilers. The main features common for all locations can be summarized as follows:

- Periodic enhancements of the vertical velocity are observed in the lower troposphere, at 1-3 km, that sometimes extend to 5-10 km. These enhancements have large negative velocities, up to -0.4 m/s, while in the most of the troposphere outside of these events the velocities do not exceed -0.05...-0.1 m/s
- The periods of large negative velocities are repeatedly occurring in late fall (October-December), winter (February) and in summer (June), the periods between maxima are typically 3-4 months, but the timing and duration vary somewhat from year to year.
- Above ~10-12 km, predominantly downward velocities change sign and become upward.
- Locations with high rainfall rates have larger downward velocities in the lower troposphere and midtroposphere.
- In general, the vertical wind structure is variable and complex, but bears definite similarities for closely-located sites.

By averaging the time-altitude plots along the time axis for all measurement period we produced mean vertical profiles of vertical wind. The typical plots (for the WNF profiler) are shown in Figure 3. In addition to the 3-year average profiles, we show the averages obtained for each season separately.

The prominent features of the average profiles can be identifies as follows:

- In the troposphere, for all locations the long-term mean velocities are negative (downward) with the values for the midtroposphere about -7.5 cm/s, changing in the lower troposphere and boundary layer to -10...-15 cm/s; in the upper troposphere the negative vertical velocities change

sign at ~ 10 - 12 km, becoming positive. The stronger negative velocities in the lower troposphere are observed at the locations with higher annual rainfall.

- The positive velocities reach 5 - 7 cm/s for HKL, JTN, OKO, and WNF at ~ 14 km height.
- On average, the difference in vertical wind speed between seasons is about 2.5 cm/s, being minimal for locations with minimum precipitation (AZC, MBW, JTN); the highest difference between seasons is observed at the NLG.
- The average summer profile typically has the most deviation from the mean and other season profiles; in the upper troposphere (above 5 km) the summer mean profile is more negative than for the other seasons, with 2.5 - 5 cm/s negative shift from the mean profile.

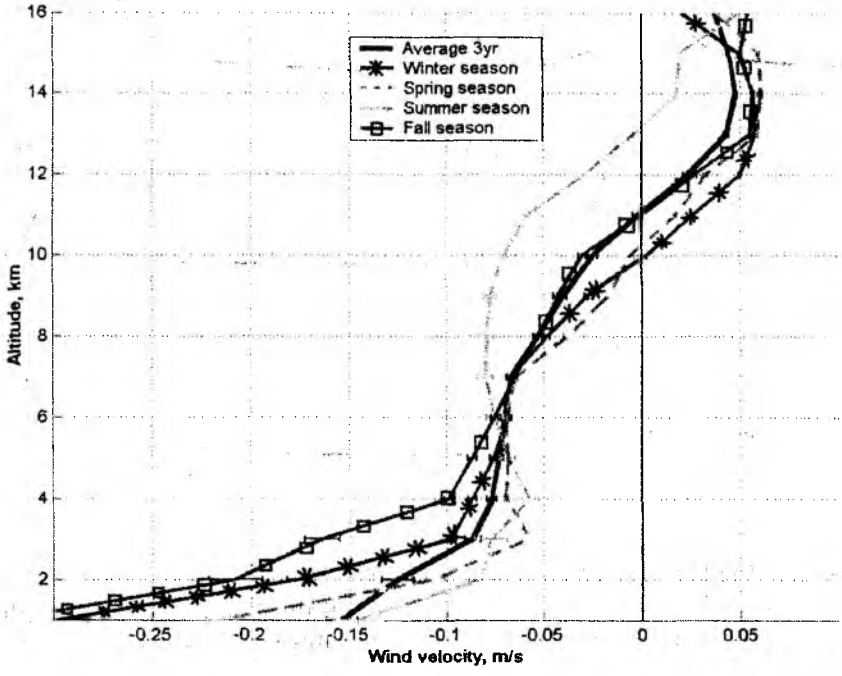


Figure 3. The 3-year average profile of vertical wind and seasonally averaged profiles for the WNF site. The measurement variability at $\pm 1\sigma$ is shown on each curve.

We speculate that stronger negative velocities in the upper troposphere during summer are probably the result of the vertically developed convective events with hydrometeors being present at higher altitudes than during the other seasons.

Typical sample frequency of occurrence of the vertical wind velocities for the 36-month measurement period for the boundary layer, mid- and upper troposphere are presented in Figure 4 for the AZC and WNF profilers. Each curve is based on ~ 200 000 individual vertical wind profiles. We show plots from AZC and WNF profilers as they represent the most typical behavior among the 25 sites. A Gaussian curve was individually fitted to each sample distribution to facilitate comparison. For the boundary layer, distributions of measured vertical velocities are clearly non-Gaussian, with an overall shift toward negative values and significant 'wings' to the distribution at ~ -0.5 m/s. This is especially noticeable for locations with higher average rainfall rates – BLM, DQU, OKO, WNF. It is obvious that boundary layer distributions are strongly affected by precipitation.

For the midtroposphere the distribution of velocities is more Gaussian-like, with some excessive frequencies at -0.1...-0.3 m/s and at ~-0.5 m/s (e.g. left middle plot in Figure 4) at most locations. A nearly Gaussian distribution in midtroposphere is observed at the BLM, BLR, CNW, FBY, HKL, PAT, WNF sites;

In the upper troposphere the distribution of velocities is closer to Gaussian for most of the stations, with some stations showing excessive frequencies at positive velocities ~ 0.1 - 0.25 m/s and at negative ~ -0.5 m/s (e.g. lower right plot in Figure 4).

There are three diapasons of vertical velocities where the most significant differences from Gaussian curve are observed: at -0.1...-0.3 m/s , -0.5...-0.6 m/s and 0.1...0.25 m/s.

The influence of precipitation on vertical wind measurements by profilers, and the altitudes affected can be inferred from Table 1, where we have grouped the 36-month average vertical velocities measured by 25 wind profilers, based on the amount of average annual precipitation at the measurement site. The precipitation bias (larger negative velocities for high-rainfall sites) is visible at 1 and 2 km, and becomes negligible above 3 km.

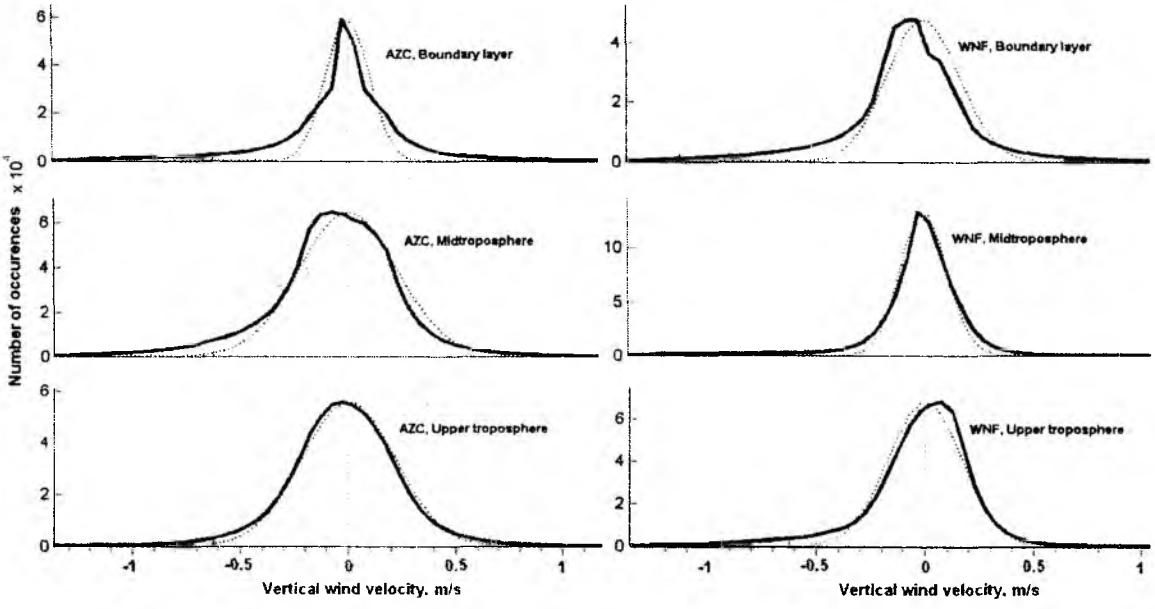


Figure 4. Frequency of occurrence of the vertical wind velocities obtained for the 36-month measurement period for the AZC (left plots) and WNF (right plots) profiler sites. Upper plots are for boundary layer, middle – for midtroposphere, and lower for upper troposphere.

Table 1

Locations	36-month average vertical velocity $\overline{w}$, m/s				
	At 1 km	At 2 km	At 3 km	At 4 km	At 9 km
All locations (25 sites)	-0.16±0.05	-0.11±0.02	-0.08±0.02	-0.08±0.02	-0.04±0.02
High-rainfall locations BLM, DQU, OKO, PAT,WNF	-0.23±0.18	-0.14±0.02	-0.1±0.01	-0.08±0.01	-0.04±0.002
Low-rainfall locations AZC,GDA,MBW,RWD,WDL	-0.12±0.02	-0.09±0.02	-0.08±0.02	-0.08±0.02	-0.03±0.01

Comparison with NCAR/NCEP reanalysis vertical winds

In order to compare the reanalysis and profiler-derived winds we have chosen to look at the data at the 500mb, level with close to zero divergence and therefore maximum synoptic-scale vertical winds in a barotropic atmosphere [1]. This level corresponds to approximately 5500 m. The monthly averages of omega (vertical velocity in pressure coordinates) NCAR/NCEP reanalysis data at 500mb were obtained from the Climate Diagnostic Center Interactive plotting and analysis pages at *http://www.cdc.noaa.gov/cgi-bin/Composites/printpage.pl*. The vertical velocity from pressure-coordinates was converted into w (velocity in height coordinates).

Direct comparison (not shown) of the reanalysis w and NPN observations lead us to the follow-

ing conclusions:

- The reanalysis-derived vertical velocities (order of ~1 cm/s) are significantly smaller than the profiler-observed values, the latter being mostly negative (-5…-10 cm/s on average);
- For the high-rainfall sites the periods with positive reanalysis velocities correspond to increased rainfall and to large negative values of profiler-observed vertical motions, probably due to precipitation contamination.
- For the low-rainfall rate sites the connection of increased rainfall periods and large negative profiler-observed vertical motions is less obvious than in the high-precipitation case.

In general, the correlation between profiler vertical wind and reanalysis vertical wind is strongly negative with values -0.6…-0.7 for all the locations with high rainfall rates, and low negative for low-rainfall sites, as shown in Figure 5. While the low correlation of -0.16 for the AZC is understood, as this is a location with very small rainfall, the reason for similarly small values for stations HBR, LTH and RWD is unclear, as those locations have close to average rainfall rates.

At the next step, we have grouped the profiler sites according to their corresponding average rainfall rates, and calculated the average correlation from Figure 5 within the groups.

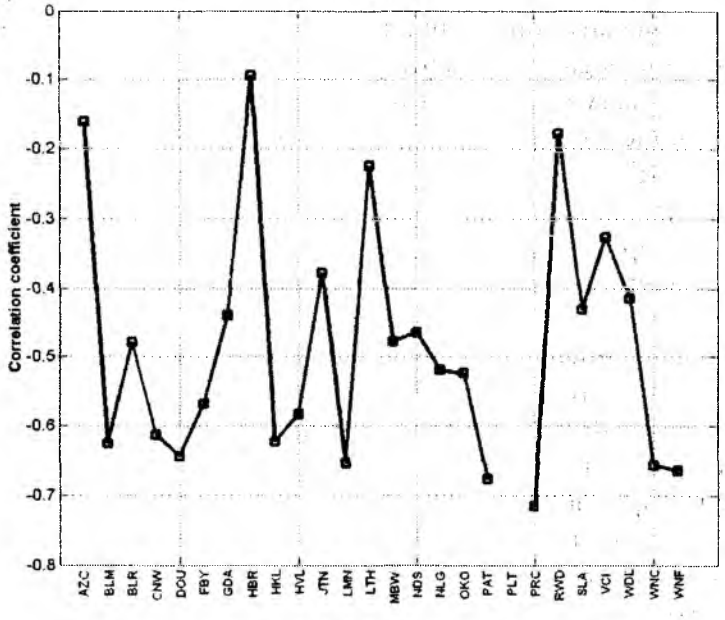


Figure 5. Correlation coefficient between reanalysis and profiler *w* at 500 mb for 25 profiler sites.

The results are presented in Table 2. The correlation is significantly larger for high-rainfall sites, than for low rainfall ones. Note that the groups of high-rainfall sites coincide for both reanalysis and raingauge, while low-rainfall groups are overlapping.

Table 2

Locations	Average correlation coefficient of reanalysis vs. profilers at 500 mb
All locations, 25 sites	-0.49±0.18
High-rainfall locations BLM, DQU, OKO, PAT, WNF	-0.63±0.06
Low-rainfall locations AZC, GDA, MBW, RWD, WDL	(-0.33±0.15)

It is obvious from the above comparison that the long-term averages of wind profiler vertical velocities in the midtroposphere are strongly affected by precipitation either directly or through en-

hanced gravity wave activity related to increased convection. The synoptic-scale vertical velocities, being significantly smaller than rain-induced negative bias, are completely masked.

Thresholds for the identification of precipitation-affected vertical velocities

The precipitation identification problem is linked to the question: what is the fall velocity of the precipitating particles at which their reflectivity would exceed the one from clear air, and therefore the profiler radar signal spectra processing system would erroneously attribute precipitation fall velocities to clear air velocities.

The best criterion to separate the clear air data from precipitation data would probably be the received power of the signal, as it is significantly enhanced by precipitation. Unfortunately, the data reported by NPN profilers and archived do not contain reflectivity values and the transmitting/receiving system is not calibrated for reflectivity measurements.

In order to develop criteria for identification of the rain-contaminated data, we re-examined the wind profiler measurements presented above. The long-term distribution of velocities measured by the wind profilers discussed above might give a valuable insight into this issue, particularly - the skewness of the distribution. In order to assess this skewness, we have subtracted the positive half of the distribution from the negative one, with typical results shown in Figure 6. The upper curve on each graph corresponds to the negative velocities, and the lower curve – to positive velocities.

The difference between curves can be attributed to both the precipitation and gravity wave effects. It is known from publications, e.g. Nastrom and VanZandt [8] that the gravity waves introduce the negative bias in vertical wind measurements by profilers. The mean magnitude of this bias has been estimated by Nastrom and VanZandt as ~5 cm/s with an uncertainty factor of 2 .

The gravity wave bias appears in the upper part of the plots (b), (c), and (d) in Figure 6, and corresponds to velocities about 0...-0.2 m/s (area of the difference between curves at close to zero velocities). The maximum value of the bias (difference between curves) is about 10 cm/s and decreases at higher and lower velocities that corresponds well with [8]. It is reasonable to assume then, that the differences in the lower part of the curves, that extends from about -0.25 m/s to larger negative values can be attributed to precipitation, as these velocities are significantly larger than the bias due to gravity waves. The plot (a) in Figure 6 represents the case when two areas, corresponding to gravity wave and precipitation effects, are smoothly blended into each other.

This might be due to a larger fraction of small precipitation velocities present, in the form of snow and ice crystals with low fall velocities. A similar distribution was found at northerly located sites, where one would expect to observe a larger fraction of the precipitation to be in the form of snow (low fall velocities), at least at high altitudes.

Based on the above analysis, we estimated the threshold of precipitation-affected velocities to be at ~ 0.25 m/s. Our value compare well with the values obtained by Ralph et al. [15], who compared the profiler-measured vertical velocities and range-corrected radar signal power (not available in this study). The threshold estimates of Ralph et al. ranged from 0.28 m/s to 0.39 m/s.

Conclusions and suggestions for future work

In this study, we have presented long-term measurements of winds over central USA made by the NOAA network of UHF wind profilers. For the first time, altitude and time characteristics of the vertical wind fields have been analyzed based on data obtained by identical wind profilers at multiple locations.

Our analysis of long-term-average vertical winds suggests that the precipitation-related bias present a serious problem for NPN profilers. The largest bias has been observed starting at 3 - 4 km and below. Winter and fall profiles in our data do have a larger negative bias starting from ~ 6 km and below, while in spring/summer the negative bias is smaller in magnitude and extends up only to 2-3 km from the ground. The height range, affected by the direct influence of precipitation was found to be limited to the lowest 3 km of the troposphere.

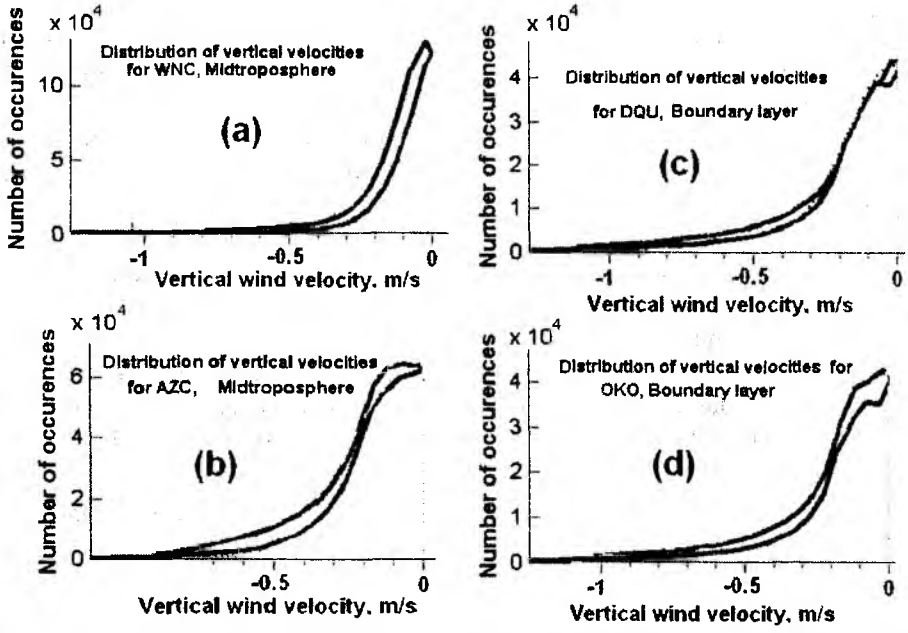


Figure 6. Difference between the positive and negative parts of the velocity distributions for the midtroposphere - (a) WNC, (b) AZC; for the boundary layer - (c) DQU and (d) OKO.

Based on the long-term statistics of the vertical wind velocities we have determined a threshold (-0.25 m/s) for identifying the precipitation-contaminated data in raw vertical wind measurements by UHF profilers. In order to extract the synoptic-scale vertical velocities, related to clear air rather than to precipitation, from UHF profiler data, some technique needs to be developed for the removal or correction of rain-affected measurements.

The use of the suggested velocity threshold for rain-removal could be very beneficial and lead to increased data quality, if imbedded into the profiler signal processing software at the NPN sites (similarly to the bird-correction algorithms already implemented). However, such an edited data should be flagged and original data preserved, so that subsequently developed precipitation-removal algorithms could be applied in future. In order to improve the detection and analysis of precipitation-affected data, raingauges should be installed at each profiler site. The raingauge precipitation data can be reported and archived using the same (already available) communication network as used to submit profiler's data.

The fact that the horizontal wind measurements by UHF wind profilers can be affected by precipitation, should be used in data assimilation algorithms of forecast models that use the NPN data as a part of model initialization data. If the significance (weight) of profiler's horizontal wind measurements in data assimilation procedures is lowered for the cases when profiler data are affected by precipitation, the operational weather forecasts can be improved.

References: 1. *Holton, J.R.*, 2004. An introduction to dynamic meteorology. 4th ed. Burlington, MA: Elsevier Academic Press. 2. *McAfee, J.R., Gage KS, and R.G. Strauch*, 1995. Vertical velocities at Platteville, Colorado – an intercomparison of simultaneous measurements by the VHF and UHF profilers. Radio Science, 30 (4), 1027-1042. 3. *VanZandt T.E.*, 2000. A brief history of the development of wind-profiling or MST radars. Ann. Geophys. Atm. Hydr., 18 (7), 740-749. 4. *Doviak, R.J., and D.S. Zrnić*, 1984. Doppler radar and weather observations. Orlando, Florida.: Academic Press, 458 p. 5. *Huaman, M.M., and B.B. Balsley*, 1996. Long-term average vertical motions observed by VHF wind profilers: The effect of slight antenna-pointing inaccuracies. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 13 (3), 560-569. 6. *Doviak, R.J., and D.S. Zrnić*, 1984b. Reflection and scatter formula for anisotropically turbulent air. Radio Sci., 19, 325–336. 7. *Tsuda, T., T. Sato, K. Hirose, S. Fukao and S. Kato*, 1986. MU radar observations of the aspect sensitivity of the backscattered VHF echo power in the troposphere and lower stratosphere, Radio Science, 21 (6), 971-980. 8. *Nastrom G.D. and T.E. VanZandt*, 1996. Biases due to gravity waves in wind profiler measurements of winds. Journal of Applied Meteorology, 35 (2), 243-257. 9. *Muschinski, A.*, 1996. Possible

effect of Kelvin-Helmholtz instability of VHF radar observations of the mean vertical wind. Journal of Applied Meteorology, 35 (12), 2210-2217. 10. *Vaughan, G., and R.M. Worthington*, 2000. Effects of humidity and precipitation on VHF radar vertical beam echoes. Radio Science, 35 (6), 1389-1398. 11. *Ralph, F.M., P.J. Neiman, D.W. van de Kamp*, et al., 1995. Using spectral moment data from NOAAs 404-MHz radar wind profiler to observe precipitation. Bulletin of American Meteorological Society, 76 (10), 1717-1739. 12. *Chu, Y.H., T.Y. Chen, and T.H. Lin*, 1997. An examination of the wind-driven effect on the drift of precipitation particles using the Chung-Li VHF radar. Radio Science, 32(3), 957-966. 13. *Rastogi, P.K.*, 1989. Signal processing and data analysis in middle atmosphere radar. Handbook for middle atmosphere program. Urbana, Illinois. Vol. 28, 567-592. 14. *Oleynikov V.N., and Karabanov A.G.*, 1997. Algorithms of Secondary Data Processing in the Atmospheric Wind Profiler. In: COST-76 Profiler Workshop Extended Abstracts, Vol. 2, 326-329. 15. *Ralph, F.M., P.J. Neiman, and D. Ruffieux*, 1996. Precipitation identification from radar wind profiler spectral moment data: Vertical velocity histograms, velocity variance, and signal power vertical velocity correlations. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 13 (3), 545-559.

Georgia Institute of Technology

Поступила в редколлегию 07.01.2010

УДК 621.396.9:

С.В. ЮДИН, А.И. ЛИТВИН-ПОПОВИЧ, В.Н. ОЛЕЙНИКОВ, канд. техн. наук

ПОДАВЛЕНИЕ ЗЕМНОЙ ПОМЕХИ В РЛС ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА НЕЧЕТКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ

Для измерения профиля скорости и направления ветра в последние десятилетия наряду с использованием аэрологического зондирования широко используются радиолокационные станции вертикального зондирования (РЛС ВЗ), в которых используется явление отражения электромагнитных волн от турбулентных неоднородностей атмосферы.

На вход приемного устройства РЛС ВЗ поступает сигнал, содержащий составляющую, обусловленную рассеянием излученного зондирующего импульса от движущихся с преобладающим ветром турбулентных неоднородностей атмосферы, а также компоненты, обусловленные шумами и помехами. В антенной системе РЛС ВЗ часть энергии, рассеянная наземными объектами, попадает в боковые лепестки диаграммы направленности (ДН). Эффективная поверхность рассеяния наземных объектов, значительно выше эффективной поверхности рассеяния атмосферных неоднородностей и гидрометеоров. В результате мощность земной помехи (ЗП) на входе приемника РЛС соизмерима с мощностью полезного сигнала. Экспериментальные измерения показали, что когерентные помехи, приходящие по боковым лепесткам ДН антенны, являются основной трудностью при практическом использовании РЛС ВЗ [1]. Спектр земной помехи симметричен относительно нулевой частоты, ширина спектра земной помехи обычно существенно уже ширины спектра сигналов, рассеянных турбулентными неоднородностями. Уровень земной помехи для малых дальностей зондирования значительно (иногда на 20 – 40 *дБ*) превосходит уровень полезного сигнала. Наличие в спектральной плотности мощности рассеянного сигнала шумов и помех усложняет определение параметров сигнальной части спектра, вызывая смещение оценок доплеровского сдвига в сторону меньших абсолютных значений [1, 3].

Для снижения воздействия ЗП в антенной системе РЛС ВЗ применяются бленды и экранирующие ограждения, кромки антенн и бленд покрываются радиопоглощающим материалом, что позволяет снизить уровень ЗП на 16 – 20 *дБ* [4,5]. Алгоритмические методы подавления ЗП позволяют в процессе обработки информации снизить воздействие ЗП в спектральной области, при этом обычно используются режекторные фильтры, настроенные на подавление сигналов нулевой частоты, вейвлет-фильтрация помеховых составляющих [3] и другие методы.

Применение теории нечетких множеств и нечеткой логики для подавления земной помехи

Теория нечетких множеств [6] позволяет описывать качественные, неточные понятия и производить их математическую обработку, с целью получения новой информации. Нечетким множеством $\widetilde{A}$ на универсальном множестве U называется совокупность пар $(\mu_A(u),u)$ где $\mu_A(u)$ степень принадлежности элемента $u \in U$ нечеткому множеству $\widetilde{A}$. Функцией принадлежности μ_A называется функция, позволяющая для произвольного элемента универсального множества U вычислить степень его принадлежности нечеткому множеству $\widetilde{A}$:

$$\widetilde{A} = \int_{u \in U} \mu_A(u)/u \,. \qquad (1)$$

Для подавления ЗП в РЛС ВЗ методом нечеткой классификации зададим характерные признаки ЗП и их функции принадлежности, которые описывают характерный вид спектра ЗП: спектральная плотность мощности быстро нарастает и спадает, спектр ЗП сосредоточен около частоты нулевого доплеровского сдвига, спектр ЗП симметричен относительно частоты нулевого доплеровского сдвига.

Из описания признаков спектральной характеристики ЗП выделим четыре параметра спектра, по которым производится классификация:

1. Модули первой $\alpha_1(f) = |S'(f)|$ и второй $\alpha_2(f) = |S''(f)|$ производной спектра описывают скорость нарастания и спада СПМ. Функции принадлежности для этих параметров описываются выражениями $\mu_1(f) = S(f)^{x_1}$ и $\mu_2(f) = S(f)^{x_2}$ изображены на рис. 1. Коэффициенты x_1 и x_2 описывают степень прогиба функции принадлежности.

2. Модуль частоты описывает степень отклонения от нулевой частоты доплеровского сдвига $\alpha_f(f) = |f|$. Функция принадлежности (рис. 1) для этого параметра описывается формулой $\mu_f(f) = 1 - S(f)^{x_f}$

3. Симметричность спектра описывается параметром $\alpha_s(f) = |S(f) - S(-f)|$ функция принадлежности для этого параметра описывается формулой $\mu_s(f) = 1 - S(f)^{x_s}$. Функции принадлежности для характеристик спектра приведены на рис. 1: 1 – первой и второй производной, 2 – модуля частоты, 3 – симметричности спектра.

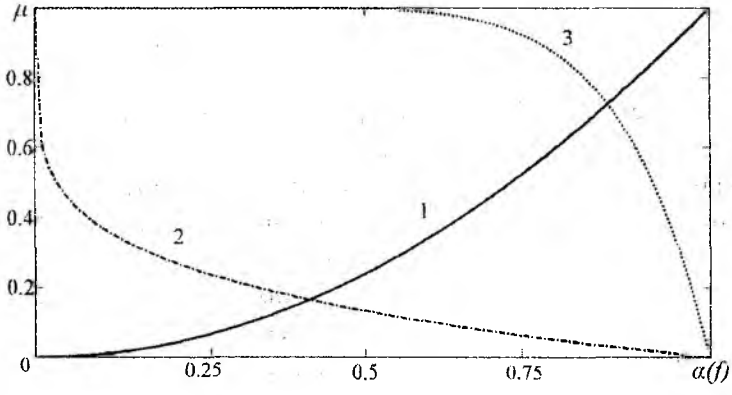


Рис. 1

Процесс классификации ЗП состоит из двух основных этапов – фазификации и композиции [6], в результате этих операций получается общая функция принадлежности спектра к спектру земной помехи. На этапе фазификации для каждой из четырех характеристик спектра, находятся их степени принадлежности. Процедура композиции описывается выражением

$$\mu_{зп}(f) = \frac{\alpha_1 \times \mu_1(f) + \alpha_2 \times \mu_2(f) + \alpha_f \times \mu_f(f) + \alpha_s \times \mu_s(f)}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_f + \alpha_s}. \qquad (2)$$

Спектр принятого сигнала перемножается с общей функцией принадлежности, получается частотный спектр земной помехи, который вычитается из исходного принятого сигнала.

Обработка спектра принятого сигнала

Эффективность метода подавления ЗП, при помощи нечеткой логической классификации проверена при обработке радиолокационной информации РЛС ВЗ дециметрового диапазона [1]. На рис. 2 изображен спектр принятого сигнала с высоты 1,2 *км*, который содержит отражения от наземных предметов –1 и от атмосферы –2.

В результате проведения процедуры нечеткой классификации ЗП, по четырем основным признакам, получена общая функция принадлежности СПМ принятого сигнала к СПМ ЗП. Форма функции принадлежности рис. 3, повторяет СПМ отражений от наземных объектов. Вычитание спектра ЗП из принятого сигнала производится по формуле

$$S(f)_{рез} = S(f) - \mu_{зп} \cdot S(f) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots 3)$$

Полученный спектр $S(f)_{рез}$ приведен на рис. 4.

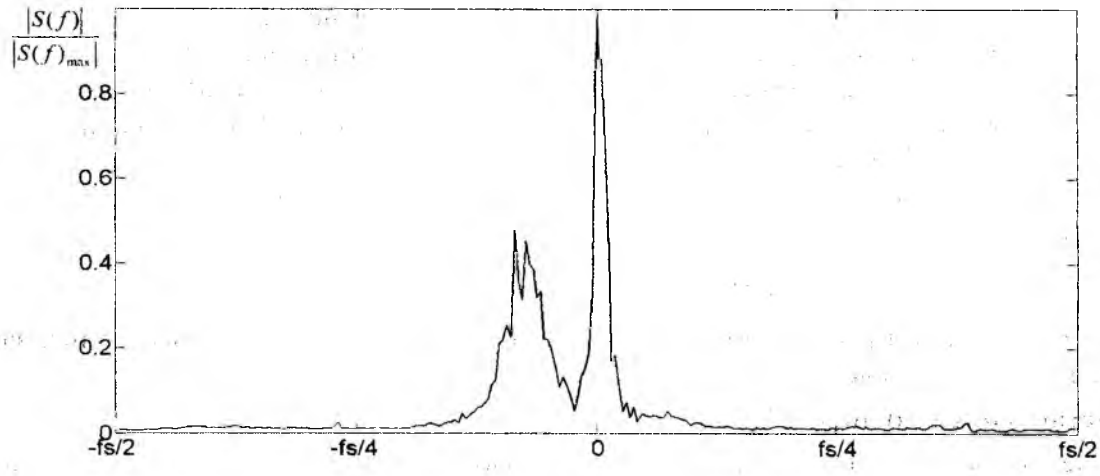


Рис. 2

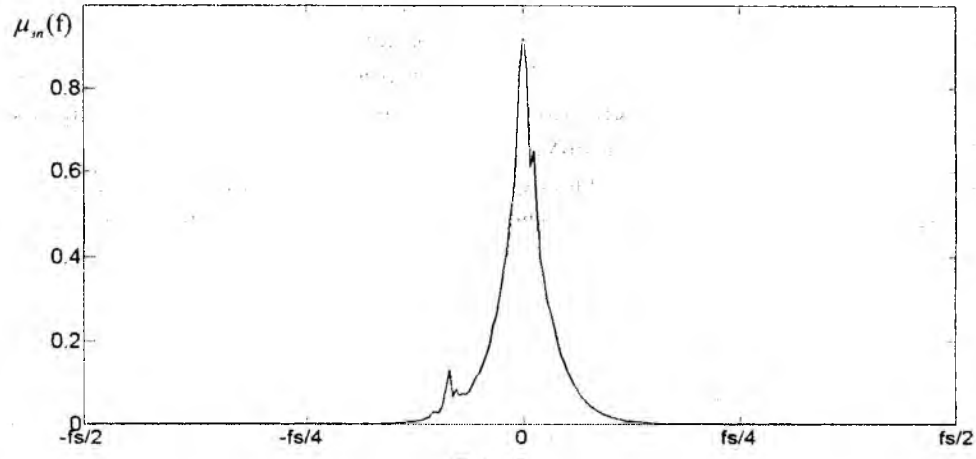


Рис. 3

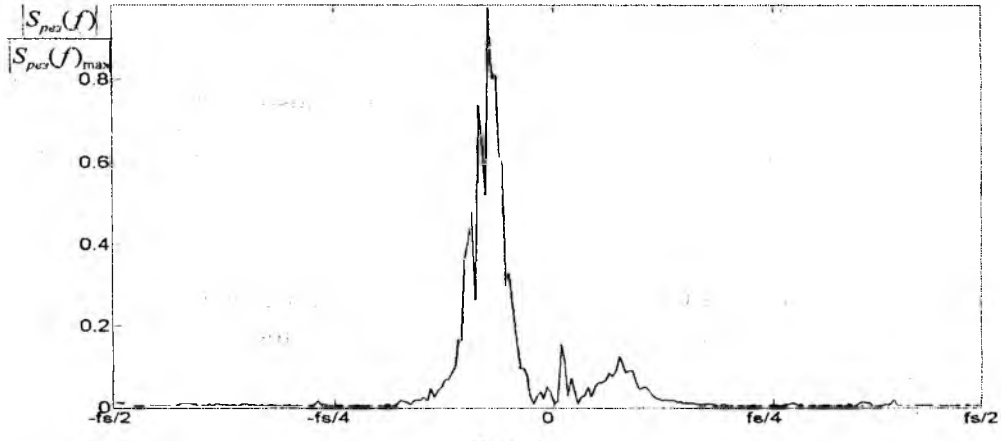


Рис. 4

Приведенный пример показывает эффективность применения метода нечеткой логической классификации для снижения уровня ЗП.

Процедура имитационного моделирования

Верификация методов подавления земной помехи и сравнение их эффективности проводилось путем имитационного моделирования [3]. При этом формировался сигнал со спектром, являющимся суммой спектральной плотности мощности (СПМ) рассеянного сигнала и земной помехи. СПМ ЗП задавалась в виде функции Гаусса с математическим ожиданием, равным нулю, и малой дисперсией. К реализации, полученной в результате обратного преобразования Фурье, прибавлялся белый гауссовый шум. Отношение сигнал/шум в модели

составляет 20 *дБ*, спектральная ширина полезного сигнала равна 1,5 *м/с*, полный диапазон однозначного определения скорости ±25 *м/с*, число отсчетов в выборке 256. При моделировании использовались модели рассеянного сигнала и ЗП, описанные в [8]. В качестве меры эффективности обработки применен комплексный критерий, учитывающий среднеквадратическое отклонение (СКО) оценки спектральной плотности мощности рассеянного сигнала в его смеси с ЗП, и СКО оценок скорости ветра методом наименьших квадратов:

$$s_1 = \frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}(x-x')^2\ ,\ s_2 = \frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N}(v-v')^2\ . \qquad (4)$$

При моделировании рассматривались два случая – равномерный и нормальный законы распределения скоростей ветра.

Представление результатов

Для оценки эффективности подавления ЗП методом нечеткой классификации по минимуму отклонений оценок скорости ветра, произведем его сравнение с другими методами. Далее приведены результаты СКО оценок скорости ветра без фильтра для подавления ЗП, с режекторным фильтром и двумя вариантами вейвлет-фильтров. Режекторный фильтр реализован в виде цифрового фильтра верхних частот 11-го порядка с затуханием в полосе заграждения 80 *дБ*. На рис. 5 приведены зависимости СКО спектра после фильтра от спектра без ЗП: а) моделируемая скорость ветра распределена по равномерному закону, б) моделируемая скорость ветра распределена по нормальному закону. Условные обозначения на рис. 5, 6: 1 – фильтрация отсутствует, 2 – фильтр нечеткой классификации, 3 – режекторный фильтр, 4,5 – вейвлет-фильтры (мягкое и жесткое ограничение коэффициентов, соответственно) [3].

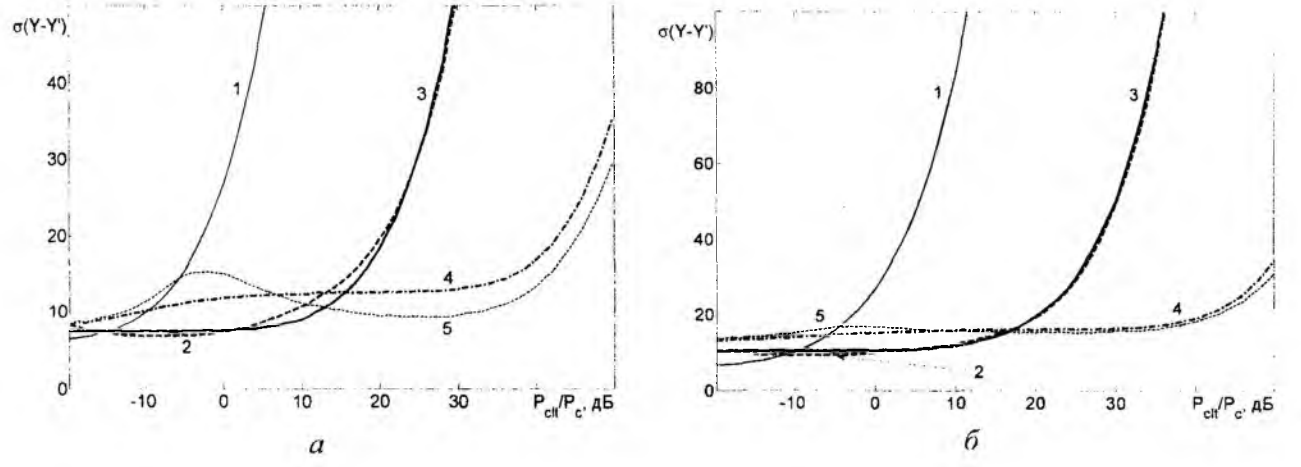


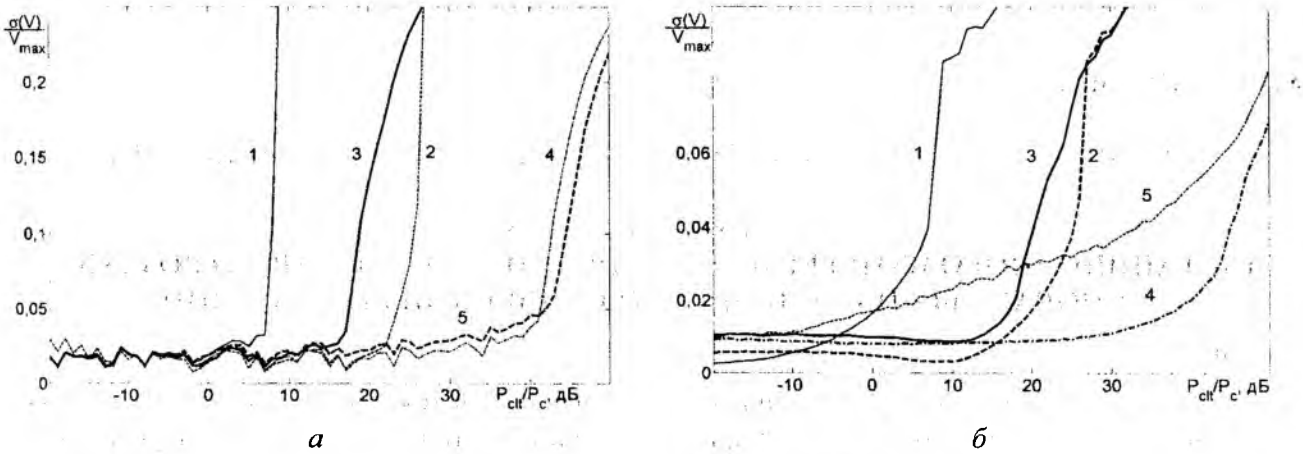
Рис. 5

Для всех методов обработки СКО оценок СПМ возрастает с увеличением мощности ЗП. Наименьшие погрешности при большой мощности ЗП обеспечивают вейвлет-фильтры.

На рис. 6 приведены зависимости СКО оценок скорости ветра, а) моделируемая скорость ветра распределена по равномерному закону, б) моделируемая скорость ветра распределена по нормальному закону.

СКО оценок (рис. 6) возрастает с увеличением мощности ЗП. Фильтр, основанный на методах нечеткой классификации, дает худшие результаты при соотношениях $P_{clt}/P_c>25$ *дБ*, однако более эффективен при малых мощностях ЗП. Наименее эффективен режекторный фильтр. Это обусловлено, по-видимому, искажением спектра рассеянного сигнала при его частотном перекрытии со спектром ЗП.

Поскольку в процессе обработки информации методом нечеткой классификации применяются простые математические операции, скорость обработки этим методом в 2-4 раза выше, чем при использовании других приведенных здесь методов.



а *б*

Рис. 6

Выводы

Результаты моделирования показывают, что фильтр для подавления ЗП, основанный на методе нечеткой классификации при соотношениях $P_{зп}/P_{пс}$ до 20 *дБ*, эффективно подавляет ЗП. При соотношениях $P_{зп}/P_{пс}$ до 15 *дБ* применение метода нечеткой классификации приводит к меньшим отклонениям оценок скорости ветра, и в этом диапазоне он является более эффективным из рассмотренных методов. На больших соотношениях $P_{зп}/P_{пс}$ более эффективным является метод вейвлет-фильтрации. Также применение фильтра для подавления ЗП, основанного на методе нечеткой классификации требует проводить меньше вычислительных операций, что приводит к существенному уменьшению времени обработки радиолокационной информации. Появление микропроцессоров с встроенной архитектурой нечеткой логики, позволяет осуществлять обработку радиолокационной информации в реальном режиме времени и с высоким временным разрешением. При практическом применении целесообразно использовать комбинированный метод подавления ЗП. На нижних высотах зондирования, на которых мощность земной помехи высокая применять вейвлет фильтрацию, а на остальных применять фильтр на основе метода нечеткой классификации.

Авторы хотели бы поблагодарить И.В.Галяса (БГУИР, Минск) за помощь в проведении расчетов.

Список литературы: 1. *Дистанционные* методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под общ. ред. Кащеева Б. Л.,. Прошкина Е. Г, Лагутина М. Ф.. Харьков: Харьк. нац. ун-т радиоэлектроники; Бизнес Информ, 2002. 426 с. 2. *Довиак Р., Зрнич Д.* Доплеровские локаторы и метеорологические наблюдения. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 503 с. 3. *Литвин-Попович А.И.* Применение вейвлет-фильтрации для подавления земной помехи в РЛС вертикального зондирования атмосферы / А.И. Литвин-Попович, В.Н. Олейников // Прикладная радиоэлектроника. 2008. Т. 7, №1. С.30-36. 4. *Нарбут В.П.* О влиянии противофоновых отражающих экранов на боковое излучение зеркальных антенн // Радиотехника и электроника. 1976. №10. С. 2205-2210. 5. *Ямпольский В.Г., Фролов О.П., Антенны и ЭМС.* М.: Радио и связь, 1983. 272 с. 6. *Нечеткие* множества и теория возможностей / Под ред. Ягера Р. М.: Радио и связь, 1986. 408 с. 7. *Штовба С.Д.* Проектирование нечетких систем средствами MATLAB. М. Горячая линия, 2007. 288 с. 8. *Литвин-Попович А.И.* Параметризация спектров рассеянных сигналов в РЛС вертикального зондирования атмосферы / А.И. Литвин-Попович, В.Н. Олейников // Радиотехника. 2008. Вып. 152. С. 49-52.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.01.2010

УДК 551.501.8:621.396.96

В.М.КАРТАШОВ, д-р техн.наук, С.И.БАБКИН, канд.техн.наук, С.В.ПАЩЕНКО, А.В.ВОЛОХ

АНАЛИЗ МЕТОДОВ ДИСТАНЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ВЛАЖНОСТИ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА, ОСНОВАННЫХ НА ЯВЛЕНИИ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Введение

Методы дистанционного измерения метеовеличин являются технологией более высокого уровня, чем прямые методы, так как при применении дистанционных методов устраняются многие недостатки прямых (заметное возмущение естественных полей метеовеличин используемыми носителями метеодатчиков, жесткая привязка большинства метеодатчиков к месту дислокации, различие в погрешностях метеодатчиков различных высотных уровней и пр.). Реализуются дистанционные методы с помощью наземной радиоэлектронной аппаратуры, потенциально позволяющей производить накопление метеоинформации без участия человека и в любых погодных условиях. Сравнение достижений дистанционных методов (в том числе радиометрического и лазерного) с точки зрения возможности контроля и исследований пограничного слоя атмосферы, находящегося между неподвижной подстилающей поверхности и свободной атмосферой, показывает, что перспективными для такого применения могут стать методы, использующие акустические волны в качестве своеобразных "зондов". Такими методами стали акустическое зондирование (АЗ) и радиоакустическое зондирование (РАЗ). Наиболее эффективным применением АЗ в практике метеонаблюдений явилась регистрация температурных инверсий на разных стадиях их существования [1]. Методические вопросы регистрации вертикальных профилей температуры воздуха и, отчасти, скорости и направления ветра теоретически и экспериментально больше проработаны для РАЗ [2]. Изучение возможности дистанционного измерения влажности атмосферного воздуха на базе использования акустических волн к настоящему времени находятся на стадии теоретических и, в меньшей степени, экспериментальных исследований. Данная работа посвящена анализу методов дистанционного измерения влажности воздуха, использующих акустическую релаксацию во влажном атмосферном воздухе, оценке влияния атмосферных явлений и аппаратуры на погрешность таких измерений, поиску путей снижения погрешностей.

Эффекты акустической релаксации

Под акустической релаксацией, согласно [3], понимают внутренние процессы восстановления термодинамического равновесия среды, нарушаемого сжатиями и разрежениями в звуковой волне. В соответствии с термодинамическим принципом равномерного распределения энергии по степеням свободы, энергия поступательного движения в звуковой волне переходит на внутренние степени свободы, возбуждая их, в результате чего уменьшается энергия, приходящаяся на поступательное движение. Поэтому релаксация всегда сопровождается двумя эффектами: дисперсией скорости звука и поглощением звука. Влияние релаксационных процессов на звуковую волну зависит от соотношения между ее периодом и временем релаксации – временем перераспределения энергии между поступательными и внутренними степенями свободы. Если период звуковой волны T значительно меньше времени релаксации τ, то среда будет вести себя так, как будто внутренние степени свободы отсутствуют. В противном же случае часть энергии поступательного движения успевает перераспределиться на внутренние степени свободы. При этом вследствие уменьшения энергии поступательного движения упругость среды и скорость звука будут меньше, чем в случае низких частот, т.е. при релаксации скорость звука увеличивается с ростом частоты. Наиболее быстрый рост скорости происходит на частоте релаксации $w = 1/\tau$ и вблизи нее (в т.н. дисперсионной области). В газах время релаксации зависит от температуры и давления, а также от наличия примесей других газов. Для атмосферного воздуха такой примесью является водяной пар. Часть коэффициента поглоще-

ния звука (коэффициент молекулярного поглощения), которая пропорциональна объёмной вязкости, связана с релаксационными процессами. Частотная зависимость коэффициента релаксационного поглощения на длину волны имеет характерный максимум на частоте релаксации. Молекулярное поглощение звука в воздухе существенно зависит от количества водяных паров и частоты звука. Оба рассмотренных эффекта используются при создании дистанционных методов измерения влажности атмосферного воздуха.

Методы, использующие эффект поглощения звука в атмосфере

При акустическом зондировании метод измерения влажности атмосферного воздуха включает [1] прием рассеянных температурными неоднородностями атмосферы акустических сигналов на двух-трех (трех – для устранения неоднозначности отсчета коэффициента поглощения) частотах, расчет коэффициентов поглощения по отношению измеренных мощностей сигналов и определение относительной влажности воздуха для конкретных условий зондирования (температуры воздуха и атмосферного давления). Теоретически рассчитанная погрешность измерения относительной влажности таким методом менее 10 % только при влажности ниже 40 % [1], что в природных условиях встречается достаточно редко. Экспериментальные результаты по измерению давления водяного пара многочастотным акустическим зондированием были еще менее оптимистическими [1].

Амплитудные методы измерения влажности воздуха радиоакустическим зондированием атмосферы аналогичны методу акустического зондирования с тем различием, что для получения метеоинформации при РАЗ используются значения мощностей принятых радиосигналов. Одночастотный амплитудный метод измерения влажности радиоакустическим зондированием основан на том, что амплитуда радиолокационного эхо-сигнала, отраженного от неоднородностей показателя преломления, искусственно созданных акустическим излучением, зависит от интенсивности этого излучения на данном участке трассы, которое в свою очередь зависит известным образом от влажности и температуры воздуха Таким образом, при известной температуре воздуха интенсивность радиолокационного сигнала оказывается зависящей от влажности на данном участке трассы [4]. Для определения воздуха данным методом регистрируют огибающую отраженного сигнала, измеряют значение мощности эхо-сигнала путем сравнения его амплитуды со значением калибровочного сигнала в каждой точке диапазона дальности, вычисляют производную от огибающей эхо-сигнала в каждой точке диапазона дальности, вычисляют коэффициент ослабления звука в каждой точке диапазона дальности, определяют профиль влажности по совокупности значений коэффициентов ослабления звука, температуры воздуха и известного соотношения между коэффициентом молекулярного ослабления звука с длиной волны λ и влажностью. Рассматриваемый метод определения влажности достаточно прост с точки зрения аппаратурной реализации, но на эффективность измерения влажности в этом случае сильное влияние оказывают такие факторы как скорость ветра и турбулентное рассеяния звука. В работе [5] показано, что на формирование заднего фронта импульса отраженных сигналов, используемого для расчета влажности данным методом, скорость ветра оказывает более сильное влияние, чем молекулярное поглощение (из-за выноса пакета акустических волн из диаграмм направленности антенн радиоканала). С этой целью в 20-сантиметровой системе РАЗ [2] применили распределенный акустический излучатель: акустическая антенна этой системы, состоящая из четырех модулей 4×4 громкоговорителей, был преобразован в линейку модулей, размещенных на расстоянии 0,5 *м* друг от друга, а при зондировании к модулям подводилась одинаковая мощность. В результате в эксперименте наблюдали группу из четырех отраженных импульсов со спадающей амплитудой, что позволяет предположить, что главную роль в уменьшении амплитуды отраженного сигнала при вертикальном РАЗ играет горизонтальный перенос акустического пакета, а не нарушение условия Брэгга вследствие существования вертикального градиента температуры воздуха и наличие молекулярного поглощения звука. К тому

же, значение коэффициента турбулентного ослабления звука α_T в условиях развитой турбулентности сравнимо со значением коэффициента молекулярного поглощения [1]. В целом же, эти атмосферные явления должны приводить к существенной погрешности измерения влажности воздуха указанным методом. Видимо, поэтому и нет публикаций, в которых приводились бы результаты экспериментальной проверки одночастотного амплитудного метода РАЗ для измерения этой метеовеличины.

Развитием амплитудных методов измерения влажности воздуха явился двухчастотный метод [2], при реализации которого предполагалось, что используемое для расчета влажности на трассе зондирования отношение амплитуд отраженных радиосигналов, измеренных одновременно при РАЗ атмосферы на двух разных (например, кратных) частотах, будет зависеть лишь от разности коэффициентов поглощения звука на этих частотах, а влияние скорости ветра и турбулентности на это отношение будет исключено. Поэтому в эксперименте ожидали появление двух огибающих амплитуд отраженных сигналов, задние фронты которых имели бы вид экспонент с различными показателями. Созданной для проверки возможностей данного метода аппаратурой РАЗ [2] амплитудные измерения производились чересперио дно (через 1 секунду): вначале на низкой (3,4 *кГц*), а затем на высокой (6,8 *кГц*) частоте. В условиях неподвижной и бестурбулентной атмосферы две последовательно зарегистрированные, а затем совмещенные во времени, огибающие амплитуд действительно оказывались подобными по форме, но с различными показателями экспонент. Однако по мере возникновения и развития турбулентности степень корреляции огибающих заметно снижалась, а результаты расчета влажности становились некорректными. Для выяснения механизма влияния турбулентности атмосферы на эффективность амплитудного двухчастотного РАЗ для измерения влажности были проведены теоретические исследования, в ходе которых установлено [6], что неучет поперечного масштаба когерентности фазового фронта используемых звуковых волн и частотной зависимости коэффициента турбулентного рассеяния звука может обусловливать возникновение погрешности измерения влажности таким методом до (20 – 40)% относительной влажности (для пары звуковых зондирующих частот 0,05 и 0,1 *м*). Снизить погрешность измерений влажности можно путем коррекции полученных при зондировании данных амплитудных измерений на основе расчета коэффициента турбулентного рассеяния звука и радиуса поперечного масштаба когерентности по данным о значениях структурных постоянных пульсаций температуры и скорости ветра, полученных акустическим зондированием в тех же метеоусловиях. Допустимость чересперио дного зондирования при измерении влажности этим методом была проверена с помощью упомянутой аппаратуры. В ходе эксперимента в атмосферу излучался акустический импульс с искаженным синусоидальным заполнением частотой 3,4 *кГц*. При этом предполагалось, что при искажении в объёме атмосферы, занимаемом акустическим пакетом, возникает ряд гармоник излученной частоты. Поддерживая условие Брэгга для первой и второй гармоник акустических колебаний в атмосфере, регистрировали одновременно обе огибающие амплитуд сигналов, отраженных от акустических пакетов. Основной результат эксперимента заключается в следующем: местоположение максимумов на оси высот (при постоянной излучаемой частоте) весьма изменчиво; оба максимума амплитуды отраженных сигналов чаще всего не совпадают ни по высоте, ни по значению (эксперимент проводился в условиях умеренного ветра порывистого ветра - скорость 5-7 *м/с*). Такие данные позволяют сделать следующий вывод: если в какой-то момент времени максимумы огибающих амплитуд сигналов, синхронно зарегистрированных на двух частотах, не совпадают по высоте, то это может означать, что температурные неоднородности двух масштабов (10 и 20 *см*, соответствующие зондирующим звуковым частотам и формирующим два отраженных сигнала), и скорости их перемещения неодинаково распределены в объёме атмосферы, занимаемом акустическим пакетом в данный момент времени. Следовательно, даже синхронное двухчастотное РАЗ не обеспечивает одинакового влияния турбулентности на амплитуды отраженных сигналов. Свой вклад в формирование погрешности измерения влажности воздуха амплитудным двух-

частотным РАЗ атмосферы, как уже отмечалось выше, дает ветер. Следует иметь в виду, что при изменении температуры и влажности воздуха, но при фиксированных значениях технических параметров зондирующей аппаратуры, разность коэффициентов поглощения на этих частотах будет отсчитываться на скатах различной крутизны кривой релаксационного поглощения, что приводит к появлению методической погрешности, оцененной в работе [7]. Дополнительную неопределенность в результаты зондирования вносит выбранная методика зондирования, а именно, длительность зондирующих импульсов на двух частотах: равная длительность τ импульсов или равное количество периодов звуковой волны в импульсах. В первом случае амплитуду отраженного сигнала на обеих частотах будет формировать одинаковый объём атмосферы, но из-за разного количества длин волн в пакетах ширина функции взаимодействия [2] на двух частотах будет разная, что приводит к разной скорости спадания амплитуды (не зависящей от молекулярного поглощения звука). В другом – ширина функции взаимодействия на обеих частотах равная, но толщина слоя атмосферы, участвующая в формировании отраженных сигналов на двух частотах, будет разная, в результате чего проявится влияние вертикального градиента температуры воздуха (через расстройку условия Брэгга [2]). В эксперименте наилучшие результаты измерения влажности рассматриваемым методом получены в условиях устойчиво стратифицированной атмосферы – (12 - 15)% относительной влажности; в других условиях эта погрешность была значительно выше. Теоретическая оценка необходимой точности определения отношения мощностей отраженных радиосигналов для измерений в бестурбулентной атмосфере показала, что отношение мощностей должно измеряться с точностью, меньшей 0,4 *дБ* [2], в то время как используемая в экспериментах аппаратура обеспечивала лишь 0,8 *дБ* и более. В целом же, отметим, что для практического использования амплитудного двухчастотного РАЗ для измерения влажности необходимы дальнейшие его исследования, а поэтому к данным восстановления вертикального профиля показателя преломления, полученным с использованием результатов измерения влажности воздуха таким методом без учета влияния турбулентности [2, 8], следует подходить с некоторой осторожностью.

Ряд недостатков, присущих двухчастотному амплитудному методу измерения влажности, в том числе и небольшая высота регистрации вертикальных профилей (определяемая максимальной высотой зондирования на высокой – из пары используемых – частоте), может быть преодолен с помощью модифицированного одночастотного амплитудного метода [9]. Для повышения точности определения влажности воздуха при зондировании в условиях турбулентности и наличии ветра в атмосфере одновременно с основным излучают дополнительный акустический импульс, принимают отраженный от него электромагнитный сигнал и измеряют его мощность, раздельно принимают отраженные от температурных и ветровых неоднородностей акустические сигналы, измеряют их мощности и доплеровский сдвиг частоты акустического сигнала, отраженного от температурных неоднородностей, и, с учетом реальных турбулентного ослабления энергии звуковых волн и радиуса поперечной когерентности фазового фронта звуковых волн, вычисляют коэффициент молекулярного поглощения звука, который используют при определении влажности воздуха. На рис. 1 приведена схема зондирования и структурная схема аппаратуры для реализации модифицированного одночастотного амплитудного метода зондирования, где: 1 – доплеровский радиолокатор с передающей антенной 2 и приемной антенной 3, доплеровский содар 4 с антенным переключателем 5, приемно-передающей 6, передающей 7 и приемной 8 антеннами, 9 –блок формирования импульсов, 10 – блок измерения параметров радиосигнала, 11 – блок измерения акустических сигналов, 12 – персональный компьютер, 13 – периферийное регистрирующее устройство, $П_1$ (основной) и $П_2$ (дополнительный) – акустические пакеты.

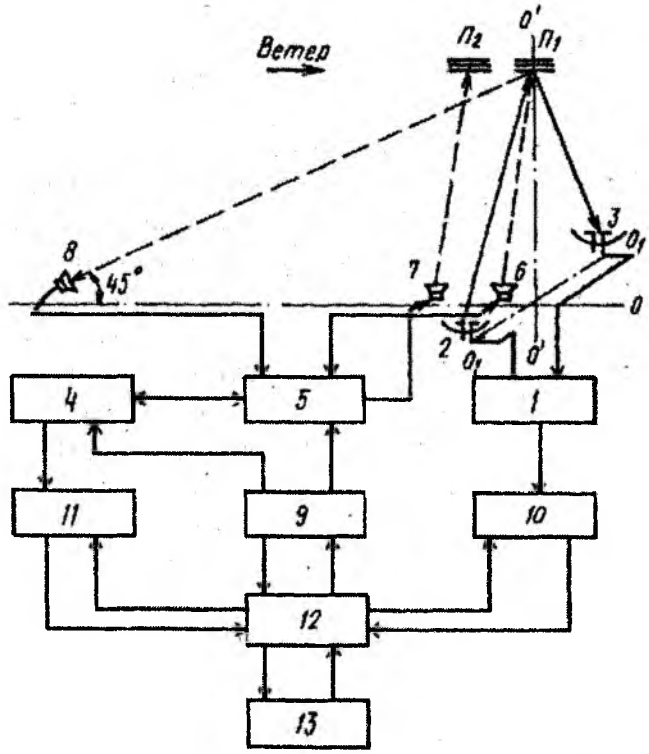


Рис. 1

Двухчастотные фазовые методы измерения влажности

В основу фазового метода измерения влажности воздуха двухчастотным радиоакустическим зондированием положена связь частоты релаксации для атмосферного воздуха с его влажностью и скорости распространения звука произвольной частоты в атмосфере с релаксационными процессами в ней [10]. Максимальная разность скоростей звука двух различных, достаточно разнесенных по диапазону, частот составляет лишь $\Delta C = 0{,}12$ *м/с* [3], а разность в частотах доплеровского сдвига отраженных радиосигналов при двухчастотном РАЗ лежит в пределах 1– 2 *Гц*. Если весь диапазон изменений влажности воздуха (например, для умеренных широт) лежит в пределах 30 – 90 % относительной влажности, то при разрешающей способности измерения влажности около 6 % (для штатных метеодатчиков широкого применения – гигрометров – это значение составляет 5–7% относительной влажности) необходимо обеспечить 10 отсчетов влажности, т.е. разрешающая способность измерения частоты должна быть примерно равной 0,1 – 0,2 *Гц*. Такие различия в скоростях звука при существовании дисперсии можно зафиксировать путем измерения сдвига фаз между частотами доплеровского сдвига частот принимаемых радиосигналов методами, изложенными в работе [11]. Оценка влияния турбулентности атмосферы на измеряемый сдвиг фаз $\Delta\varphi$ и вносимую турбулентностью погрешность измерения парциального давления водяного пара e проведена на основе анализа зависимости $< e > / e_0$, где e_0 – давление парциального пара в нетурбулентной атмосфере, а

$$e = P\exp\left\{0{,}385\ln\left[\frac{\pi f r\left(C_\infty^2 - C_0^2\right)\left(f_2^2 - f_1^2\right)}{C^3\Delta\varphi}\right] - 7{,}947\right\}, \qquad (1)$$

где P – полное давление воздуха; f – частота, на которой измеряется сдвиг фаз; r – высота зондирования; C_0 и C_∞ – скорости звука на очень малых и очень высоких частотах соответственно; C – средняя скорость звука в слое; f_1 и f_2 – зондирующие звуковые частоты, от частоты и высоты зондирования при малых флуктуациях сдвига фаз акустических волн и скоро-

сти звука. Оценка $< \Delta\varphi^{12} >$ производилась методом геометрической оптики при условии статистической однородности и изотропности поля случайных фаз акустической волны. В конвективных условиях погрешность измерения влажности, вносимая не только слабой, но и сильной турбулентностью, значительно ниже, чем при определении влажности двухчастотным амплитудным методом (меньше 1 %) [12]. В отличие от расчетного выражения, приведенного в [10] и полученного при некоторых упрощениях задачи (значения пары зондирующих звуковых частот значительно меньше частоты релаксации, скорости распространения звуковых частот различаются не сильно и т.д.) в работе [13] сняты все ограничения в постановке задачи, оценены значения возможных сдвигов фазы, всесторонне изучено влияние атмосферной турбулентности на двухчастотное фазовое зондирование, исследованы источники погрешностей. В дальнейшем получены практически применимые соотношения, позволяющие дополнить дистанционные измерения высотного хода влажности фазовым методом градиентными измерениями метеовеличин (температуры и влажности), что позволяет повысить точность измерения влажности [14]. При инструментальной погрешности измерения сдвига фаз $\delta(\Delta\varphi) = 1^0$ общая инструментальная погрешность измерения относительной влажности воздуха этим методом оценивается значением (3–5)%. Для экспериментальной оценки возможности использования двухчастотного фазового метода для дистанционного измерения влажности воздуха была использована комплексированная радиоэлектронная система контроля атмосферных величин [15], в состав которой входит одночастотная система РАЗ (рабочая частота – 440 *МГц*) и двухчастотный содар (рабочие частоты 1 и 4 *кГц*). Исследования проводились в различные сезоны года, чаще в погодных условиях, благоприятных для акустического зондирования. Полученные в ходе экспериментов данные подвергались статистической обработке, в ходе которой рассчитывались средние значения сдвигов фаз и их среднеквадратические отклонения, разности сдвигов фаз на соседних высотных уровнях, строились гистограммы распределений и т.д. Обработка данных показала, что средние значения фазовых сдвигов имеют устойчивый характер с дисперсией, зависящей от погодных условий. Распределение сдвигов фаз приближается к нормальному закону. Зарегистрированные средние значения фазовых сдвигов качественно согласуются с расчетными данными, приведенными в работе [15]. Например, в результате статистической обработки измерений сдвигов фаз при зондировании в мае 1995 г. (данные приземных метеорологических измерений следующие: температура воздуха + 20°С, относительная влажность – 60 %, атмосферное давление – 102 *гПа*) получены разности фаз между соседними высотными слоями, находящимися на расстоянии 17 *м*, близкие к значению $\Delta\varphi = 1{,}52^0$. При этом значение сдвига фаз, приходящееся на 1 м, $\Delta\varphi / \Delta R = 1{,}52/34 \approx 4{,}5 \cdot 10^{-2}$ *град/м* при его теоретическом значении $\Delta\varphi / \Delta R = 1{,}02 \cdot 10^{-2}$ *град/м*. Такие результаты экспериментов позволили предложить иной фазовый метод дистанционного измерения влажности воздуха, чем двухчастотное РАЗ. Этот метод предполагает двухчастотное АЗ для проведения фазовых измерений и одночастотное РАЗ – для частотных измерений (для определения высоты измерения влажности и температуры воздуха на этой высоте) [15], а устройство, реализующее этот метод, может быть построено на основе работы [16]. Обладая всеми преимуществами двухчастотного фазового метода измерения влажности радиоакустическим зондированием, двухчастотный фазовый метод измерения влажности совмещенной аппаратурой АЗ и РАЗ позволит повысить точность определения влажности за счет замены фазовых измерений в радиоканалах фазовыми измерениями в звуковых каналах.

Заключение

Анализ известных методов дистанционного измерения влажности атмосферного воздуха, использующих явление акустической релаксации, позволяет сделать следующие выводы.

Наиболее исследованным (и теоретически и практически) является двухчастотный амплитудный метод измерения влажности радиоакустическим зондированием атмосферы. Он же стал отправным для разработки других, более эффективных, методов.

Все рассмотренные методы, использующие акустическую релаксацию, для повышения точности требуют привлечения априорной информации, которую можно получить комплексированием АЗ и РАЗ.

Весьма перспективным методом дистанционного измерения влажности с точки зрения простоты аппаратурной реализации, высоты и приемлемой погрешности измерения представляется одночастотное РАЗ с использованием информации об интенсивности турбулентности и о значениях параметров ветра в слое зондирования.

Список литературы: 1. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1986. 166 с. 2. *Дистанционные* методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под ред. Кащеева Б.Л., Прошкина Е.Г., Лагутина М.Ф. Разд. 2. Радиоакустическое зондирование атмосферы. Харьков: Коллегиум, 2002. 426 с. 3. *Ультразвук*. Маленькая энциклопедия / Гл. ред. Голямина И.П. М.: Сов. энциклопедия. 1979. 400 с. 4. *А.С.№ 671535*, СССР МКИ *G* 01 *W* 1/11. Способ радиоакустического зондирования атмосферы / М.Ю.Орлов, Б.С.Юрчак (СССР). №2527314/18-10; заяв. 23.09.77; опубл.2311.84. Бюл.№ 43. 2с. 5. *Прошкин Е.Г.,Карташов В.М., Бабкин С.И., Волох А.В.* Современное состояние, проблемы и перспективы систем радиоакустического зондирования // Радиотехника. 2007. Вып.№ 150. С.5-16. 6. *Бабкин С.И., Груша Г.В.* Влияние атмосферной турбулентности на точность определения влажности воздуха амплитудным радиоакустическим зондированием // Оптика атмосферы. 1990. Т.3, № 10. С.1064-1069. 7. *Бабкин С.И., Панченко А.Ю., Ульянов Ю.Н.* К вопросу о погрешности дистанционного измерения влажности воздуха на основе молекулярного поглощения звука // Труды 9 Всесоюз. симп. по лазерн. и акустич. зондир. атм. Ч.2. Томск: ИОА СО АН СССР, 1986. С. 145-148. 8. *Андрианов В.А., Панченко А.Ю.* Восстановление высотных профилей показателя преломления пограничного слоя атмосферы по акустическим и радиоакустическим дистанционным измерениям // Радиотехника и электроника.1990. Т.35, №12. С.2518-2526. 9. А.С. № 1780071, СССР МКИ G 01 S 13/95. Способ определения влажности воздуха радиоакустическим зондированием / *С.И.Бабкин* (СССР). Опубл. 24.04.92. Бюл. № 45. 4 с. 10. *А.С. № 1670641*, СССР МКИ G 01 S 13/95. Радиоакустический способ определения влажности воздуха / С.И.Бабкин, Е.А.Васильченко (СССР). Опубл. 15.08.91. Бюл. № 30. 4 с. 11. *Орнатский П.П.* Автоматические приборы и измерения (аналоговые и цифровые). Киев: Выща школа.1980. 558 с. 12. *Бабкин С.И., Васильченко Е.А., Груша Г.В.* Двухчастотное радиоакустическое зондирование атмосферы для измерения влажности влажности по сдвигу фаз // Тез. докл. XVI Всесоюз. конференции по распространению радиоволн. Ч.2. Харьков: ХПИ. 1990. С.312. 13. *Babkin S.I.,. Delov I.A., Proshkin E.G., Grusha G.V.* Measuring the Atmospheric Humidity by the Phase-Shift Depended Acoustic Sounding: Methods and Applicability Estimation. Изд."Begell House, Inc." №4, USA, "Telecommunications and Radio Engineering", v.55, №12. 2001. Pp 17-26. 14. *Бабкин С.И., Груша Г.В., Прошкин Е.Г., Слипченко Н.И.* Некоторые исследования фазовой поверхности акустических волн для задач радиометеорологии // Радиотехника. 2001. Вып. 119. С.215-220. 15. *Бабкин С.И., Груша Г.В., Делов И.А., Прошкин Е.Г.* Комплексированная радиоэлектронная система контроля атмосферных величин // Прикладная радиоэлектроника. 2004. Т.3, №2.С. 7-15. 16. *Патент* № 86555. МПК G 01 S 13/95. Пристрій для дистанційного визначення вологості атмосферного повітря. Бабкін С.І., Карташов В.М., Пащенко С.В., Яценко П.О. (Україна). Опубл. 27.04.2009. Бюл. № 8.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.01.2010

УДК 551.501.7

В.И. ЛЕОНИДОВ, канд. техн. наук, В.В. СЕМЕНЕЦ, д-р техн. наук

ФОРМАЛИЗАЦИЯ ОПИСАНИЯ ЭХОГРАММ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ В ЗОНЕ МЕГАПОЛИСА

Введение

Современные проблемы экологии, климатологии, глобального потепления климата планеты, краткосрочного и сверхкраткосрочного прогнозирования термодинамических процессов в атмосферном пограничном слое (АПС) заставляют искать пути создания новых и усовершенствования известных радиотехнических методов и средств, предназначенных для обеспечения массовых измерений физических величин и параметров состояния в АПС.

В настоящее время в экспериментальных исследованиях по изучению пограничного слоя атмосферы все больше внимания уделяется развитию и применению метеорологических локационных систем (МЛС), а именно: радиолокационных, акустических локационных и радиоакустических систем.

Тактико-технические требования, предъявляемые к МЛС, определяются характеристиками объекта наблюдения – турбулентностью атмосферы.

Турбулентность АПС, являясь в общем случае процессом случайным, имеет некоторую детерминированную составляющую, которая определяется квазистационарными закономерностями притока и преобразования тепла. Эти закономерности реализуются в понятии «термодинамическое состояние» (ТДС), которое имеет некоторый обобщающий смысл и характеризует процессы притока и преобразования тепла (турбулентный, конвективный, адвективный) в широком диапазоне пространственно-временных масштабов атмосферных движений.

Классификация типа ТДС дает возможность указать на аналитические описания полей физических величин или процессов, включая и процессы притока тепла, в виде уравнений состояния при данном термодинамическом процессе.

Такие уравнения являются основой для описания, например, конфигурации зоны загрязнения, определения вида уравнений усредненного профиля коэффициента преломления радиоволн, аналитического выражения дистанционной зависимости ослабления электромагнитного поля, функции поглощения и рассеяния радио- и акустических волн турбулентностью АПС, расчета вероятности возникновения слоя ветрового сдвига, его высоты и мощности в зоне взлетно-посадочной полосы аэропортов.

Таким образом, за решением задачи классификации ТДС следует выбор системы уравнений и (или) переменных коэффициентов, обеспечивающих решение приведенных выше прикладных задач и расчет притока тепла при данном состоянии АПС.

Измерение количества тепла, поступающего в АПС в зоне мегаполиса, является также важной самостоятельной прикладной задачей климатологии, так как есть основание предполагать, что приток тепла в зоне мегаполиса достаточно велик для того, чтобы повлиять на тепловой баланс атмосферы Земли.

Основанием к выдвижению такой гипотезы являются следующие положения:

– общая площадь поверхности всех зданий, сооружений и дорог, составляющих средний мегаполис, представляется значительной, так как общая эффективная поверхность, участвующая в процессе теплопередачи, приблизительно в три – пять раз больше, чем площадь, занимаемая мегаполисом на поверхности Земли;

– мегаполисы занимают настолько большую часть площади поверхности континентов, что их влиянием на тепловой баланс атмосферы уже нельзя пренебрегать, при этом площадь мегаполисов постоянно увеличивается;

– материалы, из которых изготавливаются сооружения мегаполисов, как правило, обладают большой теплоемкостью, а поглощаемое ими тепло не преобразуется в другие виды энергии (для сравнения, в зоне хвойного леса только 1% энергии солнечных лучей, прошед-

ших в приземный слой, достигает поверхности земли; в зоне лиственного леса – от 2 до 7 %. Можно предположить, что в зоне мегаполиса зданиями поглощается порядка 50 % падающей энергии солнечных лучей);

– инфраструктура (здания, сооружения) создают значительные препятствия движению основного потока ветра, что создает интенсивную турбулентность в поле скорости и способствует ускорению теплообмена между нагретыми элементами мегаполиса и воздушной средой.

В настоящее время для решения задачи идентификации типа ТДС реально доступны только исходные данные в виде профилей температуры, получаемые с помощью стандартного аэрологического зондирования. Следствием этого положения является слишком большая пространственно-временная область, для которой могу быть получены оценки типов ТДС (по времени – от 6 часов и более, по пространству – более $100 км$).

Идея создания и использования систем акустического зондирования (АЗ) для идентификации типов ТДС в слое атмосферы высотой h порядка $h \cong 600 м$ создает хорошую перспективу для решения приведенных выше задач, так как позволяет организовать регулярные массовые наблюдения и, следовательно, получать практически неограниченный объем информации о термодинамических процессах в АПС.

При использовании систем акустического зондирования информация о состоянии атмосферы содержится как в параметрах одиночного эхо-сигнала, так и в характеристиках ансамблей последовательно полученных профилей эхо-сигналов – эхограмм.

Прием эхо-сигналов акустического зондирования всегда происходит на фоне нестационарных акустических помех, динамический диапазон которых составляет величину порядка 70 *ДБ*. В связи с этим поимпульсное измерение параметров эхосигналов в большинстве случаев связано с неопределенностью оценки соотношения сигнал/шум при каждом измерении.

Очевидно, что эхограммы АЗ содержат много больший объем информации, так как описывают пространственно-временное изменение интенсивности турбулентного движения, прежде всего в поле температуры. Поэтому разработку методов извлечения информации в системах АЗ целесообразно сосредоточить на анализе эхограмм.

В современном АЗ описаниям структур эхо-сигналов ставится в соответствие тип ТДС [1-4]. Следовательно, формализация описания эхограмм является основной задачей в области анализа эхо-сигналов акустического зондирования.

Цель настоящей работы – изучение статистической структуры выборок эхо-сигналов (эхограмм) акустического зондирования для решения задачи их формализованного описания и автоматической классификации процессов теплообмена в пограничном слое атмосферы.

В работе уделяется особое внимание параметризации выборок эхо-сигналов, полученных при развитом процессе притока явного тепла в атмосферу, который поддерживается процессом турбулентного теплообмена в режиме контактной конвекции в приземном слое атмосферы. Такие состояния, помимо «накачки» явного тепла в АПС, также оказывают решающее влияние на процессы рассеяния (или накопления) вредных выбросов в приземном слое атмосферы над мегаполисом.

Исходные положения формализованного описания эхограмм

Для того чтобы систему формализованного описания эхограмм сделать компактной, в ее основу положим принцип обусловленности структуры эхо-сигналов структурными компонентами термодинамического процесса.

Исходя из того, что при акустическом зондировании атмосферы возможное разнообразие объектов (эхограмм) значительно превосходит число действий, которые необходимо предпринять по результатам анализа этих объектов, задачу анализа эхограмм следует отнести к классификационным задачам.

Так как при данном типе ТДС реализации эхограмм имеют существенные формальные различия, задача классификации эхограмм есть задача распознавания образов (описаний эхограмм), которая может быть решена с использованием принципа общности свойств.

Процессы теплообмена в приземном слое атмосферы всегда происходят в режиме турбулентного движения, то есть сопровождаются интенсивными пульсациями температуры. Современное представление о формировании эхо-сигналов базируется на известном положении [5 – 6], состоящем в том, что обратное рассеяние акустической волны происходит именно на турбулентных пульсациях поля температуры. Следовательно, для решения задачи измерения притока тепла можно принять в рассмотрение (классифицировать) только те ТДС, которые приводят к возникновению эхо-сигналов. Тогда получим следующую систему классов ТДС:

1. Приток явного тепла в режиме контактной конвекции в результате прямого прогрева подстилающей поверхности солнечной радиацией;

2. Турбулентный теплообмен в режиме радиационного выхолаживания подстилающей поверхности;

3. Турбулентные движения, возникающие в результате смешения воздушных масс с различным тепло- и влагосодержанием;

4. Отсутствие теплообмена или нейтральный режим выделяется в отдельный класс как состояние АПС, при котором эхосигнал отсутствует.

Результатом классификация типа ТДС по основным классам будет решение относительно применения адекватной модели расчета притока тепла в АПС.

Поток тепла в пределах каждого из классов состояний АПС в общем случае следует рассматривать как случайный нестационарный процесс, состоящий из некоторой совокупности отдельных относительно короткопериодных квазистационарных процессов – структурных элементов. К такому выводу приводит визуальный анализ эхограмм, приведенных в первых работах по акустическому зондированию [6, 1]. Этот вывод подтверждается результатом работы [7], а также результатами экспериментальных исследований, приводимых далее в настоящей работе.

Для первого из приведенных выше основных типов ТДС структурным компонентом является композиция «взрывов плавучести» в виде термических струй, продолжительность которых в среднем составляет несколько минут, и пауз. Для второго состояния – это квазипериодические волновые движения в устойчиво стратифицированном слое АПС, которые модулируют интенсивность турбулентного распада. В третьем случае – это волновые движения на границе раздела атмосферных слоев с различной температурой и влагосодержанием.

В реальной атмосфере между основными термодинамическими состояниями АПС имеют место также и переходные процессы, которые вносят дополнительную и весьма существенную нестационарность в процессы теплообмена. Типичный пример записи эхо-сигналов при зондировании переходного процесса в АПС, приведен в работе [7].

Следовательно, исходя из особенностей турбулентного движения, для наиболее полного описания процессов теплообмена и расчета притока тепла, модели соответствующих процессов должны быть представлены системой уравнений с переменными параметрами, каждое из которых описывает процесс теплообмена на некотором участке стационарности, в пределах которого происходит известный процесс теплопередачи.

На основании выдвинутых положений, приходим к следующей структуре процедуры формализованного описания эхограмм: классификация состояний по основным классам, выделение, классификация и измерение параметров отдельных структурных элементов. Исходя из нестационарности процессов теплообмена, реальная система зондирования атмосферы функционирует в режиме мониторинга. В результате производится непрерывная запись и преиодическая обработка эхо-сигналов в соответствии с принятой структурой системы анализа эхо-сигналов.

Очевидно, что модели теплообмена целесообразно строить только при том условии, что классификатор состояний уже создан и разработана методика параметризации структурных элементов эхограммы. Поэтому первым этапом реализации системы формализованного описания эхограмм есть создание перечня структурных элементов и разработка правил их выделения из выборок эхо-сигналов акустического зондирования.

Замечания к существующим подходам к обработке эхограмм

Впервые в систематизированном виде целесообразность классификации эхо-грамм была высказана в работе [8]. В основу системы классификации был положен принцип визуального анализа.

В работе [9] выдвинуто положение об определяющем значении вертикальной компоненты скорости ветра при классификации эхо-грамм. Однако следует заметить, что при ее определении возникают технические сложности, связанные с необходимостью измерения частотных спектров одиночных реализаций профиля эхо-сигнала при воздействии нестационарных акустических помех. При этом необходимо учитывать, что собственно «цель» акустического локатора имеет распределенный характер, а изменения «мгновенного» значения эффективного сечения рассеяния «цели» есть случайный нестационарный процесс.

В работе [7] впервые высказывается мысль о новом подходе к анализу эхограмм как к процедуре распознавания образов, предложена структура обобщенного алгоритма классификации эхограмм, в которой учитываются данные прямых контактных измерений в приземном слое атмосферы, а также данные аэрологического зондирования.

Свойства эхограмм при развитом турбулентном потоке явного тепла

В результате экспериментальных исследований, проведенных на действующей станции акустического зондирования Харьковского национального университета радиоэлектроники в период с 2007 по 2009 г., получен обширный экспериментальный материал в виде эхограмм акустического зондирования, записанных в цифровом виде в формате матриц-выборок (МВ).

Система акустического зондирования имеет следующие показатели, определяющие тактико-технические характеристики системы: система зондирования – бистатическая вертикального зондирования; передающая антенна – 16-тиэлементная фазированная решетка; приемная антенна – рефлекторно-параболического типа, диаметр зеркала $d = 1{,}2м$; мощность излучения (электрическая) $P_t = 320Вт$; длительность зондирующего импульса $\tau_u = 29 \cdot 10^{-3} c$, что дает значение разрешающей способности по высоте $\Delta h \cong 5м$ при температуре воздуха $t_в \cong 27^{\circ}C$; несущая частота зондирующего сигнала $f_o = 1800Гц$, период повторения зондирующих импульсов $T_u = 2c$.

В приемном тракте системы, с целью сжатия динамического диапазона амплитуды эхосигнала, используется звено временного управления усилением с модулем коэффициента передачи $k_{ир} = 0$ при $t_o \le t \le t_o + \tau_и$, и $k_{ир} = t/T_u$ при $(t_o + \tau_u) < t \le (t_o + T_u - \tau_u)$.

Высота зондируемого слоя атмосферы $h_z = h_o + c_s \cdot 0{,}5T_u$, где c_s – скорость распространения акустической волны, h_o – высота установки системы. Так как $c_s \cong 20{,}05\sqrt{t_в + 273}$, то при $t_в \cong 27^{\circ}C$ и $h_o = 25м$, получим $h_z \cong 372{,}3м$, высота слоя, в пределах которого производится управление усилением приемника составляет $h_{ир} \cong 367{,}3м$.

На рис. 1 приведен пример эхограммы, полученной в жаркий летний день с помощью бистатической системы АЗ, установленной на крыше пятиэтажного здания, расположенного в центре мегаполиса. Такой вид эхограммы можно считать типичным для данных условий наблюдения.

Горизонтальные полосы, которые просматриваются на эхограмме, обусловлены отражением от близко расположенных зданий.

Основными факторами, ограничивающими эффективность использования систем акустического зондирования в зоне мегаполиса, как известно, являются акустические помехи и отражения от местных предметов. Поэтому в качестве первого параметра, который характеризует эхограмму, примем вид усредненного профиля эхо-сигнала.

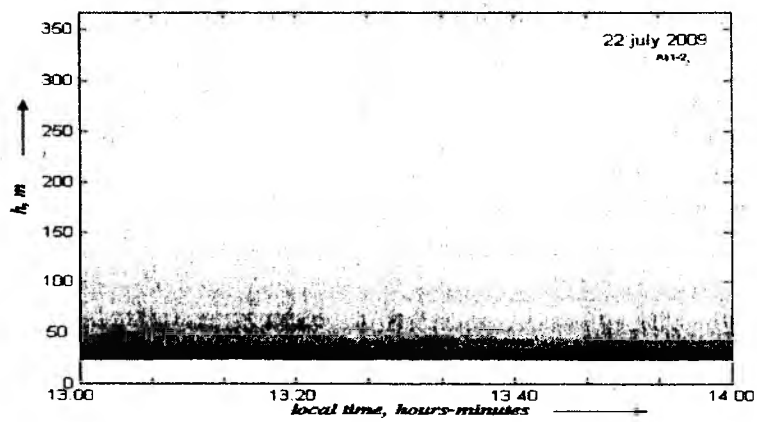


Рис.1. Эхограмма акустического зондирования

На рис. 2 приведены профили эхо-сигнала и его среднеквадратичного отклонения (СКО), полученных путем обработки данных матрицы-выборки эхо-сигналов, изображение которой приведено на рис. 1. Как следует из рис. 2, высоту возмущенного слоя можно оценить величиной $h_v \cong 210 м$. При $U/U_{max} = max$ среднеквадратичное отклонение $\overset{*}{\sigma}[U/U_{max}] = 0$, из чего следует, что на этом интервале высоты наблюдается ограничение эхо-сигнала в приемном тракте.

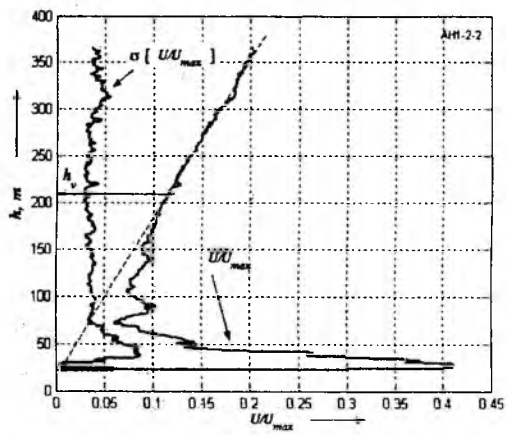


Рис. 2. Профили усредненной относительной амплитуды эхо-сигналов и ее среднеквадратичного отклонения

Визуальный анализ эхограммы показывает, что в процессе теплообмена наблюдаются квазипериодические возмущения длительностью $t_{вз}$ в пределах $(0{,}5 < t_{вз} \le 6) мин$. Для выделения признаков, формализующих описание этого явления, выполним следующие процедуры. Проведем послойное усреднение МВ с шагом высоты $\Delta h_v = 20 м$ в диапазоне значений высоты $50 \le h \le 270 м$ и их временную фильтрацию методом скользящего усреднения при значениях E окна усреднения $(0.5 \le E \le 6) мин$. Результаты расчетов показали, что в данном случае максимум СКО усредненных сечений МВ наблюдается при значении $E = 3 мин$. На рис. 3 приведены горизонтальные сечения МВ для значения окна усреднения $E = 3 мин$. Из полученного результата следует, что явно выраженные возмущения наблюдаются до высоты $h_{вз} \le 170 м$. Формализуем эту оценку методом определения минимума зависимости коэффициента корреляции между смежными зависимостями, в виде функции от номера слоя. Результат расчетов приведен на рис. 4, из которого следует, что в полученной зависимости имеет место явно выраженное значение минимума, легко различимое программно, так как по-

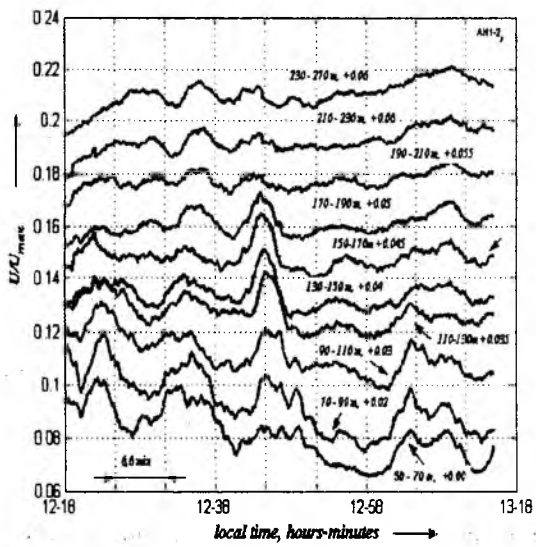


Рис. 3. Эхо-сигналы, усредненные по слоям высоты

лученные значения коэффициентов корреляции всегда находятся в пределах $0 < k_r \le 1$.

Далее формализуем процедуру выявления важного параметра возмущений – их продолжительности. С этой целью разобьем МВ на два слоя (в соответствии с данными рис. 4) в диапазонах высоты соответственно: $\Delta h_{1_{из}} = [50, 170]м$ и $h_{2_{из}} = [190, 270]м$, и проведем усреднение и фильтрацию в пределах слоя высоты при $E = 3мин$. На рис. 5 приведены результаты расчета, из которого следует, что временная структура сигналов существенно различается. Для определения значений длительности возмущений используем модельно-корреляционный анализ, при этом рассчитаем зависимости суммы коэффициентов корреляции k_r одномерной корреляционной функции, полученной в результате сдвига модели возмущения вдоль реального сечения (рис. 5) МВ, при этом в рассмотрение примем значения $k_r \ge 0{,}8$. Модель возмущения примем в виде $U_M = \sin(2\pi \cdot t / T_M)$ при $0 \le t \le 0{,}5T_M$. Расчеты проведем в диапазоне значений длительностей возмущения $(2 \le T_M \le 12)мин$. Результаты расчетов в виде графиков зависимостей приведены на рис. 6.

Анализ этих зависимостей показывает, что распределение по периодам возмущений в нижнем слое имеет две явно выраженные составляющие с периодами $T_M = 5{,}4мин$ и $T_M = 8{,}66мин$. Аналогичное распределение в выше расположенном слое, разграниченном значением $k_r = min$, теряет одну из составляющих, то есть частота турбулентных пульсаций уменьшается с ростом высоты слоя, что в общем случае согласуется с положениями теории турбулентности. Следовательно, периоды T_M возмущений в виде пульсаций эхо-сигнала могут быть формализованы в виде числовых значений параметра T_M матрицы-выборки эхо-сигналов акустического зондирования.

Также важным выводом является факт обнаружения возмущения в данном случае в слое $(190 < h \le 270)м$, где усредненное соотношение сигнал/шум находится в пределах $q \cong 1$ (рис. 2).

Результаты проведенных процедур показывают, что параметры акустических эхо-сигналов могут быть формализованы и, следовательно, тип сигналов может быть классифицирован в автоматическом режиме. Признаками сигналов рассмотренного типа есть существование корреляционной связи между

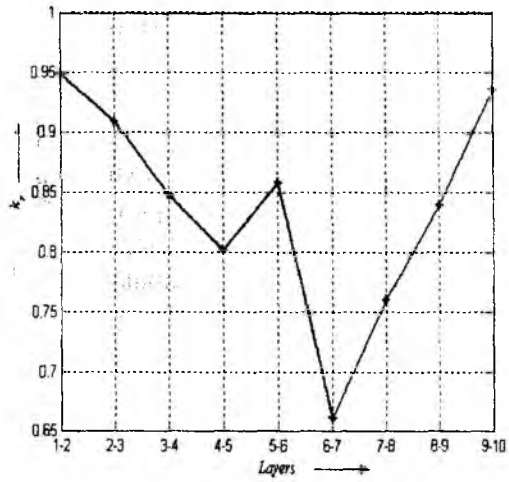


Рис. 4. Коэффициенты корреляции между смежными слоями матрицы-выборки эхо-сигналов

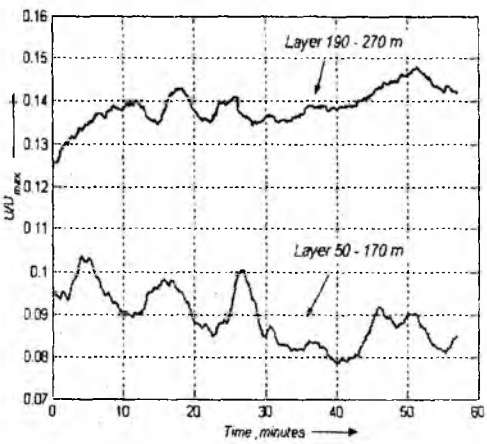


Рис. 5. Усредненные зависимости эхо-сигналов для двух слоев высоты

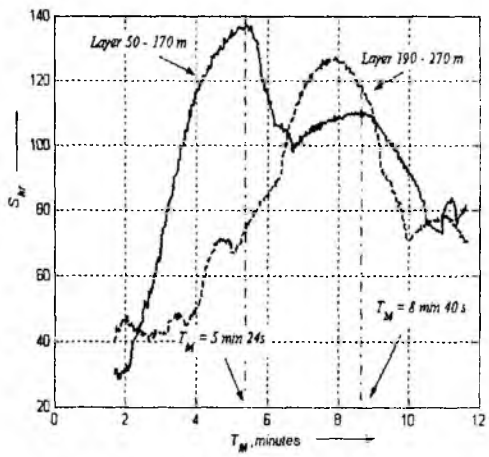


Рис. 6. Зависимость суммы коэффициентов корреляции от длительности импульса возмущения

слоями эхо-сигналов, и программно различимые максимумы при измерении длительностей возмущений.

Заключение

Основным результатом работы есть обоснование возможности формализации описаний эхограмм акустического зондирования атмосферы, полученных при установившемся процессе притока явного тепла в атмосферном пограничном слое. Полученные результаты могут служить основой к разработке методов автоматического анализа эхограмм.

Формализация анализа эхограмм открывает широкие возможности перед разработчиками термодинамических моделей АПС, а также обосновывает целесообразность построения развитой библиотеки моделей структурных элементов термодинамических процессов при возмущенных состояниях АПС.

Список литературы: 1. *Brown E.H., Holl F.F.* Advances in atmospheric acoustics // Rev. Geophys. Space Phys. 1978. Vol. 16, №1. P.47-110. 2. *Каллистратова М.А., Карюкин Г.А.* Исследование вертикальной структуры флуктуаций показателя преломления методом акустического зондирования. Астроклимат и эффект. Телескопов // Тр. Всесоз. конф. РГ Астроклимат астросовета АН СССР, Абастумани, 23 – 26 ноября 1981. Вып. 6. 3. *Каллистратова М.А., Нестерова Т.Н., Петенко И.В., Смирнов А.С., Тиме Н.С., Шурыгин Е.А.* измерение статистических характеристик эхо-сигнала при акустическом зондировании атмосферы // ИзвестияАН СССР. Физика Атмосферы и Океана. 1986, 1987. Т. 22, №9. 990 с. 4. *Coulter.* Remote sensing of micrometeorological quantities // Proceedings of the 11th International Symposium on Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the atmosphere and Oceans. 24-28 June 2002, Rome, Italy. P. 321 – 327. 5. *Каллистратова М.А.* Экспериментальное исследование распространения звука в турбулентной атмосфере // Докл. АН СССР. 1959. Т. 125, № 1. С. 69-72 6. *Макалистер Л.Г., Махони А.Р., Поллард Д.Р., Шоу П.Д.Р.* Акустическое зондирование – новый метод исследования строения атмосферы // Тр. ИИЭР. 1968. №4. С.231-240. 7. *Леонидов В.И., Сидоров Г.И.* Автоматизация классификации амплитудно-временных структур эхо-сигналов в системах акустического зондирования пограничного слоя атмосферы // Радиотехника. 2004. №137. С.123-129. 8. *G.H.Clark, E Charash and E.O. K. Bendun* // NTES Pattern Recognition Studies in Acoustic Sounding, Journal of applied meteorology, vol. 16, December 1977, 1365 – 1368 p. 9. *Ye. A. Shurygin.* On automatic recognition of echo-sounder patterns using Doppler sodar // Proc. 8th International Symposium on Acoustic Remote Sensing, 1996, Moscow, Russia, 3.61 – 3.66.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 14.01.2010

УДК 534.08

А.Ю. ПАНЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук

АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ, ФОРМИРУЮЩИХ ПАРАМЕТРЫ ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Стремительно возрастающая техногенная нагрузка на окружающую среду обусловливает необходимость развития методов и средств ее мониторинга. В Харьковском институте радиоэлектроники в течение многих десятилетий под руководством проф. Кащеева Б.Л., проф Прошкина Е.Г., проф. Лагутина М.Ф. проводились работы по созданию систем и развитию методов зондирования атмосферы, изучению ее свойств в широком диапазоне высот и условий. Данная работа является продолжением начатых ранее исследований.

Введение

Дистанционное зондирование атмосферы является одним из приоритетных направлений экспериментальных исследований окружающей среды. Значительные размеры контролируемого объекта, его временная изменчивость делает неэффективным применение локальных контактных измерителей. Поэтому наиболее перспективными являются методы, основанные на применении волновых полей – электромагнитного и акустического [1]. Использование электромагнитного поля дает принципиальную возможность получения метеоинформации с больших расстояний за короткий промежуток времени, но требует значительных энергетических затрат и высокочувствительной приемной аппаратуры [2]. Поэтому в настоящее время наибольший интерес представляет развитие акустических методов, в частности создание средств активной акустической локации [3]. Однако широкому внедрению акустического зондирования в практику метеоизмерений препятствует недостаточное развитие его теоретических основ. Несмотря на то, что исследования в области теории движения сплошной среды продолжаются уже несколько столетий, и они дали мощные толчки для развития других направлений физики и математики, сложность данной проблемы до настоящего времени не позволяет получить решения, в достаточной мере удовлетворяющие нуждам практики.

Проблемы современной теории АЗ

В настоящее время имеется множество технически совершенных акустических локаторов (АЛ) и значительное количество работ, посвященных методам обработки сигналов при акустическом зондировании (АЗ) атмосферы. Тем не менее, единой, общепризнанной методики извлечения полезной информации при АЗ не существует. Обусловлено это незамкнутостью обратной задачи. Кроме того, в турбулентной атмосфере соотношение вкладов случайных и детерминированных факторов в принятый сигнал велико, поэтому сложно подобрать методику выделения средних и, особенно, флуктуационных значений метеовеличин, например скорости ветра. Аналогичная ситуация складывается при зондировании стратифицированной атмосферы, в этом случае трудно разделить влияние изменений влажности и температуры [4].

Несмотря на совершенную аксиоматику современного теоретического представления динамических процессов в сплошной среде, в настоящее время при анализе используются традиционные подходы, сформированные ранее для решения более простых задач [5, 6]. Это не позволяет получить результаты, удовлетворяющие практическим нуждам на современном этапе. Попытки введения в исходные посылки значительного количества параметров, как основного потока, так и волнового поля, приводят к громоздким промежуточным выкладкам. Но в свою очередь это обусловливает существенное упрощение конечных результатов. Наглядно проследить этот путь можно по наиболее значительным, обобщающим работам, например, одной из последних таких работ является [7].

Целью данной работы является более глубокий анализ физических процессов, необходимый для уточнения путей построения адекватных математических моделей, описывающих поля акустических волн в неоднородной движущейся среде.

Анализ традиционного подхода

Традиционный подход в этой задаче основан на решении волнового уравнения в движущейся системе координат. Например, замкнутое уравнение для звукового давления p в трехмерно-неоднородной движущейся среде имеет вид [7]:

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{c^2\rho}\frac{\partial p}{\partial t}\right)-\nabla\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\nabla p}{\rho}\right)+2\frac{\partial v_i}{\partial x_j}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i}\right)=$$

$$=\frac{d}{dt}\frac{\partial Q}{\partial t}-\nabla\frac{\partial \vec{F}}{\partial t}+2\frac{\partial v_i}{\partial x_j}\frac{\partial F_j}{\partial x_i}, \qquad (1)$$

где v_i – компоненты скорости среды, ρ – плотность, $\vec{F}$, F_j – вектор приложенных к среде сил и его компоненты, Q – источник массы, c – скорость звука в неподвижной среде.

Или точное уравнение для звуковых волн в однородной равномерно движущейся среде [7]:

$$\left[\frac{1}{c^2(R)}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}(\vec{R})\nabla\right)^2-\Delta\right]p=\rho(\vec{R})\left(\frac{dQ}{dt}-\nabla\vec{F}\right). \qquad (2)$$

Введение скорости перемещения координатной системы приводит к появлению в дифференциальном уравнении операторов вида $(\vec{v},\nabla)u$, $(\vec{\omega},\nabla)\vec{v}$, где $\vec{\omega}$ – вектор скорости акустического движения, или аналогичных в тензорной форме. Решение этих уравнений, например (2), при движении отражателя дает добавку в фазовый множитель, обусловленную изменением расстояния между приемопередатчиком и отражателем, что приводит к появлению сдвига $\Delta f=-2f\frac{v}{c}$.

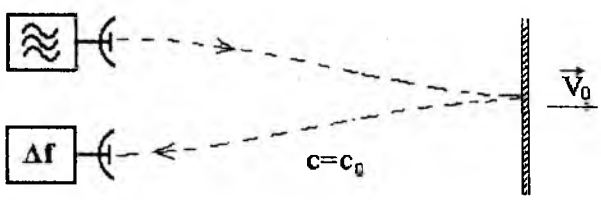


Рис. 1. Схема доплеровской радиолокации

Уточнение, сделанное в [7], где предложено рассчитывать скорость ветра по формуле $v=\Delta fc/(f_1+f_2)$, где f_1 и f_2 – частоты излученного и рассеянного сигнала, ненамного улучшает ситуацию, поскольку столь упрощенный подход не позволяет адекватно провести анализ случайных факторов, действующих как при отражении волн, так и при прохождении ими трассы. Данный подход достаточен для описания эффекта Доплера при зондировании поперечными волнами (рис. 1). Для акустических волн ситуация существенно отличается.

Особенности отражения продольных волн

Скорость движения акустических волн относительно среды зависит от ее скалярных параметров: упругости и плотности. Особенности физической природы акустических волн состоят в том, что полная скорость их движения включает скорость движения среды. Это приводит к тому, что граничные условия не могут включать движение материальной границы, поскольку при перемещении твердой границы среда увлекается препятствием, поэтому скорость движения среды вблизи границы равна скорости движения препятствия. Изменение скорости акустических волн относительно неподвижной системы, связанной с излучателем, или подвижной, связанной с отражателем, может происходить только на тех участках трассы, в которые поступает новые объемы среды, и которые не прилегают непосредственно к

препятствию (рис. 2). Здесь штриховыми линиями показана траектория движения акустических волн, сплошными – линии тока среды, вызванного движением препятствия.

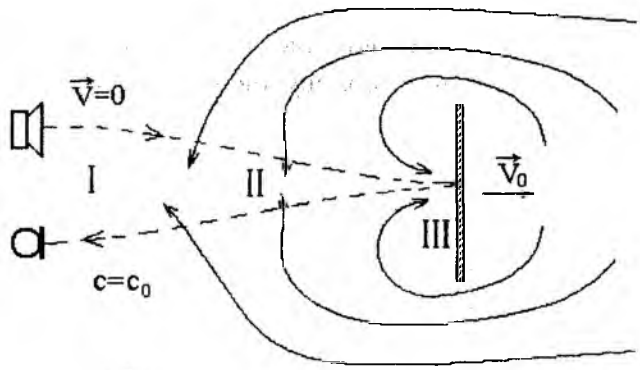


Рис. 2. Отражение акустических волн движущимся отражателем

Если препятствие сплошное и движется под действием внешней силы со скоростью $\vec{v}_0$, а излучатель и приемник находятся в неподвижной среде, то путь движения падающей и отраженной акустической волны можно разделить на три области. В первой области скорость распространения звуковых волн равна c_0. Вторая область промежуточная. В ней происходит весьма сложное изменение скорости движения среды, так что здесь $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$, $\operatorname{div}\vec{v}$ и $\operatorname{rot}\vec{v}$ не равны нулю. Очевидно, что и вектор скорости распространения акустических колебаний в этой области изменяется тоже достаточно сложным образом, то есть $\frac{\partial \vec{c}}{\partial t}$, $\operatorname{div}\vec{c}$ и $\operatorname{rot}\vec{c}$ здесь также не равны нулю. Кроме того, можно утверждать, что, несмотря на следствия реологического уравнения, которые получены при известных допущениях, в этой области и $\operatorname{rot}\vec{\omega} \neq 0$.

Третью область составляет ламинарный слой, непосредственно прилегающий к препятствию. Скорость встречи звуковой волны с препятствием определяется как $\sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$ и с точностью до небольших изменений плотности и давления, вызванных движением препятствия, равна c_0. Эта область перемещается вслед за препятствием, и ее размер с точностью до флуктуаций турбулентного следа остается постоянным. Скорость движения акустических волн относительно неподвижной системы координат в этой области составляет $c_1 = c_0 + v_0$ для падающий волны и $c_2 = c_0 - v_0$ для отраженной. Но само ее изменение произошло в области II.

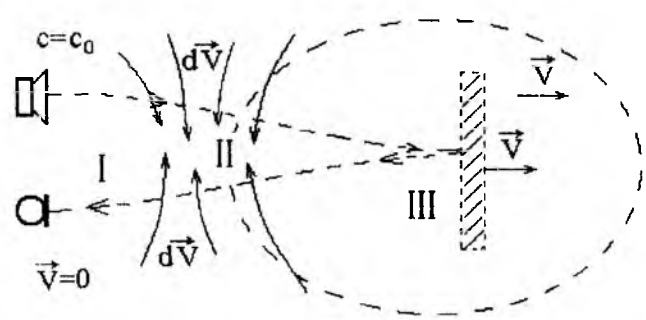


Рис. 3. Отражение акустических волн неоднородностью потока

На препятствиях, движущихся вместе с потоком (например, температурные или ветровые неоднородности турбулентного потока), скорость движения среды по условию равна скорости движения препятствия. Процесс отражения от неоднородностей движущейся среды поясняет рис. 3.

В этом случае ветровые и температурные неоднородности перемещаются вместе с прилегающими объемами, и всю трассу распространения волн также можно разделить на три области. Первая область неподвижна относительно системы отсчета, в которой находятся приемник и передатчик. Во второй области происходит изменение скорости среды. Третья, движущаяся область, включает в себя неоднородность, от которой отражается акустический сигнал. Причем неоднородность может быть как температурная, так и неоднородность локального движения. Соотношение размеров областей будет соответствовать масштабам изменения скорости потока на всех участках трассы.

Таким образом, задача определения параметров отраженного поля всегда решается при условии падения волны из среды, неподвижной относительно границы отражающей неоднородности. Фазовый набег принимаемого сигнала, обусловливающий сдвиг частоты, возникает в середине трассы, на втором участке (рис. 2, 3). В момент прохождения этой области волновым пакетом, вследствие поступления или оттока воздуха с соседних с трассой участков происходит растяжение или сжатие акустических волн падающего и отраженного поля. Среднее значение времени регистрации отраженного сигнала определяется расстоянием до точки зондирования. Оно также изменяется вследствие флуктуаций протяженности волнового пути на втором участке.

Физическая интерпретация работы АЛ в АПС и пути их совершенствования

Атмосферный пограничный слой отличается наиболее сложной динамикой потоков воздуха. Это обусловлено наличием шероховатой, температурно-неоднородной подстилающей поверхности. В настоящее время в подавляющем большинстве исследований АПС методом АЗ используются АЛ вертикального или наклонного зондирования, хотя существует определенное количество работ по оценке параметров приземной волны. Но последний случай наиболее сложен для анализа, поскольку требует учета отражений акустических волн от шероховатой поверхности. Поэтому далее рассмотрим достаточно общий случай наклонного АЗ с помощью коротких зондирующих пакетов.

Обобщенная схема наклонного АЗ в АПС представлена на рис.4.

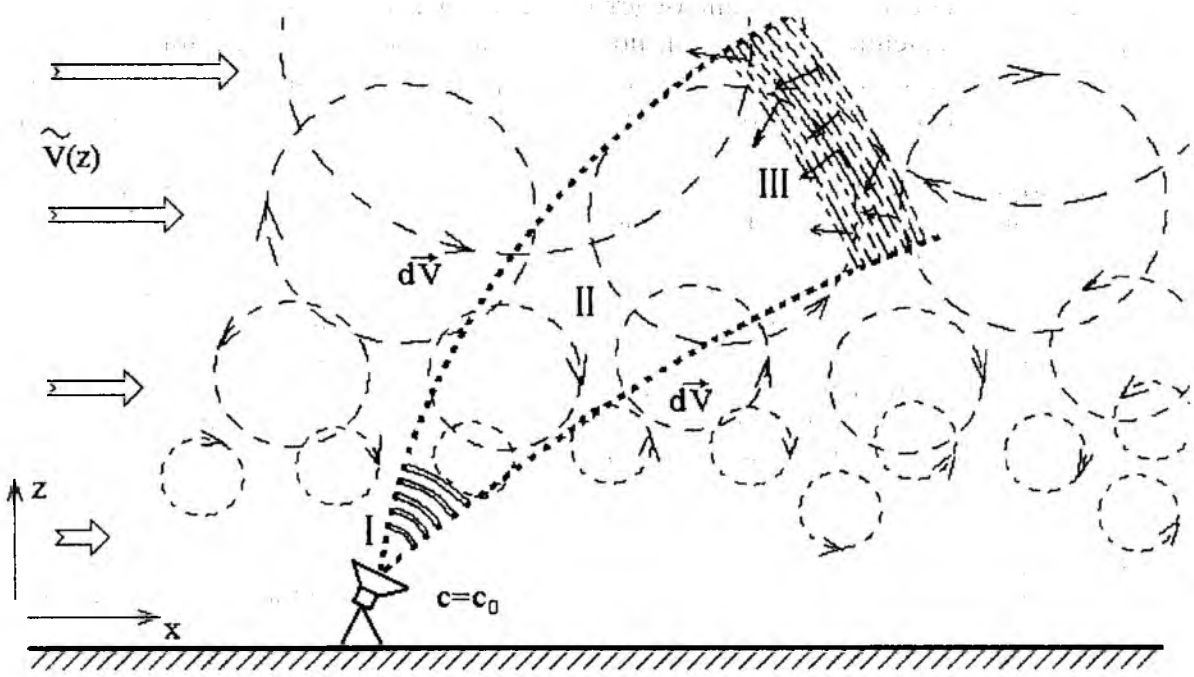


Рис. 4. Схема отражения акустических волн в атмосферном пограничном слое

Область основного потока мощности зондирующего акустического поля показана пунктирной линией, штрихом показаны турбулентные вихри, размер которых увеличивается по мере удаления от границы потока, которой является поверхность земли. Среднее значение ветра показано в левой части рисунка, в АПС оно возрастает с высотой. Прием отраженных волн может производиться как одной антенной (моностатическая схема), так и разнесенными приемниками (на рисунке не показаны).

Формирование отраженного поля $\dot{A}_o(\vec{r})$ происходит в области III. Текущее изменение $\dot{A}_o(\vec{r})$ в наибольшей степени определяется поступательным движением зондирующего паке-

та и в меньшей – изменением взаимного расположения неоднородностей в области уже занятой полем падающих акустических волн.

Динамические процессы в области II и ее размер определяют временную задержку принятого сигнала и сдвиг его частоты. В первом случае для оценки параметра необходима регистрация первой производной фазы принятого сигнала, во втором – второй.

Первая область представляет собой объем воздуха, связанный с приемо-передатчиком или излучателем и приемниками в случае многостатической системы. В условиях ночной инверсии размер I области может достигать ее верхней границы, в дневное время, в условиях развитой турбулентности, ее размер можно ограничить блендой акустической антенны. В этом случае для оценки параметров второй области может быть полезна информация приподнятых метеодатчиков.

Дальнейшее развитие аналитических представлений АЗ потребует существенного усиления внимания к разработке математических моделей процессов во второй области.

Выводы

В настоящее время АЗ является наиболее предпочтительным методом дистанционного зондирования в АПС. Проведенный анализ физических факторов показал, что необходима дальнейшая теоретическая разработка физических и математических моделей процесса рассеяния акустических волн в неоднородной движущейся среде. При этом описание может оказаться существенно более сложным, чем при используемом в настоящее время, традиционном подходе, хотя основывается оно будет также на классических постулатах.

Более строгое решение этой задачи, позволит также уточнить описание процессов при диагностике «на просвет», что используется для определения ослабления приземной звуковой волны. Но эта задача не является следствием описанных выше процессов отражения.

Список литературы: 1. *Дистанционные* методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под ред. Кащеева Б.Л., Прошкина Е.Г., Лагутина М.Ф. Харьков: ХНУРЭ, 2002. 426 с. 2. *Кащеев Б.Л. Олейников В.Н., Слипченко Н.И. и др.* Радиолокационный ветровой профилометр «Харьков» // Радиотехника. 2001. Вып. 120. С. 42-49. 3. *Содар VT-1.* [Электронный ресурс] / С.-Петерб. ООО «СЕНСОПТИК» Режим доступа: www/ URL: http://www.ecmoptec.ru/index.php?device&cat_device_id. 10.2008 г. Загл. с экрана. 4. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. Томск: СО РАН, 2001. 278 с. 5. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Гостехиздат, 1946. 208 с. 6. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.- 548 с. 7. *Осташев В.Е.* Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, 1992. 208 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 16.01.2010

УДК 550.388.2

И.А. ДЕЛОВ, канд. техн. наук, Н.И. СЛИПЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук,
А.В. ЛЕОНИДОВ

АНИЗОТРОПИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПРОЦЕССОВ, НАБЛЮДАЕМАЯ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ, МОЖЕТ БЫТЬ ЯВЛЕНИЕМ КОСМИЧЕСКОГО МАСШТАБА

Введение

В [1] в результате наблюдения ионизованных метеорных следов были получены экспериментальные данные, которые свидетельствовали о существовании сильной анизотропии двух параметров ионизованного метеорного следа: коэффициента амбиполярной диффузии D_a и начального радиуса метеорного следа r_0.

Величина этих двух параметров ионизованного метеорного следа, измеренная для вертикально и горизонтального направления, существенно отличалась. Объяснить наблюдаемый эффект методическими ошибками, влиянием постоянного магнитного поля Земли, а также влиянием известных магнитных и электрических полей различного происхождения не представлялось возможным.

Поскольку эти параметры метеорного следа, D_a и r_0, связаны определенным образом известными соотношениями с параметрами атмосферы ($D_a \sim \lambda\nu$, а $r_0 \sim \lambda$, где ν – хаотическая скорость молекул атмосферы, а λ – длина свободного пробега молекул) была высказана гипотеза [1] о возможности существования в атмосфере Земли анизотропии молекулярных процессов.

Тогда подавалась заявка на предполагаемое открытие. Однако Комитет по делам изобретений и открытий СССР в своем решении №32-ОТ-10330 от 19.05.83 г. признал открытие недоказанным, носящим дискуссионный характер, и рекомендовал провести дальнейшие исследования этого эффекта.

Поскольку экспериментальные данные [1] были получены в результате наблюдения ионизованных метеорных следов, притом на высоте ~90 *км*, где атмосфера частично ионизирована, то для однозначных выводов необходимо было получить экспериментальные данные для условий отсутствия влияния электрических и магнитных полей любого происхождения.

Поэтому в дальнейшем проверка гипотезы [1] проводилась в условиях нейтральной атмосферы, где отсутствовало действие магнитных и электрических полей различного происхождения. На высоте до 100 *м* измерения проводились с помощью дистанционного акустического моностатического зондирования атмосферы [2]. Измерялась фаза акустического эхосигнала φ, обратно пропорциональная хаотической скорости молекул ν $\left(\varphi \sim \frac{1}{\nu}\right)$, для различных углов места β. Полученные многочисленные измерения с помощью акустического зондирования подтвердили факт существования анизотропии хаотической скорости ν молекул атмосферы и на этих высотах – до ~100 *м*.

Позже измерения хаотической скорости ν молекул атмосферы проводились контактным способом [3] путем непосредственного измерения величины хаотической скорости молекул для различных направлений. Измерения проводились на высоте 1,5 *м* на полигоне и на высоте ~20 *м* в условиях города.

В результате многочисленных исследований [3] был подтвержден факт существования анизотропии хаотической скорости молекул на высоте 1,5 и 20 *м* прямыми измерениями хаотической скорости молекул. Кроме того, в результате этих измерений анизотропии хаотической скорости молекул контактным способом было обнаружено еще два новых эффекта анизотропии молекулярных процессов: эффект различия величины хаотической скорости молекул, летящих вверх и вниз [4], и эффект различия хаотической скорости молекул в потоке горизонтального ветра для молекул, летящих по ветру и против ветра [5].

Таким образом, в результате многолетних исследований на различных высотах различными способами была подтверждена гипотеза [1] о возможности существования в атмосфере Земли нового явления – явления анизотропии молекулярных процессов, которое проявляется тремя эффектами: эффектом различия среднего значения хаотической скорости молекул v и длины свободного пробега молекул λ для вертикального и горизонтального направления; эффектом различия величины хаотической скорости молекул, летящих вверх и вниз; эффектом различия хаотической скорости молекул в потоке горизонтального ветра, летящих по ветру и против ветра.

В результате теоретических и экспериментальных исследований был раскрыт механизм, вызывающий наблюдаемые эффекты анизотропии молекулярных процессов в атмосфере [6, 7]. В частности, он связан с действием сил гравитации на скорости молекул, летящих вверх и вниз, вязкости атмосферы, длины свободного пробега молекул и другими факторами.

На основании теоретических [8] и экспериментальных [9] исследований было обнаружено новое свойство молекул любой нейтральной газовой среды, позволяющее наблюдать различие в хаотической скорости молекул при столь высокой плотности атмосферы (так, если на высоте ~ 90 *км* длина свободного пробега молекул составляет всего ~ 2 *см*, то на высоте 1 *м* от поверхности Земли длина свободного пробега молекул в $1 \cdot 10^6$ раз меньше). Суть нового свойства молекул любой нейтральной газовой среды состоит в способности молекул любой нейтральной газовой среды сохранять достаточно длительное время величину и направление скорости, полученные ими от внешнего источника, и таким образом передавать кинетическую энергию в любом заданном направлении.

Это свойство молекул, в свою очередь, связано с тем [8], что основной поток кинетической энергии, заданный внешним источником, при упругом столкновении молекул происходит в направлении центрального столкновения шаров (молекул).

Это свойство молекул позволяет в условиях хаотического движения молекул газовой среды наблюдать любой дисбаланс скорости в хаотическом движении молекул независимо от состава нейтральной газовой среды и от фактора, который вызывает этот дисбаланс в хаотическом движении молекул.

В настоящей статье попытаемся определить закономерность, по которой происходит затухание скорости молекул в направлении центрального удара (столкновения), с тем, чтобы иметь представление о количественной стороне этого свойства молекул.

Методика анализа

Итак, для более полного представления об этом новом свойстве молекул нейтральной газовой среды были проведены теоретические расчеты с целью определения закона, по которому затухает скорость молекул, полученная ими от внешнего источника, в основном направлении, т.е. в направлении центрального удара при упругом столкновении молекул.

В [10] рассматривается рассеяние молекулярного пучка в газе за счет столкновения молекул пучка с молекулами газа при прохождении пучка через газ.

Рассматривается некоторое число молекул, обладающих определенной скоростью, величина и направление которой одинакова для всех молекул (молекулярный пучок).

Из-за столкновения с молекулами газа часть молекул пучка будет изменять направление своего движения (рассеиваться) и выбывать из пучка. По мере продвижения через газ число молекул, покинувших пучок, будет возрастать, а число частиц в пучке будет постоянно уменьшаться, пучок будет как бы «таять», теряя частицы.

В [10] представлен закон, согласно которому происходит ослабление пучка в газе: число частиц в пучке N с ростом толщины слоя X, пронизываемого им газа, уменьшается по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 e^{-\frac{X}{\lambda}}, \qquad (1)$$

где λ – длина свободного пробега молекул газа.

По аналогии с [10] мы рассмотрели затухание скорости пучка, состоящего из N молекул, имеющих одинаковую величину скорости и одинаковое направление, при прохождении этим пучком газовой среды, с тем, чтобы определить, через какое число столкновений каждая молекула пучка потеряет свою первоначальную скорость до определенного значения (например, уменьшится в 10 раз). При этом принималось во внимание, что каждая молекула пучка сталкивается с молекулой газовой среды под определенным углом, который имеет случайное значение в пределах от 0° до 45°.

Из рис. 1, где схематично представлено столкновение двух упругих шаров (молекул), следует, что молекула (шар) с массой m_1, имея скорость v_1, сталкиваясь с молекулой (шаром) с массой m_2 под углом α, потеряет свою первоначальную скорость до значения $v_2' = v_1 \cos^2 \alpha$. Молекула, имея после столкновения скорость $v_2' = v\cos^2 \alpha$, при следующем столкновении будет иметь скорость $v_2'' = v_2' \cos^2 \alpha_2$, а после последующего столкновения ее скорость будет равна $v_2''' = v_2'' \cos^2 \alpha$ и т.д.

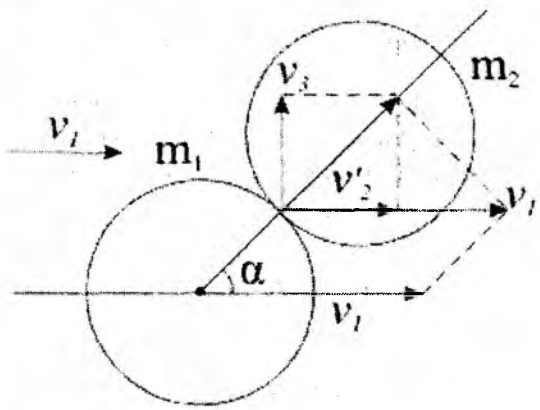


Рис. 1. Схема «касательного» удара столкновения шаров

В табл. 1 представлена зависимость величины $\cos^2 \alpha$ от угла α через каждые 5° от 0° до 45°.

Таблица 1

α	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	ср.зн.
$\cos^2 \alpha$	1	0,992	0,962	0,931	0,888	0,810	0,757	0,672	0,593	0,520	$\sim 0{,}8$

Из таблицы следует, что после каждого столкновения среднее значение скорости пучка будет уменьшаться на величину, равную ~0,8 и будет определяться соотношением

$$v_N = v_0 0{,}8^N, \qquad (2)$$

где число 0,8 – среднее значение $\cos^2 \alpha$ для углов α от 0° до 45°, N – номер столкновения, v_0 – начальная скорость молекул пучка.

Зависимость (2) представлена в табл. 2 и на рис. 2.

Таблица 2

N	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$0{,}8^N$	1	0,8	0,64	0,512	0,409	0,327	0,262	0,206	0,167	0,134	0,107
$v_0 \cdot 0{,}8^N$	10	8,0	6,4	5,12	4,09	3,27	2,62	2,09	1,67	1,34	1,07

Таким образом, для конкретного случая, когда число молекул в пучке равно 10 $(N = 10)$, скорость молекул согласно (2) уменьшится в 10 раз через 10 столкновений каждой молекулы пучка с газовой средой, через которую они проходят.

В этой связи интересно отметить следующий факт. Как известно, при образовании ионизованного метеорного следа вследствие столкновения метеорной частицы с молекулами атмосферы создается кинетический поток вдоль пути движения метеорной частицы.

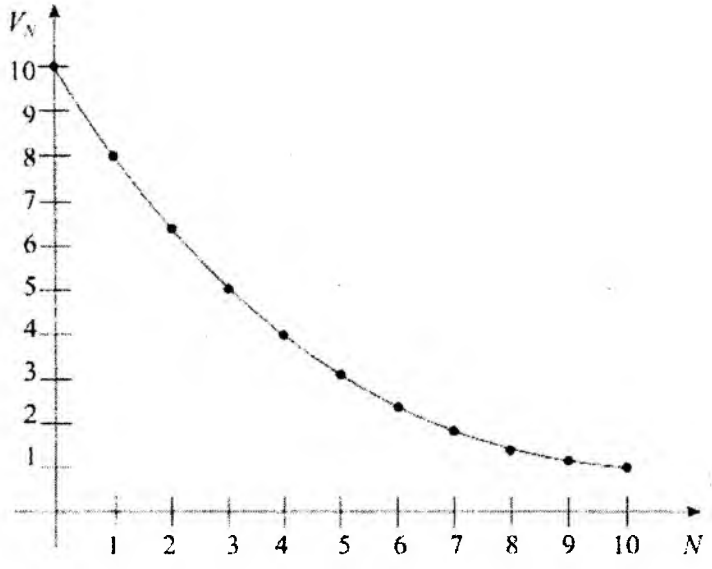


Рис. 2. Зависимость скорости в пучке (V_N) от номера столкновения (N)

Дело в том, что метеорные частицы, влетая в атмосферу Земли со скоростью порядка 30–70 *км/с*, сталкиваются с молекулами атмосферы, нагреваются до температуры испарения атомов с поверхности частицы. Испарившиеся атомы вначале имеют направление и величину скорости метеорной частицы. Затем в результате столкновения с молекулами атмосферы они теряют величину и направление скорости, в результате чего ионизованный метеорный след расширяется до размера так называемого начального радиуса r_0.

Если здесь действует этот закон $\left(v_N = v_0 \cdot 0{,}8^N\right)$, то расширение ионизованного метеорного следа закончится, как только атомы, испарившиеся с поверхности метеорной частицы, потеряют свои скорости до значения хаотической скорости молекул атмосферы, окружающей метеорной след. Если принять среднюю скорость метеорной частицы равную ~ 40 *км/с*, а хаотическую скорость молекул атмосферы на метеорных высотах ~ 350 *м/с*, то, согласно представленному здесь закону (2), потеря скорости атомами, испарившимися с поверхности метеорной частицы, до уровня хаотической скорости молекул атмосферы (~ 350 *м/с*) произойдет примерно через 100 столкновений. На метеорных высотах длина свободного пробега молекул λ составляет примерно 2 *см*. Следовательно, за 100 столкновений метеорный след расширяется до $2 \times 100 \sim 2$ *м*. В действительности ионизованные метеорные следы на этих высотах, согласно [1], имеют величину начального радиуса 1–3 *м*. Такой факт является в определенной степени подтверждением установленного закона (2).

Поскольку потеря скорости молекулами пучка происходит за счет передачи этой скорости молекулам в направлении, перпендикулярном основному направлению пучка на одну и ту же величину (0,8), то после каждого столкновения молекул пучка с молекулами среды, через которую он проходит, вдоль движения пучка молекул будет всегда существовать анизотропия скорости молекул примерно одной и той же величины.

Следовательно, при подобном потоке пучка молекул в газовой среде должна наблюдаться анизотропия хаотической скорости молекул в потоке таким образом, что в основном направлении потока пучка хаотические скорости молекул будут отличаться от хаотических скоростей молекул, движущихся в перпендикулярном направлении пучку и во встречном направлении, и потому на всем пути движения пучка величина анизотропии хаотической скорости молекул будет сохранять примерно одну и ту же величину.

Выводы

На основании представленного в статье анализа полученных ранее результатов, связанных с существованием в атмосфере Земли анизотропии молекулярных процессов, а также на

основании представленных здесь новых сведений о закономерности затухания скорости молекул в пучке, можно сделать следующий вывод:

Поскольку наблюдаемое новое явление в атмосфере Земли – анизотропия молекулярных процессов, – связано с существованием определенного свойства молекул любой нейтральной газовой среды сохранять достаточно длительное время величину и направление скорости, полученные ими от внешнего источника, и таким образом передавать кинетическую энергию в любом, заданном внешним источником, направлении, создавая определенную анизотропию в хаотической скорости молекул вдоль движения этого энергетического потока, то независимо от того, где бы ни находилась эта нейтральная газовая среда в мировом пространстве, какими бы факторами не вызывались кинетические потоки, всегда вдоль движения этих потоков должна существовать анизотропия молекулярных процессов.

Список литературы: 1. *Делов И.А.* Анизотропия параметров ионизованного метеорного следа, связанных с молекулярными процессами в атмосфере. Изв. АН СССР. Геомагнетизм и аэрономия. 1966, Т.26, №2. С.265-268. 2. *Делов И.А., Слипченко Н.И.* Результаты экспериментальных исследований анизотропии молекулярных процессов атмосферы с помощью акустического зондирования // Прикладная радиоэлектроника. 2004. Т. 3, №3. С. 27-36. 3. *Бондаренко М.Ф., Слипченко Н.И., Делов И.А., Леонидов А.В.* Результаты измерений анизотропии температуры атмосферы в приземном слое Земли контактным способом // Прикладная радиоэлектроника. 2005. Т.4, №4. С. 383-393. 4. *Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В.* Анизотропия вертикальной составляющей хаотической скорости молекул атмосферы Земли // Радиотехника. 2007. Вып. №148. С. 288–298. 5. *Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В.* Эффект анизотропии хаотической скорости молекул, связанной с горизонтальным ветром. Результаты экспериментальной проверки гипотезы // Радиотехника. 2008. Вып. 152. С.97–104. 6. *Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В.* К вопросу о влиянии силы тяжести и плотности атмосферы на величину вертикальной составляющей хаотической скорости молекул // Радиотехника. 2006. Вып. № 125. С. 22–28. 7. *Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В.* О механизме, вызывающем наблюдаемый эффект анизотропии молекулярных процессов в атмосфере Земли // Радиотехника. 2007. Вып. 149. С.89–98. 8. *Делов И.А., Слипченко Н.И, Леонидов А.В.* К вопросу об одном свойстве газовой среды // Радиотехнока. 2007. Вып. 150. С. 22–28. 9. *Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В.* Об одном свойстве нейтральной газовой среда. Результаты экспериментальной проверки гипотезы // Радиотехника. 2008. Вып. 153. С. 121–129. 10. *Кикоин И.К., Кикоин А.К.* Молекулярная физика. Учеб. пособие для физических институтов и факультетов. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит. 1963. 500 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 14.01.2010

УДК 621.383

В.Л.БАСЕЦКИЙ, А.А. ЗАРУДНЫЙ, канд. техн. наук

МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАТЕЛЯ РЕЗОНАНСНОГО ЛИДАРА

Введение

При разработке лидарной аппаратуры, предназначенной для зондирования верхней атмосферы, весьма актуальной является задача оптимизации системы по различным критериям качества. В связи с этим возникает проблема разработки удобных для практического использования физико-математических моделей отдельных компонентов лидара, главными из которых являются приемное устройство и излучатель передатчика.

Известно, что лазеры на красителях обладают высоким коэффициентом усиления, поэтому при рассмотрении процессов, происходящих в активном элементе (АЭ) необходимо учитывать плотность усиленного шума, поскольку последняя может достигать значений сравнимых с плотностью излучения генерации [1]. Как показывает анализ теоретических и экспериментальных работ, посвященных данной проблеме наиболее существенное влияние на энергетические характеристики квантовых генераторов оказывают усиленный радиационный шум, усиленный рассеянный шум, повышенные краевые потери при термических искажениях активного элемента и поглощение излучения продуктами фотораспада красителя.

Основными задачами работы являлись уточнение физической модели процессов определяющих эффективность генерации излучателя на красителях с ламповой накачкой и вывод соотношений для мощности излучения в квазистационарном приближении.

Уравнения для мощности и порога генерации

При выводе уравнений порога и мощности генерации процессы, происходящие в АЭ, рассматривались в рамках трехуровневой энергетической модели: основное синглетное состояние S_0, первое возбужденное синглетное состояние S_1, первое возбужденное триплетное T_1 и соответствующие им населенности n_0, n_1 и n_t. Балансные уравнения в установившемся режиме имеют вид

$$\begin{aligned}&\omega_н \cdot n_0 - n_1 \cdot \left(\tau_s^{-1} + k_{st}\right) - n_1 \cdot F_г \cdot \sigma_{10} + n_0 \cdot F_г \cdot \sigma_{01} - n_1 \cdot F_p \cdot \sigma_{10} + \\ &+ n_0 \cdot F_p \cdot \sigma_{01} - n_1 \cdot \int_{\nu} \sigma_{10}(\nu) \cdot F_л(\nu) d\nu + n_0 \cdot \int_{\nu} \sigma_{01}(\nu) \cdot F_л(\nu) d\nu = 0\,,\end{aligned} \tag{1}$$

$$n_1 \cdot k_{st} - n_t \cdot \tau_t^{-1} = 0\,, \tag{2}$$

$$n_0 + n_1 + n_t = n\,, \tag{3}$$

где $\omega_н$ – скорость накачки; $F_г$ – плотность потока фотонов вынужденного излучения; $F_л(\nu)$ – плотность потока фотонов усиленного радиационного шума; F_p – плотность потока фотонов усиленного рассеянного излучения; τ и τ_t – время жизни соответственно состояний S_1 и T_1; k_{st} – скорость синглет-триплетной конверсии; σ_{10}, σ_{01} – соответственно сечения вынужденного излучения и поглощения на частоте генерации; σ_t – сечение триплет-триплетного поглощения (индексы 0,1 относятся к синглетному каналу, t – к триплетному).

Система уравнений (1) – (3) была дополнена уравнениями для усредненных интенсивностей радиационного $I_л$ и рассеянного I_p шумовых составляющих излучения [2]

$$I_л = (h\nu_г)\cdot\frac{n_1}{\tau}\cdot\vartheta\cdot\frac{2a\cdot\xi}{k_n}\cdot\left[\frac{\xi\cdot\exp(k_n bl)-1}{k_n bl}-1\right], \qquad (4)$$

$$I_p = I_г^{(p)}\cdot\frac{\gamma_p}{k_n}\cdot\left[\frac{\exp(k_n bl)-1}{k_n bl}-1\right], \qquad (5)$$

где $\xi = 1{,}65$ – константа, характеризующая снижение среднего по спектру значения коэффициента усиления относительно максимального, полученная с учетом формы и полуширины спектров люминесценции и усиленного шума; k_n – коэффициент потерь в резонаторе; l – длина активного элемента (АЭ); γ_p – коэффициент рассеяния на неоднородностях активной среды; $h\nu_г$ – энергия кванта излучения на частоте генерации; $I_г^{(p)}$ – интенсивность генерируемого излучения внутри резонатора.

Безразмерный коэффициент ϑ в выражении (4) определяет долю спонтанной эмиссии попадающую в полосу усиления по отношению ко всей излученной мощности люминесценции и для красителя родамин 6Ж определяемый соотношением

$$\vartheta \approx 0{,}85 + 0{,}088\cdot\ln\left(\frac{n_1}{n}\right).$$

Коэффициенты a и b в (4), (5) могут быть рассчитаны по формулам [2]

$$a = \frac{(\tilde{n}-1)\cdot(\tilde{n}+3)}{2\cdot(\tilde{n}+1)^2}, \qquad b = \frac{\tilde{n}}{\tilde{n}-1}\cdot\ln(\tilde{n}).$$

Система уравнений (1) – (3) решалась совместно с соотношениями (4) – (5). Полученные выражения для мощности генерации и пороговой мощности накачки имеют вид

$$P_г = \frac{\nu_г}{\nu_н}p_0 p_1 p_3\cdot[P_н - P_{нп}], \qquad (6)$$

$$P_{нп} = \frac{(\nu_н/\nu_г)\cdot I_s\cdot V\cdot k_n\cdot\theta\cdot\left[1+\vartheta\cdot\tilde{G}\cdot(1+\xi\cdot\Phi)\right]}{p_0\cdot p_1}. \qquad (7)$$

Здесь использованы следующие обозначения: V – объем АЭ; p_0 – коэффициент, характеризующие КПД накачки [3]; $I_s = h\nu_г/\sigma_{10}\cdot\tau$ – интенсивность насыщения для вынужденного излучения; k_n – коэффициент потерь в резонаторе (без учета триплетных потерь).

Остальные безразмерные коэффициенты в (6) и (7) определяются выражениями

$$\theta = \frac{1+\sigma_{01}\cdot n/k_n}{\chi}, \quad \Phi = \frac{\sigma_t\cdot n_t}{k_n} = \mu\cdot\theta\cdot\frac{\sigma_t}{\sigma_{10}},$$

где $\chi = 1+\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10}}\cdot(1+\mu)-\mu\cdot\frac{\sigma_t}{\sigma_{10}}$; $\mu = k_{st}\cdot\tau_t$ – параметр, определяющий относительную заселенность триплетного состояния.

Коэффициент p_1 определяет долю поглощенной в АЭ энергией накачки по отношению ко всей падающей на его поверхность. В результате численного интегрирования по спектру поглощения родамина 6Ж по методике, представленной в [2] получено p_1=0,55 при

$\sigma_{01}^{max} nr = 4{,}5$. Интегрирование проводилось в интервале длин волн $\lambda = (400 \div 570)$ *нм*.

Для определения коэффициента p_3, входящего в выражение (6) и характеризующего соотношение между вредными и полезными потерями в резонаторе принималось упрощающее предположение, что при противоположном характере изменении интенсивностей встречных волн в резонаторе инкремент усиления α по длине кюветы сохраняется неизменным.

Тогда потери интенсивности в АЭ для прямой и отраженной волн будут равны соответственно

$$I_{пот}^{-} = I_г \cdot \frac{\gamma \cdot R}{1-R} \cdot \int_0^l \exp[(\alpha - \gamma) \cdot z] dz \ , \quad I_{пот}^{+} = I_г \cdot \frac{\gamma}{K \cdot (1-R)} \cdot \int_0^l \exp[(\alpha - \gamma) \cdot z] dz \ ,$$

где γ – суммарные распределенные потери в АЭ; R – коэффициент отражения выходного зеркала; $K = 1/(T_c \cdot \sqrt{R})$ – пороговое усиление в АЭ; T_c – коэффициент пропускания селектора.

При суммировании потерь интенсивностей встречных волн в АЭ для варианта размещения селектора между кюветой и "глухим" зеркалом получено выражение

$$p_3 = \left\{ 1 + \frac{1}{1-R} \cdot \left[\sqrt{R} \cdot \left(\frac{1}{T_c} - T_c \right) + \gamma \cdot l \cdot \left(R + T_c \sqrt{R} \right) \cdot \left(\frac{1}{T_c \sqrt{R}} - 1 \right) \Big/ \ln \left(\frac{1}{T_c \sqrt{R}} \right) \right] \right\}^{-1} . \qquad (8)$$

Для оценки краевых потерь, обусловленных тепловыми искажениями в АЭ используется геометрооптическая модель. Если в среде устанавливается параболический закон изменения показателя преломления, то влияние термооптических искажений АЭ эквивалентно внесению в резонатор линзы, поэтому плоскопараллельному резонатору с линзоподобной активной средой можно поставить в соответствие эквивалентный резонатор со сферическими зеркалами [3]. В случае положительной линзы для гауссовых пучков возможны стационарные замкнутые траектории внутри резонатора. При этом угол отклонения параксиального луча от оси резонатора зависит от радиальной координаты и равен r/f. Если зависимость коэффициента преломления отличается от параболы (1) это приводит к отклонению хода лучей от стационарных траекторий и к дополнительным потерям излучения в резонаторе. Краевые потери для устойчивых мод могут в этом случае превышать дифракционные потери невозмущенного резонатора, поскольку при значительных градиентах коэффициента преломления углы отклонения пучков для устойчивых колебаний превышают значения, определяемые дифракцией. Эффекты конкуренции мод в случае сильных термооптических искажений резонатора значительно ослаблены, поэтому в рамках принятой модели не учитываются.

Отклонение параксиального луча от оси резонатора, обусловленное неоднородностью показателя преломления АЭ, определяется выражением

$$\theta_в = \frac{\partial \tilde{n}}{\partial r} \cdot l = \frac{r}{f} + \frac{4 \cdot n_4 \cdot r \cdot l}{r_к} \cdot \zeta^2 = \frac{r}{f} + 2 \cdot \frac{n_4}{n_2} \cdot \frac{r}{f} \cdot \zeta^2 , \qquad (9)$$

где d – превышение базы резонатора над длиной АЭ;

$d + \tilde{n} l$ – оптическая длина резонатора;

n_2, n_4 – коэффициенты разложения параболы.

Последнее слагаемое в (9) можно рассматривать как угловую аберрацию тепловой линзы, максимальная величина которой

$$\theta_a = \frac{4 \cdot n_4 \cdot l}{r_к} ,$$

где r_k – радиус активного элемента лазера.

Потери резонатора, обусловленные неоднородностью накачки по сечению АЭ с учетом триплетных потерь могут быть записаны в виде

$$\gamma\ell \approx A \cdot \frac{\partial\tilde{n}}{\partial T}\frac{p_0 \cdot p_1 \cdot \tilde{W}_н}{c_t \cdot \rho}\cdot\left[1-\frac{\nu_г}{\nu_н}\cdot\left(1-\mu\cdot\frac{\sigma_t}{\sigma_{10}}\right)\right]\cdot\frac{l\cdot(l+\tilde{n}d)}{\tilde{n}r_к^2}, \qquad (10)$$

где $\tilde{W}_н$ – энергия накачки, подводимая к лампам в расчете на единицу объема АЭ;

$A \le 1$ – безразмерная константа зависящая от распределения интенсивности излучения по сечению АЭ, величина которой уточнялась в результате экспериментальных исследований.

Качественное отличие краевых потерь оптически возмущенного резонатора от невозмущенного заключается в том, что как следует из (10) потери излучения за проход зависят не только от эквивалентной длины резонатора $L=(d+l/\tilde{n})$, но и от протяженности активной среды l, что подтверждается результатами экспериментальных исследований [4, 5]. Коэффициент потерь на единицу длины может быть представлен в виде

$$k_n = \frac{1}{2l}\ln\left(\frac{1}{R}\right)+\gamma+\beta\cdot l(1+\tilde{n}d/l), \qquad (11)$$

где β – константа, имеющая размерность $см^{-2}$ и определяемая выражением

$$\beta \approx A \cdot \frac{\partial\tilde{n}}{\partial T}\frac{p_0 \cdot p_1 \cdot \tilde{W}_н}{c_t \cdot \rho}\cdot\left[1-\frac{\nu_г}{\nu_н}\cdot\left(1-\mu\cdot\frac{\sigma_t}{\sigma_{10}}\right)\right]\cdot\frac{1}{\tilde{n}r_к^2}, \qquad (12)$$

где $\tilde{W}_н$ – энергия накачки, подводимая к лампам в расчете на единицу объема АЭ, в $Дж/см^3$; A – безразмерный коэффициент.

Первое слагаемое в выражении (11) определяет полезные потери, второе $\gamma=\gamma_р+\gamma_ф$ характеризует вредные потери за счет рассеяния $\gamma_р$ и неактивного поглощения $\gamma_ф$. Последнее слагаемое представляет собой коэффициент краевых потерь, обусловленных удаленностью зеркал резонатора, который в рамках принятой модели будем полагать зависящим от длины АЭ.

Особенности энергетического расчета излучателя

Переход от мощности к энергии при расчете генератора в квазистационарном приближении можно осуществить, если установить связь между коэффициентом превышения мощности накачки над пороговым значением и соответствующим приращением энергии [6].

Часть импульса накачки, превышающая пороговую интенсивность определяется площадью его вершины, ограниченной уровнем пороговой мощности $P_{нп}$. Поскольку типичное время жизни фотона в резонаторе при ламповой накачке приблизительно на три порядка меньше длительности импульса для решения задачи использование квазистационарного подхода в данном случае оправдано. Для упрощения анализа предполагалось, что форма импульса генерации в пределах интенсивностей, превышающих пороговое значение, повторяет форму импульса накачки. В этом случае энергия генерации при постоянных в течение импульса потерях может быть представлена в виде

$$E = k\cdot\int_{t_1}^{t_2}(P_н - P_{нп})dt\ , \qquad (13)$$

При неизменной форме светового импульса $S(t)$ связь между энергией и максимальным значением мощности в импульсе определяется выражениями

$$P_н = \frac{W_н}{D \cdot \tau_н}\ , \quad D = \int_0^\infty S\left(t/\tau_н\right) d\left(t/\tau_н\right)\ , \tag{14}$$

где $W_н = P_н \cdot \tau_н$ – электрическая энергия накачки, подводимая к лампам; $\tau_н$ – длительность импульса накачки по уровню 0,5 интенсивности.

Обобщение экспериментальных результатов показывает, что форма светового импульса $S(t)$ накачки удовлетворительно описывается выражением

$$S(t/\tau_н) = A \cdot (t/\tau_н)^B \cdot \exp(-C \cdot t/\tau_н)\ .$$

Коэффициенты B и C определяют форму импульса, а коэффициент A устанавливает значение функции в максимуме, равное единице. В частности, для режимов разряда, близких к критическим (с предимпульсом) обработка экспериментальных результатов дала значения A=12,36; B=1,5; C=2,95.

С учетом (13) и (14) энергия излучения лазера рассчитывалась по формулам

$$E_г = k_w \cdot (W_н - W_{нп})\ ,\ W_н = P_н \cdot D \cdot \tau_н\ ,\ W_{нп} = P_{нп} \cdot D \cdot \tau_н / p_w\ , \tag{15}$$

где безразмерные коэффициенты $D=1,1$ и p_w=0,8 определяются формой импульса.

Результаты расчета

На рис. 1 представлены результаты расчета энергии генерации лазера на красителе родамин 6Ж в этиловом спирте (верхняя кривая) в зависимости от энергии накачки, а также результаты экспериментальных измерений (нижняя кривая). Расчеты проводились при исходных данных, соответствующих условиям эксперимента: энергия накачки изменялась в пределах 80 – 400 *Дж*; длительность светового импульса накачки равнялась 3,5 *мкс*; коэффициент рассеяния $\gamma_p = 10^{-3}\,см^{-1}$ соответствовал условиям слабой прокачки; коэффициент отражения выходного зеркала равнялся 0,35; протяженность накачиваемой области – 24 *см*; превышение базы резонатора над длиной АЭ составляло 50 *см*; концентрация красителя определялась условием $\sigma_{01}^{\max} nr = 4{,}5$.

Кроме того в расчетах использовались следующие значения: $\sigma_t = 0.4 \cdot 10^{-16}\,см^2$; $\mu = k_{st} \cdot \tau_t = 0{,}85$; $\sigma_{10}^{\max} = 1.88 \cdot 10^{-16}\,см^2$; $p_1 \approx 0{,}65$; $p_0 = 0{,}02$; $\nu_г/\nu_н \approx 0{,}9$; $A = 0{,}7$; $\partial\tilde{n}/\partial T = 4 \cdot 10^{-4}\,град.^{-1}$; $c_t = 2{,}42\,Дж/(г \cdot град.)$; $\rho = 0{,}79\,г/см^3$.

Из рис. 1 видно вполне удовлетворительное согласование расчета и эксперимента, а также то, что как для расчетной, так и для экспериментальной зависимостей характерным является заметное снижение эффективности накачки с ростом энергии вследствие возрастающих термических возмущений резонатора с увеличением плотности накачки.

На рис. 2 представлены результаты расчетов энергии генерации и КПД лазера от длины активного элемента излучателя при оптимальных значениях коэффициентов отражения зеркал. Исходные данные для расчетов были те же, что и в предыдущем случае.

Из рис. 2 видно, что с увеличением длины накачиваемой области активного элемента при постоянной рассчетной плотности накачки на единицу длины $\tilde{W}_н = 15\,Дж/см^3$ рост энергии генерации замедляется, достигая максимального значения, а затем энергия генерации начинает убывать. Подобный ход энергетической зависимости объясняется нарастанием краевых потерь и возрастающей интесивностью усиленной люминесценции. КПД генератора достигает максимального значения при длине активного элемента около 12 *см* и с увеличением протяженности прокачиваемой области монотонно падает. Сравнение двух кривых позволяет сделать вывод, что для обеспечения достаточно большой энергии генерации и при-

емлемого КПД, длина активного элемента при используемых исходных данных не должна превышать величины порядка 30 – 40 *см*.

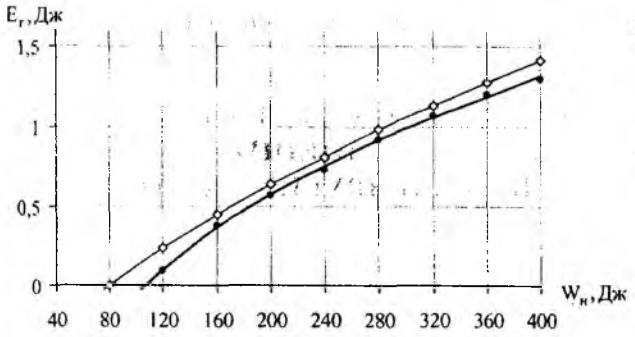


Рис. 1

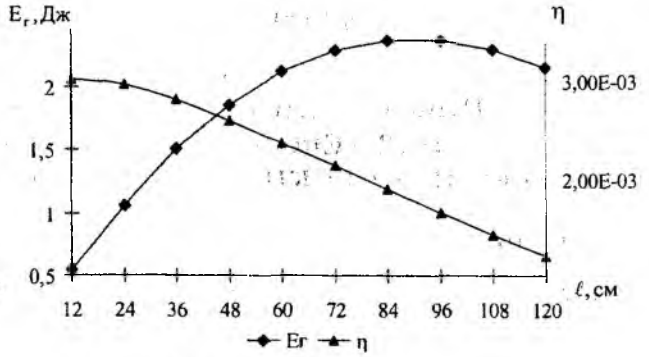


Рис. 2

Выводы

Получены соотношения, позволяющие выполнить энергетический расчет излучателя резонансного лидара на базе перестраиваемого лазера на красителях с ламповой накачкой. Расчетные соотношения выведены с учетом основных факторов, влияющих на энергетические характеристики лазера. Рассмотрена зависимость энергии излучения генератора с широкополосным резонатором от длины АЭ. Результаты расчетов и сопоставление их с экспериментальными исследованиями свидетельствуют о том, что основными механизмами ограничения энергии излучения при увеличении протяженности АЭ в порядке их приоритетности являются возрастающие термооптические искажения резонатора, обуславливающие резкое увеличение краевых потерь, усиленный радиационный шум и шум за счет рассеяния на неоднородностях.

Из расчетов следует, что существует оптимальное значение длины АЭ при которой энергия излучения максимальна. На основании расчетов и экспериментальных исследований можно сделать вывод о невозможности увеличения полезной составляющей излучения только лишь за счет неограниченного увеличения длины активного элемента. Дальнейшее увеличение энергии излучения передатчика возможно с помощью однопроходовых оптических усилителей.

Список литературы: 1. *Николаев С.В., Коробов А.М.* Расчет оптимальной длины активного элемента лазеров на растворах органических соединений с учетом радиационного шума. Харьков. 1985. 22с. (Препринт / АН УССР. ИРЭ. №281.) 2. *Методы* расчета оптических квантовых генераторов / Под ред. Б.И. Степанова. Минск: Наука и техника, 1968. Т.2. 656с. 3. *Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С.* Перестраиваемые лазеры. М.: Радио и связь, 1982. 360с. 4. *Экспериментальное* исследование генерационных характеристик ЛРОС с различной длиной активного элемента / Коробов А.М., Николаев С.В., Алексеев В.А., Лазарева Л.В. Харьков. 1986. 24с. (Препринт / АН УССР. ИРЭ. №295). 5. *Зарудный А.А., Басецкий В.Л.* Лазер с ламповой накачкой повышенной яркости излучения на водном растворе родамина 6Ж. Сб. Радиотехника. 2006. Вып. 145.С. 28-34. 6. *Перестраиваемые* лазеры на красителях и их применение / С.М. Копылов, Б.Г. Лысой, С.Л. Серегин, О.Б. Чередниченко.М.: Радио и связь, 1991. 236с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 17.01.2010

УДК 621.396.98:629.7

Я.С. ЯЦКИВ, д-р физ.-мат. наук, академик НАНУ, А.А. ЖАЛИЛО, канд. техн. наук

О СОЗДАНИИ В УКРАИНЕ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ГНСС-СИСТЕМЫ И СЕТЕВОЙ ВРС-ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ВЫПОЛНЕНИЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ, ЗЕМЛЕУСТРОИТЕЛЬНЫХ И ДРУГИХ РАБОТ

Введение

Здесь и далее используются следующие сокращения:

ГНСС (GNSS) – глобальная навигационная спутниковая система

ВРС (VRS) – виртуальная опорная (референцная) станция

GPS – глобальная система определения местоположения (США)

Galileo - глобальная система определения местоположения (ЕС)

ГЛОНАСС – глобальная навигационная система спутников (РФ)

УкрГНСС-сеть – украинская сеть перманентных (постоянно действующих) ГНСС-станций

IAG –Международная геодезическая ассоциация

IERS – Международная служба вращения Земли и систем отсчета

IGS – Международная GNSS служба

ILRS – Международная служба лазерной локации ИСЗ и Луны

ITRS – Международная земная система координат

ITRF – реализация ITRS

UTC – Всемирное координированное время

ЛЛН – лазерная локация ИСЗ

ПВЗ – параметры вращения Земли

РСДБ – радиоинтерферометрия со сверхдлинными базами

УЦПВЗ – Украинский центр определения параметров вращения Земли

ИСЗ – искусственный спутник Земли.

Сегодня невозможно представить себе проведение научных исследований Земли и окружающего ее космического пространства, создание земной системы координат и проведение геодезических съемок, навигацию подвижных объектов и другие виды деятельности человека без использования данных ГНСС. Наибольшее развитие получила система GPS. Быстрыми темпами ведется модернизация ГЛОНАСС, создаются ГНСС-системы и их функциональные наземные и космические дополнения в Китае, Индии, Японии и других странах. В Европе усилия направлены на создание общеевропейской системы Galileo. В отличие от ситуации, которая сложилась в Украине в середине 90-х годов прошлого столетия (см. [1]), сегодня наметился определенный прогресс в использовании ГНСС-информации различными потребителями (таблица).

Использование ГНСС-информации может быть эффективным при наличии следующих элементов наземной ГНСС-инфраструктуры:

- ♦ сети перманентных станций наблюдений ГНСС;
- ♦ информационно-измерительных ГНСС-систем для различного рода потребителей (управление всеми видами транспорта, мониторинг окружающей среды и предупреждение техногенных катастроф, прецизионное позиционирование в задачах геодезии, картографии, поддержка ГИС, кадастра и др.);
- ♦ технологий и математического обеспечения использования ГНСС-информации потребителями.

Министерства и ведомства	Возможные области использования
Министерство транспорта и связи	Высокоточная навигация авиа, морского, автомобильного и железнодорожного транспорта. Обеспечение мониторинга транспортных потоков и управления движением. Контроль перевозок небезопасных грузов и безопасность перевозок. Синхронизация шкал времени телекоммуникационных сетей и телепередач
Министерство охраны окружающей среды	Обеспечение единого государственного учета природных ресурсов. Создание высокоточной геодезической основы для выполнения картографических и кадастровых работ. Экологический мониторинг. Разработка полезных ископаемых
Министерство обороны	Повышение эффективности использования средств военного назначения
Министерство агрополитики	Внедрение высокоточного земледелия
Госпотребстандарт	Развитие Государственной службы единого времени и эталонных частот
Академии наук	Решение фундаментальных и прикладных задач наук о Земле и Космосе. Использование навигационных технологий в медицине, туризме, строительстве и т.д.

Ниже приводим некоторые результаты, полученные ГАО НАН Украины в кооперации с другими учреждениями Украины в ходе внедрения ГНСС-технологий.

Украинская сеть перманентных ГНСС-станций

Космическая эра внесла качественно новые изменения в деятельность человека и стимулировала создание сетей станций космической геодезии, а именно станций лазерных локационных наблюдений (ЛЛН) ИСЗ, радиотехнических наблюдений спутников глобальных навигационных систем (GPS, ГЛОНАСС), а также наблюдений специальных спутников системы DORIS. Благодаря внедрению во второй половине XX столетия радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) особого успеха в высокоточном определении угловых положений внегалактических радиоисточников достигла радиоастрометрия.

Все это обусловило создание в 1987 г. Международной службы вращения Земли (IERS, International Earth Rotation), которая начала функционировать с 1 января 1988 г. В 2003 г. она была переименована в Международную службу вращения Земли и систем отсчета (IERS, International Earth Rotation and Reference Systems Service). IERS объединяет деятельность автономных служб: Международной GNSS- службы (IGS, International GNSS Service, 1994, реорганизована в 2004 г. "http://igscb.jpl.nasa.gov/network/"), Международной службы радиоинтерфе-

рометрии со сверхдлинными базами (IVS, International VLBI Service, 1999, "http://ivscc.-gsfc.nasa.gov/"), Международной службы лазерной локации ИСЗ и Луны (ILRS, International SLR and LLR Service, 1998, "http://ilrs.gsfc.gov/ilrs_home.html"), Международной службы DORIS (IDS, International DORIS Service, 2003, "http://doris.ooe.gv.at/"). На сегодня сеть станций космической геодезии, которые входят в состав международных служб, охватывает весь земной шар, а их количество превысило полутысячный рубеж.

В 1962 – 1991 гг. Главная астрономическая обсерватория АН УССР (сегодня ГАО НАН Украины) была главной организацией в АН СССР по проблеме изучения вращения Земли и отвечала за обеспечение участия СССР в международных организациях по этой тематике. С началом космической эры под эгидой Астрономического совета АН СССР на территории Советского Союза начали создаваться станции фотографических (а позднее лазерно-локационных) наблюдений ИСЗ.

По инициативе ГАО АН УССР были начаты работы по созданию в СССР сети станций космической геодезии и геодинамики. Начиная с 1991 г. эта деятельность была сосредоточена в Украине в системах Национальной академии наук, Министерства образования и науки Украины, Госпотребстандарта, Укргеодезкартографии и Национального космического агентства. На сегодня в Украине сформированы и функционируют основные компоненты Украинской сети станций космической геодезии и геодинамики (Укргеокосмосети): сеть перманентных ГНСС-станций, сеть станций лазерной локации ИСЗ, станция РСДБ; центры сбора и анализа геодинамической информации [2].

Украинская сеть перманентных ГНСС-станций (рис. 1), как и большинство национальных сетей других стран, создана общими усилиями нескольких организаций и институтов.

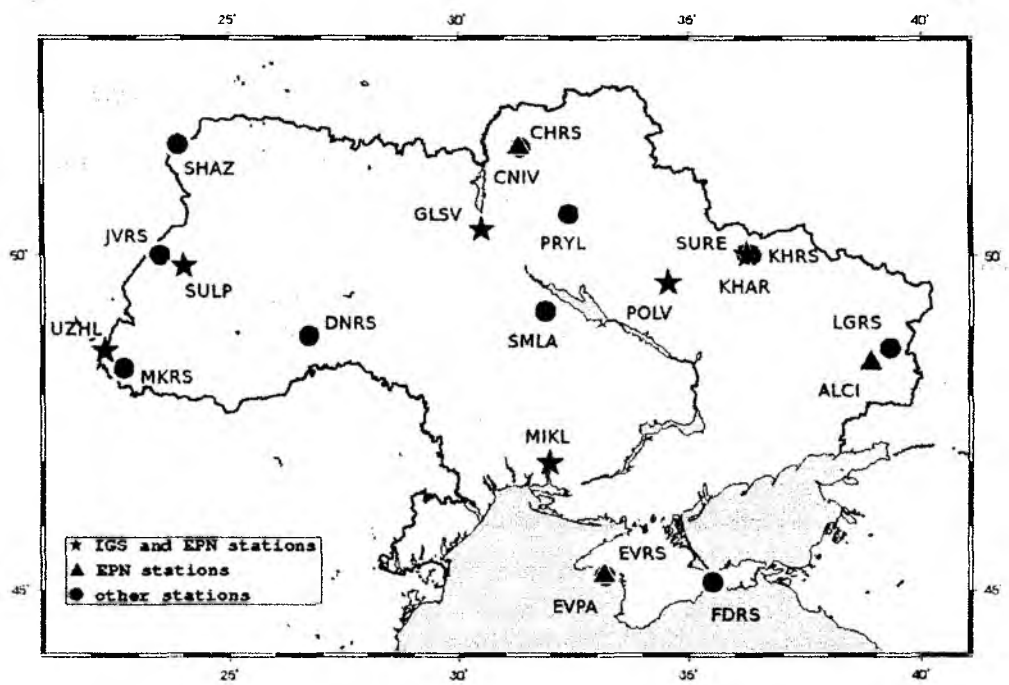


Рис. 1 Украинская сеть перманентных ГНСС-станций

По состоянию на 2009 г. на территории Украины существует 12 перманентных станций, данные которых являются доступными: "Киев/Голосеев", "Ужгород", "Полтава", "Симеиз", "Николаев", "Львов", "Харьков", "Евпатория", "Алчевск", "Шацк", "Чернигов", "Прилуки". Станция "Смела" вводится в эксплуатацию. Большинство украинских перманентных станций входит в сеть Международной ГНСС-службы (IGS) и Европейской перманентной GPS- сети (EPN). Детальная информация об украинской сети перманентных GPS- станций представлена на сайте "http://www.mao.kiev.ua/EOP/".

Опыт создания информационно-измерительной ГНСС-системы для геодезических и землеустроительных работ

1. Применение ГНСС-технологий для проведения геодезических, землеустроительных и других работ, которые нуждаются в высокоточном координатном обеспечении, является весьма эффективным. Традиционный подход такого рода работ, который начал внедряться в Украине в начале 90-х годов, имеет ряд недостатков по оперативности и производительности выполнения работ. Мировая практика точного позиционирования в последние 8 – 10 лет обогатилась т. н. *сетевыми* спутниковыми технологиями, которые базируются на использовании специальной наземной инфраструктуры формирования и распространения дополнительной измерительной информации сетей перманентных GPS/ГНСС-станций. Наличие такой инфраструктуры обеспечивает централизованную информационную поддержку геодезических работ пользователей, которые получают возможность достижения сантиметрового уровня точности при использовании минимального комплекта спутникового геодезического оборудования. Оператор сети имеет возможность предоставлять разнообразные информационные и другие услуги пользователям на централизованной авторизованной основе и координировать работы по координатному обеспечению и землеустройству в регионе.

В 2007 – 2008 гг. Главной астрономической обсерваторией (ГАО) НАН Украины был выполнен инновационный пилот-проект (см. [3]) создания экспериментального образца (прототипа) информационно-измерительной ГНСС-системы (ИИС) для обеспечения точного позиционирования. Основой для выполнения проекта послужили результаты исследований, которые были получены в ходе предыдущих разработок ГАО НАНУ. Соисполнители проекта – Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ), Национальный авиационный университет (НАУ, г. Киев), Черниговский государственный институт экономики и управление (ЧГИЭУ). В выполнении проекта также принимало участие ГП «Оризон-Навигация» (г. Смела Черкасской обл.).

Проект направлен на внедрение в Украине современных высокоточных спутниковых технологий VRS/FKP-типа для обеспечения информационной поддержки геодезической съемки, кадастра, управление земельными ресурсами. Отличительная особенность проекта – ориентация на использование недорогого GPS/ГНСС-оборудования пользователей и предоставление массовых информационных услуг – дифференциальных коррекций и услуг по централизованной обработке наблюдений сети перманентных референцных (базовых) GPS/ГНСС-станций и приемников потребителей. Ключевым элементом системы является многоцелевой программный обрабатывающий комплекс. Реализация проекта основывается на использовании локальных/региональных функциональных дополнений ГНСС, в частности, существующей и наращиваемой сети перманентных референцных ГНСС (GPS, GPS+ГЛОНАСС) станций УкрГНСС-сети.

Разработанная технология точного позиционирования основана на возможности соответствующей обработки результатов измерений от множества ГНСС-станций в едином центре обработки, который формирует равноточные дифференциальные коррекции к наблюдениям потребителей всей зоны обслуживания ГНСС-сети. Посредством Internet потребители могут воспользоваться услугами централизованной послесеансной обработки и корректирующими данными, помещаемыми в архив центра сбора и обработки системы. Сетевая ВРС-технология преодолевает ряд ограничений, свойственных традиционной технологии с одной базовой станцией и позволяет значительно уменьшить систематические погрешности измерений, увеличить расстояния между «роверным» (мобильным) приемником и референцной (базовой) станцией. Комбинация относительно дорогостоящих двухчастотных приемников станций разреженной сети и одночастотных приемников потребителей низкой стоимости в значительной степени повысит рентабельность работ.

Упомянутая ГНСС/ВРС технология геодезической съемки и навигационных определений реализует принципы т.н. широкозонной дифференциальной коррекции. Ее главные преимущества:

✓возможность выполнения статических и кинематических съемок с одинаковым качеством (надежность раскрытия фазовой неоднозначности и точность определений) на обширных территориях, с использованием одночастотного ГНСС-оборудования низкой стоимости;

✓ обеспечение высокой точности координатных определений в послесеансном режиме обработки для всей обслуживаемой территории (сантиметровая точность);

✓ доступная стоимость комплекта приобретаемого оборудования;

✓ значительное снижение затрат и сокращение времени выполнения работ и обеспечение высокой точности координатных определений как в режиме пост-обработки, так и в реальном времени (RTK-режим съемки).

Функционирование разработанной ИИС заключается в следующем. Все станции сети непрерывно передают измерительную информацию в центр сбора и обработки наблюдений. (ЦСО). ЦСО формирует необходимую для потребителей измерительную и дифференциальную корректирующую информацию. У потребителей (либо в сервисном центре обработки наблюдений потребителей) реализуется концепция ВРС, которая может быть реализована программными средствами в послесеансном режиме обработки и аппаратными средствами в режимах DGPS/RTK.

Разработанная информационно-измерительная ГНСС-система включает подсистему референцных (базовых) станций, ЦСО – центр сбора, обработки, накопления измерительной информации, подсистему передачи DGPS/RTK коррекций с использованием технологии NTRIP, подсистему аппаратных и программных средств потребителя для обмена информации с центром обработки с использованием технологий GSM/GPRS.

Ввод в действие разработанной системы позволит обеспечивать:

• *прецизионную геодезическую съемку* – услуги послесеансной обработки с использованием измерительной информации и дифференциальных коррекций, доступных через Internet. Эти услуги позволят получить сантиметровую точность позиционирования как в статическом, так и в кинематическом режимах съемки;

• *услуги реального времени* для навигации мобильных объектов, обеспечиваемые путем передачи DGPS и RTK-коррекций посредством технологии NTRIP; эти услуги обеспечат субметровый уровень (DGPS) и сантиметровый уровень (RTK).

Реализация перечисленных возможностей может быть осуществлена как в локальном (например, территория области), так и в национальном масштабах.

2. В ходе проектирования были проведены натурные испытания на территории г. Киева, Киевской, Черниговской и Черкасской областей – см. рис. 2, 3.

Для послесеансной обработки GPS наблюдений был разработан и протестирован комплекс программного обеспечения OCTAVA. Комплекс предназначен для обеспечения *дециметровой, субдециметровой и сантиметровой* точности позиционирования при использовании одно- и двухчастотных приемников потребителей в статическом и кинематическом режимах съемки. В составе программного комплекса реализованы оригинальные новые эффективные алгоритмы обработки фазовых и кодовых GPS наблюдений разреженных сетей перманентных базовых станций (межбазовые расстояния от 70÷200 *км* до 1000 *км*).

Программный комплекс выполняет:

- полную предварительную обработку GPS наблюдений, включая контроль и обеспечение качества (QC/QA) на всех стадиях обработки, устранение фазовых циклических/полициклических скачков и др.

- сглаживание кодовых наблюдений с использованием "бесскачковых" фазовых наблюдений;

- разрешение фазовой неоднозначности наблюдений;

- оценка и моделирование текущих зональных тропосферных и ионосферных задержек, формирование зональных коррекций VRS/FKP-типа;

- оценка текущих координат мобильных («роверных») приемников потребителей.

3. Как показало тестирование, в зоне действия сети станций с межбазовыми расстояниями ~140-170 *км* достигается сантиметровая точность координатных определений как для двухчастотного, так и для недорогого одночастотного GPS/ГНСС оборудования в режиме послесеансной обработки наблюдений. Достигается точность (СКП) 1-2 *см* (план)/2-3 *см* (высота) для двухчастотных приемников (при измерительных базах ~170 *км*) и 2,5-4 *см* (план) / 3-4 *см* (высота) для одночастотных приемников (при измерительных базах ~70-80 *км*).

Результаты экспериментальных исследований координатных RTK-определений реального времени с выполнением накопления данных показали возможность уверенной реализации статической и кинематической / "stop-and-go" RTK-съемки с сантиметровым уровнем точности в радиусе ~20 *км* относительно ближайшей базовой станции. При наличии GPRS/EDGE покрытия можно ожидать достаточной стабильности мобильной связи для обеспечения передачи измерительно-корректирующей информации пользователю от базовых станций.

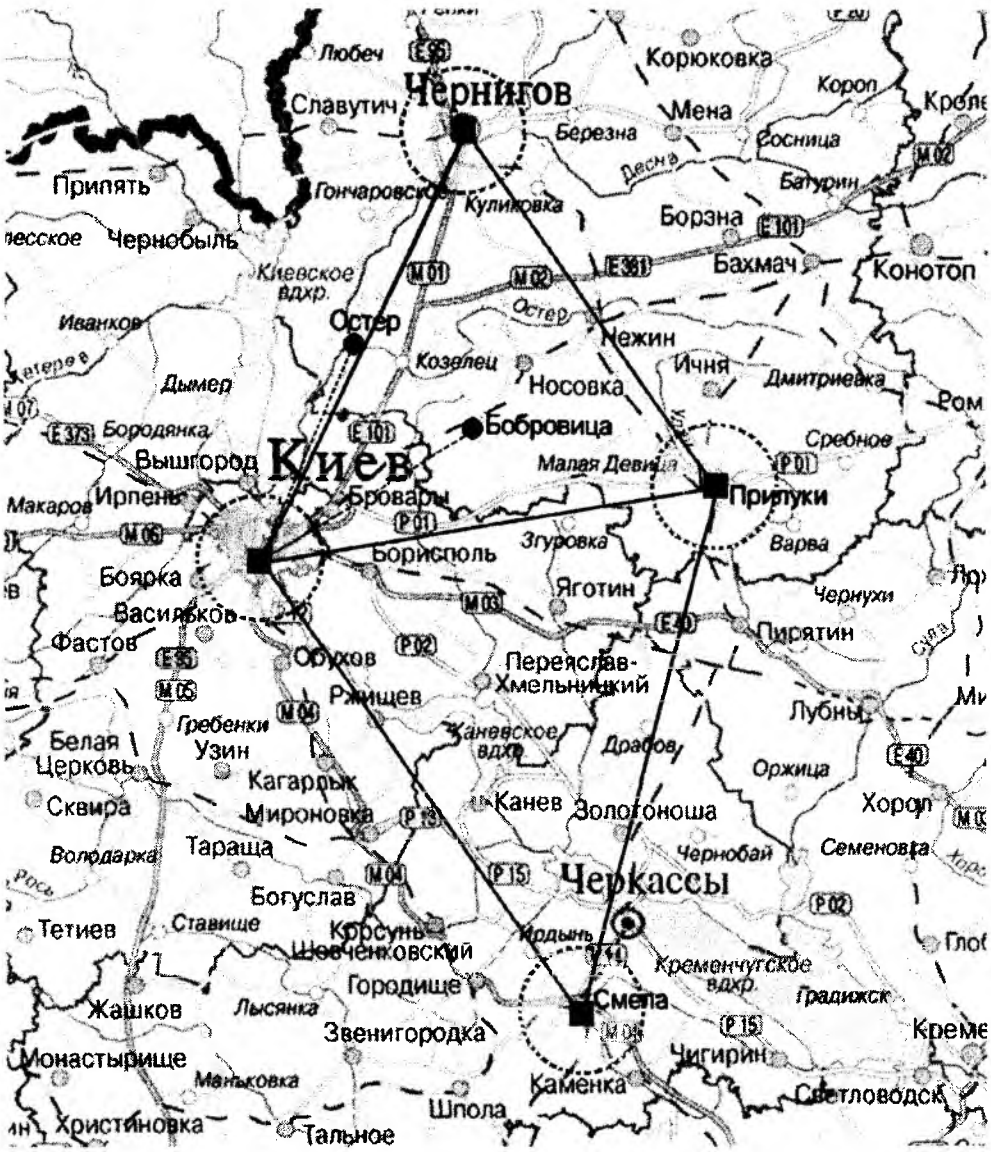


Рис. 2. ■- базовые станции; —- базовые линии; ○ - зоны действия RTK-режима; межбазовые расстояния ~ 140-170 *км*, расстояния между роверами и базовыми станциями составляли ~70-75 *км*

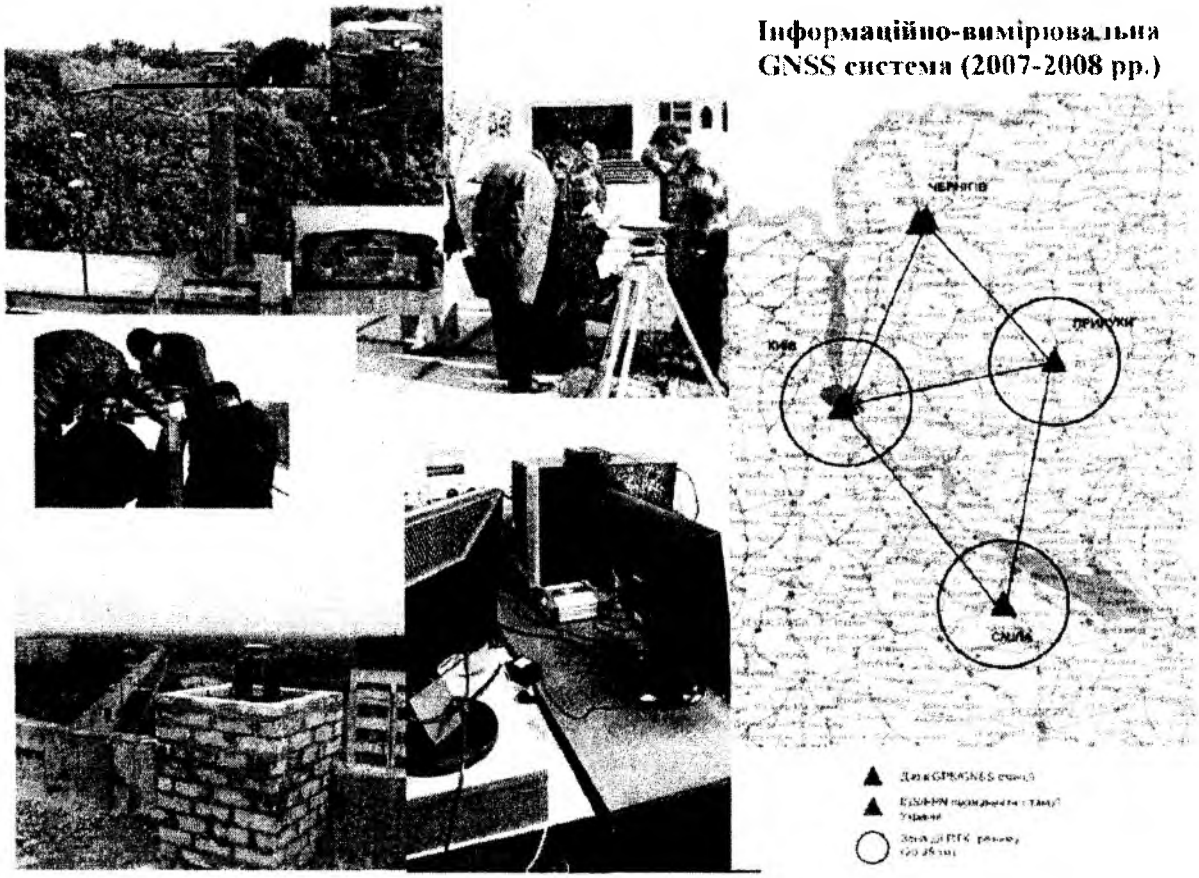


Рис. 3. Установка базовых станций и проведение экспериментов

4. В 2009 – 2010 году выполняются работы по вводу системы в опытную эксплуатацию. При этом предполагается расширить сеть референцных перманентных ГНСС-станций путем присоединения к существующей сети IGS/EPN станций в г. Полтава (POLV) и в г. Харьков (KHAR), а также развернуть новые станций в городах Сумы и Новгород-Северский (Сумская обл.), что дает возможность покрыть ~20 % территории Украины (см. рис. 4).

В настоящее время продолжаются работы по совершенствованию программно-математического обеспечения обработки ГНСС-наблюдений.

Это позволит не только увеличить эффективные базовые расстояния в сетях референцных станций (с ~50-70 *км* до ~150–200 *км*), но и позволит широко использовать относительно недорогие одночастотные приемники без сложных и дорогих функций RTK с сохранением точностных характеристик двухчастотного позиционирования. Указанные преимущества являются весьма привлекательными для пользователей тех государств, где современные сетевые ГНСС-технологии пока являются дорогими и для большинства пользователей недоступны.

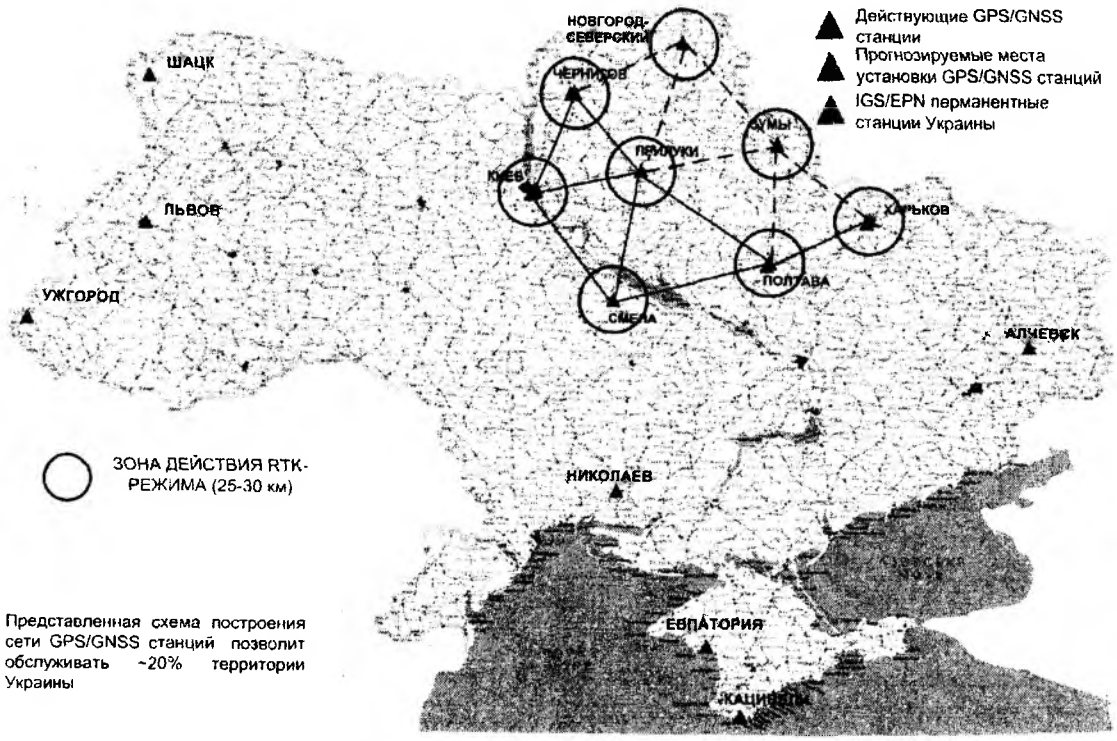


Рис. 4. Развитие сети станций ИИС

Список литературы: 1. *Ярослав Яцків* (2008) Наукові будні, справа «КЧЗ» (за архівними джерелами). Київ: Видавничий дім Академперіодика, 2008. 56 с. 2. *Українська* мережа станцій космічної геодезії та геодинаміки (Укргеокосмомережа) / Національна академія наук України. Головна астрономічна обсерваторія. Упоряд. та наукові редактори: Я.С. Яцків, О.В. Болотіна, С.Л. Болотін, М.М. Медведський, О.О. Хода, О.Є. Вольвач. К.: ВАІТЕ, 2005. С. 62. 3. *Я.С. Яцків, В.П. Харченко. В.М. Шокало, О.І. Терещук, О.О. Жаліло, В.М. Кондратюк, О.М. Лукъ'янов, М.О. Литвин, Д.О.Шелковенков, О.В. Куценко, О.О.Желанов, О.В. Грінченко, М.О. Газнюк, Є.В. Вишнякова* (2009) Практика створення в Україні інформаційно-вимірювальної GNSS-системи та мережної VRS-технології забезпечення геодезичних і кадастрових зйомок // Наука та інновації. 2009. Т. 5, №2. С. 5-22. Київ: Видавничий дім Академперіодика, 2009.

Главная Астрономическая обсерватория НАНУ,
Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.01.2010

УДК 621.396.98:629.7

В.М. ШОКАЛО, д-р. техн. наук, А.А. ЖАЛИЛО, канд. техн. наук,
Д.А. ШЕЛКОВЕНКОВ, канд. техн. наук, А.А. ЖЕЛАНОВ

НИЛ "СПУТНИКОВЫЕ СЕТЕВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ВЫСОКОТОЧНОГО МЕСТООПРЕДЕЛЕНИЯ". НАПРАВЛЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ НАУЧНЫХ РАЗРАБОТОК

Введение

Спутниковые технологии навигации и точного определения местоположения (геоинформационные и другие приложения) в настоящее время переживают стремительный прогресс, связанный с предоставлением мировому сообществу странами-владельцами глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) GPS, ГЛОНАСС, в ближайшей перспективе – Galileo, Beidou-Compass, и их дифференциальных функциональных дополнений EGNOS/WAAS/-MSAS, GAGAN, GBAS/LAAS и др. Формирование в 2004 г. в Харьковском национальном университете радиоэлектроники (ХНУРЭ) на базе кафедры «Основы радиотехники» (ОРТ) научно-исследовательской лаборатории "Спутниковые сетевые технологии высокоточного местоопределения" (НИЛ ССТВМ) связано с развертыванием и успешным функционированием в Украине сети референцных перманентных IGS/EPN GPS-станций [1], работами по созданию национальной Системы космического навигационно-временного обеспечения Украины (СКНОУ) [2] и Государственной сети мониторинга ГНСС. Это обусловливает актуальность создания отечественной учебно-методической базы в области современных спутниковых навигационно-телекоммуника-ционных технологий.

В данной работе представлены основные направления и результаты научно-исследовательских работ и планы развития лаборатории. Описан созданный аппаратно-программный GPS/EGNOS комплекс – референцная перманентная станция, которая официально зарегистрирована на международном уровне как составная часть украинской IGS/EPN сети и как провайдер измерительной информации в режиме реального времени.

В рамках ряда проектов в сотрудничестве с другими организациями Украины (ГАО НАНУ и др.) сотрудниками НИЛ выполняются разработки и внедрение отечественных технологий координатных определений высокой точности (дециметровой и сантиметровой точности) по образцу европейской системы EUPOS. Это соответствует современной концепции развития дифференциальных сетевых WAD/VRS (Wide Area Differential/Virtual Reference Station) GPS подсистем оказания информационных услуг геодезической съемки и различных приложений на основе сетей перманентных референцных станций с централизованной обработкой наблюдений станций и наблюдений приемников потребителей.

1. Главные направления научной деятельности НИЛ ССТВМ

Главными направлениями научной деятельности НИЛ являются:

- создание эффективных отечественных сетевых ГНСС[1]-технологий для высокоточного определения местоположения – геодезической и кадастровой съемки, землеустройства, аэрофотограмметрии, геодинамики, мониторинга подвижек искусственных сооружений и природных явлений и др.;
- создание, поддержка и развитие аппаратно-программного комплекса непрерывно действующей базовой станции для наблюдения сигналов GPS/EGNOS, архивирования результатов измерений, их обработки и анализа, предоставления результатов измерений заинтересованным организациям Украины;
- создание методического обеспечения и реализация организационно-технических мероприятий в части осуществления измерений, обработки и анализа (аттестации качества) измерительной информации средств спутниковой навигации и точного позиционирования.

[1] *ГНСС - глобальная навигационная спутниковая система*

- обучение магистров, аспирантов в данной области техники и подготовка высококвалифицированных специалистов – молодых научных кадров, способных разрабатывать и исследовать новые современные технологии точного и надежного позиционирования по сигналам ГНСС.

2. Основные разработки НИЛ СССТВМ

2.1. Одним из важных достижений НИЛ является создание и ввод в действие (с февраля 2007 г.) непрерывно функционирующей базовой (референцной) GPS/EGNOS- станции "SURE". Станция оборудована приёмником NovAtel ProPak-LBplus и антенной NOV702. Первичная измерительная информация непрерывно накапливается с использованием программного обеспечения SLOG с темпом 1 *Гц* и сохраняется в RINEX-файлах версии 2.10. Доступ к архиву измерительной информации осуществляется через Интернет. Станция также непрерывно формирует в реальном времени DGPS и RTK дифференциальные коррекции в формате RTCM v.2 (типы сообщений – 1, 3, 18, 19) и RTCM v.3 (типы сообщений – 1003, 1005). При этом организована одновременная передача двух любых типов DGPS/RTK-коррекций через NTRIP-caster станции [3].

Контроль качества наблюдений станции выполняется с использованием программного обеспечения TEQC и OCTAVA_PPA (совместная разработка специалистов ГАО НАНУ[2] и каф. ОРТ ХНУРЭ). Периодическая привязка координат фазового центра антенны выполняется относительно перманентной референцной сети Украины с использованием программных комплексов GAMIT/GLOBK и GrafNav/GrafNet в системе координат ITRF-2005.

Станция зарегистрирована ГАО НАНУ как международный геодинамический пункт (DOMES 15504M001) (National Geographic Institute, Франция), а также как провайдер измерительной информации в режиме реального времени (Federal Agency of Cartography and Geodesy, Германия).

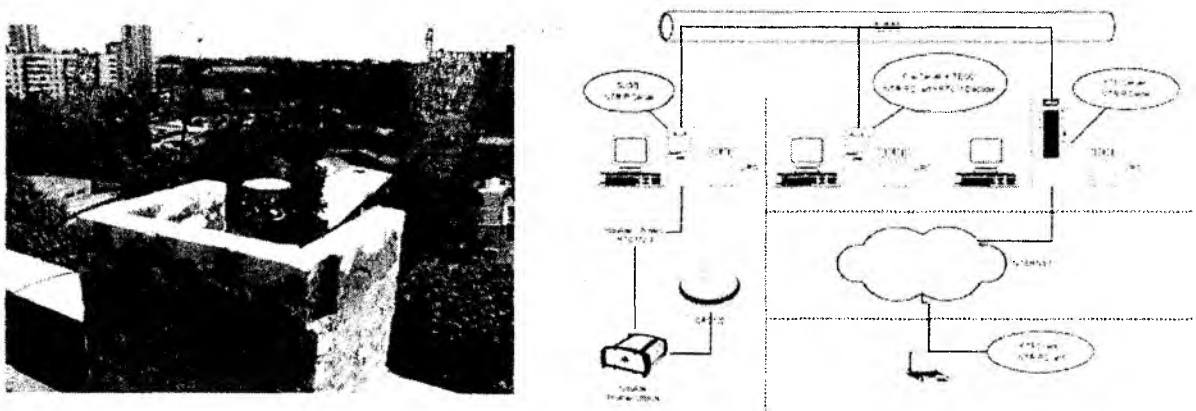


Рис. 1. Антенный пост станции "SURE" и ее архитектура

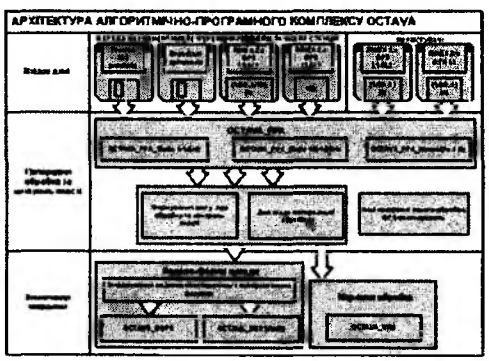
В ходе исследовательских работ с использованием разработанного аппаратно-программного комплекса предложена эффективная и простая методика верификации качества фазовых калибровок GPS-антенн геодезического класса [4], которая позволяет осуществить оценку точности фазовых калибровок для конкретных условий эксплуатации ГНСС-антенн.

2.2. При выполнении совместных НИР и инновационного пилот-проекта Национальной академии наук Украины специалистами НИЛ СССТВМ и ГАО НАНУ создано и внедрено в Центре обработки GNSS-наблюдений ГАО НАНУ программно-алгоритмическое обеспечение (ПАО) OCTAVA_PPA [5, 6] для предварительной обработки, редактирования, контроля и обеспечения качества GPS/GNSS-наблюдений. ПАО OCTAVA_PPA функционирует в системе MATLAB и включает в себя составляющие, предназначенные для обработки различных типов наблюдений. Программно-алгоритмическое обеспечение OCTAVA_PPA непрерывно совершен-

[2] *ГАО НАНУ - главная астрономическая обсерватория Национальной Академии наук Украины*

ствуется и в настоящее время модернизируется для обработки наблюдений ГЛОНАСС. Запланирована также модернизация ПАО для обработки наблюдений создающихся систем Galileo (ЕС) и Compass/Beidou (Китай). ПАО OCTAVA_PPA в течение нескольких лет опытной эксплуатации хорошо себя зарекомендовал в качестве инструмента предварительной обработки (pre-processing), редактирования, контроля и обеспечения качества (QC/QA) GPS/GNSS наблюдений с дальнейшим использованием собственных и зарубежных научных и коммерческих программных продуктов получения финальных координатных решений высокой точности.

ПАО OCTAVA_PPA используется при обработке наблюдений, выполненных в любых известных режимах (SPP, DGPS/NetDGPS, HPP/NetHPP, PPP). Его использование позволяет повысить точности и надежность высокоточного позиционирования, особенно при обработке наблюдений, выполненных в сложных условиях.



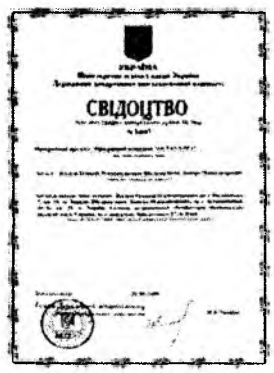


Рис. 2. Архитектура программного комплекса "OCTAVA_PPA"
для пост-обработки ГНСС наблюдений

2.3. В период 2005 – 2008 гг. сотрудниками НИЛ разработаны и реализованы новые методы и алгоритмы определения местоположения статических и движущихся объектов с использованием сглаженных кодово-фазовых наблюдений. При этом реализованы как традиционный дифференциальный метод определений (OCTAVA_DGPS), так и сетевые способы формирования и использования дифференциальных коррекций (OCTAVA_DGPS/MRD).

Многочисленные экспериментальные исследования с использованием реальной измерительной информации показали, что при использовании указанных методов достигается субдециметровый (статическая съемка) и дециметровый (кинематическая съемка, аэрофотосъёмка) уровни точности при базовых расстояниях до 300 – 500 *км* [7].

2.4. В период 2006–2008 гг. в рамках НИР и инновационного пилот-проекта "Информационно-измерительная GNSS система и сетевая VRS-технология обеспечение геодезических и кадастровых съемок" [8] (руководитель проекта – Я.С. Яцкив, академик НАНУ) специалистами ГАО НАНУ и ХНУРЭ совместно выполнена разработка программного обеспечения реализации сетевых методов точного позиционирования с сантиметровым уровнем точности. В ходе этого проекта создан специализированный Центр сбора и обработки информационно-измери-тельной ГНСС системы. Ядром программного обеспечения Центра является расширенный комплекс OCTAVA. Развернута и экспериментально верифицирована многофункциональная информационно-измерительная система (ИИС) в Киевской, Черниговской и Черкасской обл. Система реализует сетевую (зональную) дифференциальную коррекцию погрешностей наблюдений, предоставление информационных услуг и обеспечивает сантиметровую/субдециметровую точность координатных определений пользователей в режимах автоматизированной пост-обработки и реального времени (RTK) на территории обслуживаемого региона. Результаты экспериментальных исследований координатных RTK- определений реального времени с выполнением накопления данных с использованием двухчастотных GPS приемников показали возможность реализации статической и кинематической/"stop-and-go" RTK-съемки с сантиметровым уровнем точности в радиусе ~20 *км* относительно ближайшей базовой станции.



Рис. 3. Проведение измерений

В настоящее время сотрудниками НИЛ СССТВМ совместно со специалистами ГАО НАНУ выполняют работы по вводу системы в опытную эксплуатацию. В ближайшей перспективе предполагается расширить сеть референцных перманентных ГНСС станций путем присоединения к существующей сети IGS/EPN станций в г. Полтава (POLV) и в г. Харьков (KHAR, SURE), а также развернуть новые станций в г. Сумы и г. Новгород- Северский (Черниговской обл.), что дает возможность покрыть ~20 % территории Украины. Дальнейшее усовершенствование характеристик и функциональных возможностей информационно-измерительной системы предполагается выполнить путем разработки и внедрение альтернативного, более эффективного подхода для решения задач точного сетевого позиционирования, основанного на централизованной совместной обработке наблюдений групп потребителей. В настоящее время также ведется разработка альтернативного, нового подхода к решению задач сетевого позиционирования сантиметровой точности, основанного на централизованной «кооперативной» оптимизированной оценке и точном моделировании медленноменяющихся погрешностей с использованием ГНСС наблюдений референцных станций сети и наблюдений потребителей. Данный подход позволяет преодолеть принципиальное информационное ограничение существующих зарубежных VRS/FKP и MAX/i-MAX технологий, когда дифференциальное позиционирование каждый потребитель выполняет сам, используя коррекции, сформированные только сетью базовых станций.

3. Текущие и перспективные исследовательские работы НИЛ СССТВМ

В настоящее время выполняются и запланированы разработки НИЛ (самостоятельно и в кооперации с другими организациями Украины) по следующим направлениям:

- совершенствование ПАО OCTAVA в части расширения функциональных возможностей комплекса, реализации многосистемного режима обработки наблюдений (GPS, GLONASS, Galileo, Compas/Beidou), автоматизации обработки, непрерывного функционирования ПАО в составе ИИС и других сетевых дифференциальных систем точного позиционирования;

- участие в выполнении исследований ГАО НАНУ и ОАО «АО НИИРИ» в рамках проекта «EGNOS Extension to Eastern Europe» программы FP7-GALILEO-2008-GSA-1/GALILEO.-2008.4.3.4 EGNOS SERVICE EXTENSION (Collaborative Project) в 2010 - 2011 гг.; проект предполагает проведение экспериментальных работ и оценку качества навигационного обеспечения EGNOS на территории Украины с использованием технологии magicSBAS компании GMV S.A. (Испания); это позволит в дальнейшем обоснованно решить вопрос о развертывании в Украине элементов системы EGNOS;

- создание и усовершенствование методов и процедур надежного разрешения неоднозначности фазовых наблюдений и на этой основе достижения субдециметрового/сантиметро-

вого уровня точности позиционирования статических и кинематических объектов на сверхдлинных базовых линиях ~1000 *км* и более;

- совершенствование методов моделирования и последующего учета ионосферных и тропосферных погрешностей спутниковых наблюдений;

- реализация и внедрение новых альтернативных, более эффективных технологий решения задач сетевого позиционирования на основе принципов теории зональных коррекций спутниковых наблюдений и принципов совместной ("кооперативной") обработки ГНСС наблюдений сетей референцных станций и всех потребителей в зоне обслуживания.

Полученный опыт и наработки в области обработки ГНСС наблюдений позволили также начать разработку ПАО высокоточных определений параметров движения высокодинамичных объектов, включая низкоорбитальные космические аппараты, микроспутники с установленной ГНСС аппаратурой на борту. В частности, запланированы работы по созданию бортовой GPS подсистемы координатно-временного обеспечения (КВО) микроспутника в рамках проекта "Университетский микроспутник" (координатор и головная организация им. А.М. Макарова, г. Днепропетровск) в кооперации с ведущими университетами Украины.

4. Сотрудничество

Кафедра основ радиотехники ХНУРЭ активно сотрудничает в области технологий точного позиционирования с Главной астрономической обсерваторией НАН Украины (ГАО НАНУ), Национальным авиационным университетом (НАУ, г. Киев), ГП "Оризон-Навигация" (г. Смела Черкасской обл.), Национальным научным центром "Институт метрологии" (г. Харьков), ОАО "АО НИИРИ" (г. Харьков), ООО "Европромсервис" (г. Харьков). Приняты соответствующие решения и положено начало перспективного сотрудничества с Национальным центром аэрокосмического образования молодежи им. А.М. Макарова (НЦАОМ) и университетами Украины – участниками проекта "Университетский микроспутник".

Список литературы: 1. *Українська* мережа станцій космічної геодезії та геодинаміки (Укргеокосмомережа) / Національна академія наук України, Головна астрономічна обсерваторія. Упорядники та наукові редактори: Я.С. Яцків, О.В. Болотіна, С.Л. Болотін, М.М. Медведський, О.О. Хода, О.Є. Вольвач.К.: ВАІТЕ, 2005. С. 62. 2. *Верещак А.П., К.Ф. Волох, Малафеев Е.Е., Махонин Е.И., Нестерович А.Г., Лукьянов А.М.* Система космического навигационно-временного обеспечения Украины и ее место среди европейских сетей мониторинга ГНСС // Сб. трудов 2-го Международного радиоэлектронный Форума (МРФ-2005) «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития». Международная конференция по системам локации и навигации (МКЛСН-2005), г. Харьков, ХНУРЭ, 19-23 сентября, 2005. Т 2. С. 44-53. 3. *Жаліло О.О., Желанов О.О., Шелковєнков Д.О., Шокало В.М.* Результати експериментальних досліджень реалізації DGPS/RTK режиму супутникового позиціонування з використанням NTRIP- технології // Зб. наукових праць Західного геодезичного товариства УТГК "Сучасні досягнення геодезичної науки та виробництва". 2008. Вип. 1(15). С. 125-132. Львів: Львівська політехніка. 4. *Жалило А.А., Желанов А.А., Шелковенков Д.А., Шокало В.М.* Оценка точности калибровки положения и вариаций фазовых центров приемных GPS/GNSS антенн // Космічна наука і технології. 2008. Т.14, №4. С. 39-52. Київ. 5. *Zhalilo A., Shelkovenkov D.* Features and service performance of multifunctional software toolkit "OCTAVA" for processing and analysis of GPS/GNSS observations, GEOS 2007 Conference Proceedings, Prague, Czech Republic, 1st – 2nd March 2007, pp. 102-110. 6. *Жалило А.А., Шелковенков Д.А.* "OCTAVA": многофункциональный программный инструментарий обработки и анализа GPS/GNSS наблюдений // Тр. XIV-й Санкт-Петербургской междунар. конф.. С. 319-321. 7. *Жалило А.А., Шелковенков Д.А., Шокало В.М.* Достижение дециметровой точности в режиме мультиреференцной дифференциальной навигации с использованием наблюдений перманентных референцных GPS-станций // Радиотехника. 2006. Вып. 145. С. 76-83. 8. *Яцків Я.С., Харченко В.П., Шокало В.М., Терещук О.І., Жаліло О.О., Кондратюк В.М., Лукь'янов О.М, Литвин М.О., Шелковенков Д.О., Куценко О.В., Желанов О.О., Грінченко О.В., Газнюк М.О., Вишнякова Є.В.* Практика створення в Україні інформаційно-вимірювальної GNSS-системи та мережної VRS-технології забезпечення геодезичних і кадастрових зйомок // Наука та інновації. Т. 5, №2. С. 5-22. Київ: Видавничий дім «Академперіодика», 2009.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.01.2010

УДК 621.396.67

В.А. УСИН, д-р техн. наук, В.И. МАРКОВ, С.В. ПОМАЗАНОВ,
А.В. УСИНА, канд. физ.-мат. наук, А.Б. ФИЛОНЕНКО

ОСНОВНЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ БЛИЖНЕЗОННЫХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН. Ч. 2. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ, НАСТРОЙКИ, КАЛИБРОВКИ И КОНТРОЛЯ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ФАР

Введение

В первой части статьи [1] были рассмотрены методы определения параметров антенн в ближней зоне, при этом структура антенны предполагалась произвольной. Повышение требований к техническим характеристикам радиотехнических систем (РТС) обусловило переход к использованию в качестве антенн РТС и систем связи многофункциональных фазированных антенных решеток (МФАР), в частности многоканальных активных и цифровых фазированных антенных решеток (АФАР, ЦАР) с низким уровнем боковых лепестков (УБЛ) и широкоугольном сканировании [2]. Следует отметить, что в настоящее время обычные ФАР с электрическим сканированием практически исчерпали свои технические возможности, поэтому во все перспективные проекты РТС включают АФАР или ЦАР [3].

Традиционные методы измерения диаграмм направленности (ДН) антенн в дальней зоне на открытых антенных полигонах [4 - 7], как отмечено в [8], становятся технически неприемлемыми. Это обусловлено как конструктивными причинами (весогабаритные характеристики, охлаждение и т.д.) и большой длительностью проведения измерений пространственных ДН (либо малой информативностью при измерении только главных сечений), так и значительной погрешностью определения амплитудно-фазовых распределений (АФР) на апертуре, обусловленной влиянием отражений сигналов от окружающих предметов и подстилающей поверхности. Методы определения параметров антенн в ближней зоне свободны от указанных недостатков и обеспечивают высокую технико-экономическую эффективность проведения настройки и приемосдаточных испытаний [9 - 14]. Следует отметить, что проведение испытаний ФАР должно не только обеспечить настройку и подтвердить расчетные характеристики, но и дать возможность выявить наиболее критические компоненты и размеры, определить влияние статистических комбинаций ошибок реализации заданных АФР на интегральные параметры, оценить качество и эффективность функционирования встроенной системы контроля и калибровки (ВСКК). Решение этих задач также ведет к росту объемов измерительных процедур.

При применении методов ближней зоны для проведения настройки АФАР необходимо учитывать следующие факторы: высокий уровень излучаемой мощности в режиме ПЕРЕДАЧА, особенности структуры приемопередающих модулей АФАР, использование интегральной электроники для построения схемы управления лучом (СУЛ) и реализации схем формирования суммарных, разностных, фоновых и компенсационных каналов [2, 3]. Таким образом, комплекс испытаний проводимых с каждым образцом МФАР усложняется, и, в ряде случаев, требуется существенный пересмотр состава измерительного оборудования и методов измерения, адаптация методик выполнения измерений и используемого программного обеспечения с учетом особенностей построения конкретных типов испытуемых МФАР [15 - 17].

В настоящей статье рассмотрены состояние и перспективы развития ближнезонных методов определения характеристик МФАР для проведения настройки, приемо-сдаточных испытаний и контроля технического состояния МФАР в процессе эксплуатации.

1. Методы оценки технического состояния и измерения характеристик ФАР

1.1. Внешние параметры ФАР

К внешним параметрам ФАР относятся характеристики, связанные с электромагнитным полем в свободном пространстве [7, 17 - 19]:

– комплексные векторные ДН и их параметры (ориентация направления главного максимума в пространстве, значения ширины главных лепестков, уровни и координаты боковых лепестков и нулей ДН, уровень фона в передней полусфере, коэффициенты накрытия);

– фоновые и компенсационные ДН;

– поляризационные характеристики;

– энергетические характеристики – энергетический потенциал, коэффициенты направленного действия (КНД), коэффициенты усиления (КУ), коэффициенты использования поверхности (КИП);

– пеленгационные характеристики (ПХ) и их параметры;

– фазочастотные характеристики;

– характеристики электронного сканирования (зависимость параметров ФАР от угла отклонения луча от нормали к апертуре в диапазоне рабочих частот).

Получить достаточно полное и объективное представление о работоспособности ФАР весьма затруднительно в силу ряда причин, из которых можно отметить следующие:

– при проектировании ФАР (даже при использовании пакетов современных математических программ - HFSS, FEKO, AWR Microwave Office, Cst Microwave Studio, ZELAND и др.) сложно аналитически учесть погрешности реализации АФР на апертуре возникающие вследствие взаимной связи излучающих элементов, частотной зависимости и неидентичности комплексных коэффициентов передачи (ККП) приемопередающих модулей (ППМ) антенной решетки;

– значительный объем данных, необходимых для оценки технического состояния и параметров МФАР при электрическом сканировании, в частности, для представления объемных одиночных и многолучевых ДН и пеленгационных характеристик моноимпульсных приемных систем в пространственном секторе углов при широкоугольном сканировании;

– резкое увеличение объема информации за счет числа основных и компенсационных каналов ФАР и специальных АФР на апертуре ФАР, обеспечивающих эффективную работу антенны в различных приемных и передающих режимах (узкие, расширенные, столообразные, косекансные ДН, адаптивное формирование провалов ДН в заданных пространственных секторах и т.д.).

Задачи получения объективных характеристик антенных устройств в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА очень актуальны, а их решение носит комплексный характер и в существенной мере зависит от конструктивных решений антенн и используемой элементной базы [19 - 24].

1.2. Особенности измерения характеристик ФАР

Интегральную оценку технического состояния ФАР принимают по результатам анализа традиционных характеристик: диаграммы направленности, коэффициента усиления и др. Эти характеристики определяются с помощью различных методов [1, 17, 25 - 32]. Однако процесс измерений характеристик АФАР имеет существенные особенности, связанные с тем, что при сканировании характеристики АФАР зависят от установки положения луча в пространстве. Современные антенные решетки являются, как правило, многофункциональными, многоканальными, адаптивными и невзаимными, поэтому требуется определять их характеристики в различных режимах работы для множества положений луча в диапазоне рабочих частот, как для режима ПРИЕМ, так и для режима ПЕРЕДАЧА, что резко увеличивает объем измерений.

При проведении настройки ФАР необходимо определить фазовые и амплитудные поправки, которые зависят от положения луча в пространстве и частоты (в отличие от параметров зеркальных антенн и антенн с механическим сканированием) и нормирующие коэффициенты для встроенной системы контроля, что существенно увеличивает время проведения испытаний. Количество возможных реализаций ДН (порядка $10^5 \div 10^{10}$ ДН) зависит от числа каналов, вида лучей (узкий, широкий, косеканс и т.д.), количества положений луча в пространстве (в зависимости от ширины луча и сектора обзора), числа рабочих частот, режимов работы, адаптации к собственному техническому состоянию и помеховой обстановке.

Проведение измерений в полном объеме стало практически нереальным, да и нецелесообразным. Для получения достоверной оценки параметров ФАР в автоматизированных измерительных комплексах (АИК) стал использоваться статистический подход к минимизации объема измерений с комплексным применением коммутационного метода [7, 25 - 28]. Были разработаны методики, позволяющие радикально сократить объем измерений при испытаниях ФАР обеспечении требуемой статистической достоверности определения характеристик.

Основными тенденциями развития методов настройки и измерения параметров ФАР можно считать:

– повышение точности определения внешних параметров ФАР за счет внедрения амплитудных методов с реконструкцией фазы, комбинированных и динамических методов измерения, контроля и калибровки ФАР [33-37];

– проведение измерений АФР с использованием прецизионных анализаторов цепей в широкой полосе частот в одном цикле измерений методом смещенных матриц [27, 28];

– применение зондов с обработкой сигналов (пространственно разнесенные многозондовые системы, многоэлементные коммутируемые зонды, протяженные и дифференциальные зонды) для увеличения информативности и точности при уменьшении времени проведения измерений [38];

– повышение точности контроля технического состояния ППМ, расчета АФР и параметров ФАР в целом за счет измерения и алгоритмической компенсации ошибок позиционирования зонда, искажений в СВЧ тракте, систематических и случайных ошибок, вносимых измерительной аппаратурой.

1.3. Статистический подход к измерению параметров ФАР

Метод выборочных измерений характеристик направленности ФАР основан на методах статистической теории антенн и заключается в определении средних значений характеристик и пределов возможных их изменений для множества положений луча в секторе сканирования по результатам измерения ограниченного числа ДН. Статистические характеристики диаграммы направленности ФАР в секторе сканирования зависят от структуры антенны, дискретности фазирования, случайных ошибок реализации дискретных состояний, разброса потерь в каналах решетки и различий в форме ДН отдельных излучателей. ДН ФАР предлагается рассматривать как случайные функции, а усредненную по ансамблю элементов решетки суммарную ДН ФАР представить в виде суммы детерминированной и случайной (фоновой) составляющих [7, 39].

Детерминированные составляющие ДН (и других характеристик антенны) совпадают с их средними значениями, а пределы возможных изменений определяются средним уровнем фоновой составляющей. Задачей выборочных измерений является определение этого уровня, оценки средних значений ДН ФАР и определение необходимого объема контрольных измерений для оценки технического состояния ФАР. Рекомендации по формированию выборок независимых значений ДН в области главного лепестка, первых боковых лепестков и в области дальних лепестков, которые необходимы для определения указанных среднего уровня фоновой составляющей и средних значений ДН, можно найти в работе [7].

Определив детерминированную составляющую ДН, вычисляют "неискаженные" значения ширины главного лепестка, крутизны разностных диаграмм в равносигнальном направлении, уровни первых боковых лепестков, соответствующие неотклоненному лучу и пределы изменений перечисленных характеристик направленности в секторе сканирования луча ФАР.

Значения КУ и коэффициента эллиптичности также необходимо определять для различных положений луча. При этом объем измерений также можно существенно уменьшить, если учесть, что для определения пределов изменения этих параметров в секторе сканирования достаточно измерить их значения лишь для отдельных плоскостей сканирования, в которых они достигают максимального и минимального значений. Например, для решеток с размещением излучателей в узлах квадратной и треугольной сеток КУ достигает указанных значе-

ний в тех плоскостях сканирования, по отношению к которым решетки имеют соответственно наибольший и наименьший периоды.

Для аттестации точности установки луча ФАР во всем секторе сканирования по ограниченным фрагментам измеренных АФР, необходимо разделить измеренные погрешности установки луча на случайную и систематическую составляющие и по виду систематической составляющей определить причины ее появления. После этого, по ограниченной выборке характеристики случайной составляющей и функциональной зависимости систематической составляющей от угла отклонения луча, можно прогнозировать точность установки луча в секторе сканирования. Анализ слагаемых систематической составляющей погрешности позволяет достоверно определить точность установки луча в секторе сканирования по ограниченной выборке измеренных значений ДН и контролировать качество изготовления и настройки ФАР.

2. Настройка ФАР

Для проведения настройки АФАР используются амплифазометрический и коммутационный методы [9, 25, 41, 42].

При разработке методик проведения настройки и испытаний АФАР для получения достоверной оценки технических характеристик был проанализирован многолетний опыт проведения антенных измерений и осуществлен практический подход с выделением ключевых характеристик подлежащих контролю и полной автоматизации процесса измерений. Такой подход к оценке ТХ включает в себя:

– максимально полную оценку технического состояния элементов входящих в состав ППМ: аттенюаторов, фазовращателей (ФВ), смесителей и других элементов АФАР для режимов ПЕРЕДАЧА и ПРИЕМ;

– выявление неисправностей и технологических дефектов в каналах АФАР, а также взаимного влияния излучающих элементов коммутационным методом;

– проведение математического моделирования (с использованием математической модели АФАР и данных, полученных при контроле и измерениях) с нахождением и последующим подтверждением ожидаемых статистических характеристик;

– проведение настройки АФР в полном пространственном секторе углов, расчет и внесение необходимых фазовых и амплитудных поправок для пространственных угловых секторов на которые разбит полный сектор с учетом ограничений по возможности управления и юстировки для всех ППМ АФАР;

– повторную оценку технического состояния ППМ АФАР и их элементов (выявление зависимости от режима работы, охлаждения и т.д.) с помощью поэлементного контроля;

– статистическую обработку полученных данных и определение объема выборки АФР достаточной для достоверной оценки параметров АФАР;

– выборочное измерение характеристик АФАР, накопление результатов в базе данных, статистическая обработка и заключение о соответствии АФАР техническим требованиям.

Заводскую настройку АФАР целесообразно начинать с контроля технического состояния (КТС) включающего в себя [28, 40, 41]: контроль прохождения сигналов управления; тесты каналов управления СУЛ с помощью обратной связи (запись/чтение управляющих сигналов); выявления технологических дефектов сборки АФАР; измерение комплексных коэффициентов передачи ППМ на СВЧ сигнале, определение реальных фазовых сдвигов и вносимых потерь приемопередающими модулями при переключении состояний ФВ и аттенюаторов.

При проведении КТС АФАР необходимо провести оценку стабильности работы СУЛ (оценить разброс параметров ФВ при многократных переключениях состояний) и сравнить характеристики ФВ и аттенюаторов полученные на специализированном стенде при проведении индивидуальной проверки и подборе оптимальных кодовых комбинаций с данными контроля ККП ППМ (в режимах прием/передача) [41].

Основными методами настройки и определения характеристик АФАР являются методы ближней зоны (амплифазометрические, амплитудные с реконструкцией фазы, комбиниро-

ванные, динамические и коммутационные) [9 - 14, 33-37, 41, 42], которые в настоящее время считаются наиболее перспективными и основаны на измерении распределения ближнего поля антенны на определенной измерительной поверхности [11]. АФР ближнего поля антенны на измерительной поверхности (планарной, цилиндрической, сферической, плоско-полярной, биполярной) может быть измерено как путем механического сканирования измерительным зондом или многозондовой системой, так и модуляционным методом (за счет рассеивания излучаемого антенной поля одиночным перемещаемым отражателем или решеткой зондов) [9, 38]. АФР на апертуре АФАР можно определить методом переключений (коммутационным), модуляционным, динамическим методами или их сочетанием с использованием различных способов ввода контрольного сигнала [28, 41, 42].

Метод определения характеристик АФАР по измерениям поля в ближней зоне включает в себя следующие операции: измерение АФР, коррекцию измеренных данных, расчет АФР на апертуре и последующий расчет параметров антенны. Измерения проводятся автоматизированным измерительным комплексом, как правило, в безэховой экранированной камере (БЭК). В режиме ПРИЕМ используется технология проведения настройки и измерений параметров АФАР отработанная при настройке ФАР [9, 43].

В состав стенда для калибровки АФАР методом ближнего поля, должна входить специализированная измерительная аппаратура, адаптированная к техническим решениям аппаратурной реализации испытуемой АФАР, и аппаратура встроенной системы контроля и калибровки (ВСКК), которая используется для проведения калибровки АФАР в процессе эксплуатации. В программе управления режимами работы АФАР должен быть предусмотрен режим КАЛИБРОВКА.

На рис.1, *а* представлено окно программы настройки волноводно-щелевой АФАР. Программа рассчитывает фазовые поправки и ДН, которая выводится в виде графика в окне программы. Программа настройки хранит предыдущие фазовые поправки для того, чтобы можно было вернуться к предыдущему состоянию, если новые поправки окажутся хуже предыдущих.

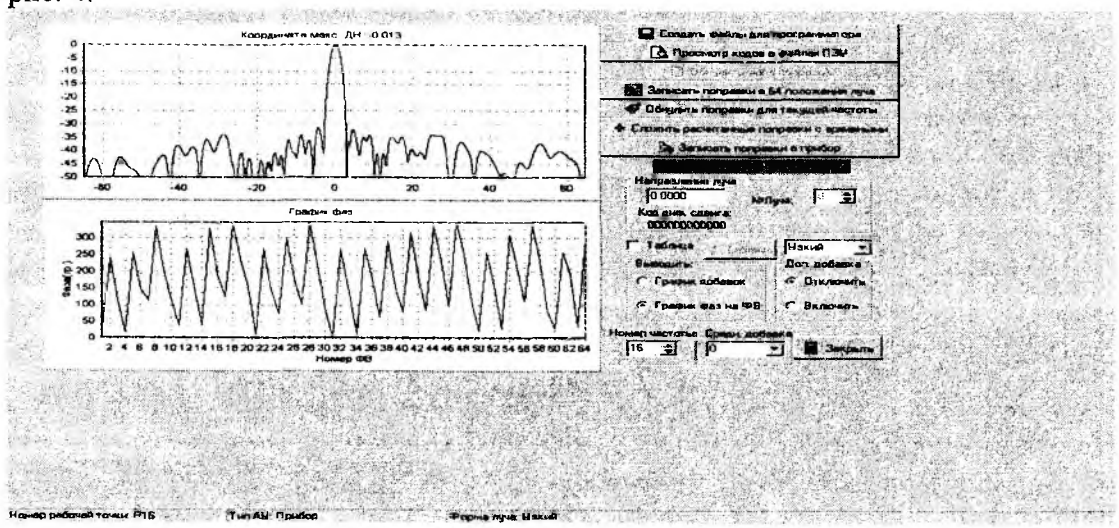
Процесс настройки является итерационным, поскольку каждое новое состояние фазовращателей может нелинейно влиять на общую результирующую ДН.

Программа позволяет вместо прогнозируемой ДН просмотреть на дисплее таблицу кодовых комбинаций для устройства управления ФВ и коды фаз в десятичной, двоичной и шестнадцатеричной системе. Пример окна с таблицей кодовых комбинаций приведен на рис. 1, *б*.

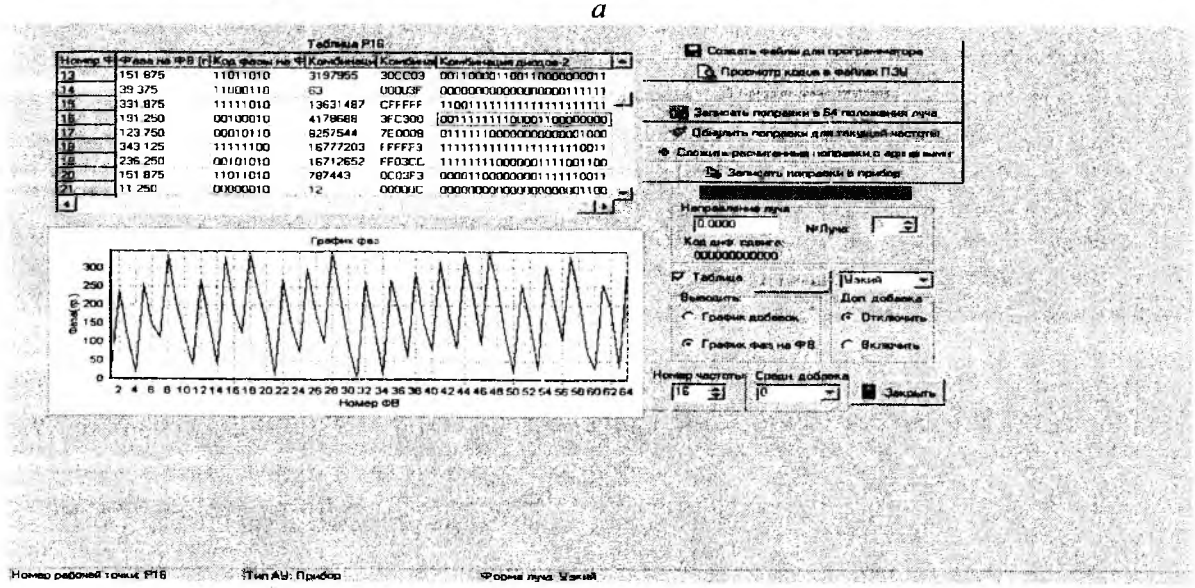
В режиме ПЕРЕДАЧА технология проведения настройки и измерений параметров АФАР имеет свои особенности, в частности, обусловленные требованиями безопасности. Для измерений АФР на апертуре АФАР нашли применение «метод перемещающегося пятна» рис. 2 и «техника наложения» рис. 3 [44, 45]. В отличие от измерения диаграмм направленности в режиме ПРИЕМ, когда группа или все ППМ АФАР включены с соответствующим амплитудным и фазовым распределением, при измерении параметров или калибровке АФАР в режиме ПЕРЕДАЧА в каждый момент времени включён только калибруемый или измеряемый ППМ. Измерения производятся при последовательной установке зонда против каждого из модулей, пока не будут получены калибровочные данные по всей АФАР.

При проведении настройки АФАР необходимо оценить зависимость амплитудно-фазово-го распределения токов на апертуре от влияния взаимной связи излучателей (ВСИ) и зависимости диаграмм направленности излучателей решетки от их координат в апертуре антенны при широкоугольном сканировании. На практике это проявляется в том, что АФР токов возбуждения решетки отличается от желаемого (полученного при синтезе) для каждого из направлений фазирования антенны. Для алгоритмической компенсации этих отличий при проведении настройки необходимо измерить параметры суммарной ДН АФАР для ряда угловых направлений на каждой из рабочих частот и, соответственно, рассчитать поправки для коррекции АФР на апертуре. Если такой компенсацией пренебречь, то может оказаться, что стремление увеличить точность функционирования АФАР за счет повышения требований к параметрам ее элементной базы (включая фазовращатели и аттенюаторы) не приведет к же лаемому ре-

зультату, так как ошибки фазирования, искажающие АФР на апертуре за счет ВСИ и отличий ДН излучателей, останутся на прежнем уровне. Поэтому требование обеспечения точности фазирования АФАР при широкоугольном сканировании учитывающие влияние ВСИ и ДН излучателей может привести к необходимости разбивки полного сектора сканирования на ряд секторов и введения для них различных фазовых поправок (ФП) [25]. Пример одномерного сечения ДН для отклоненного луча до и после дополнительной подстройки приведен на рис. 4.



а



б

Рис. 1

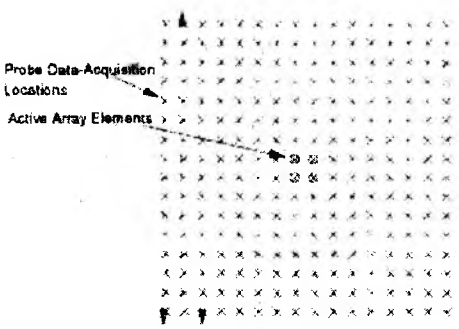


Рис. 2

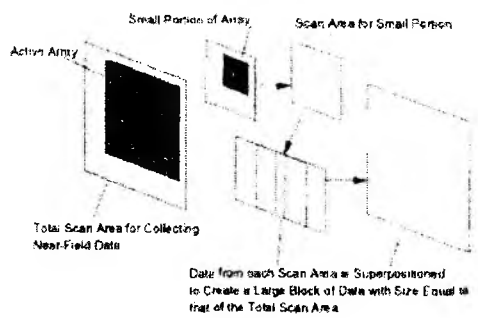


Рис. 3

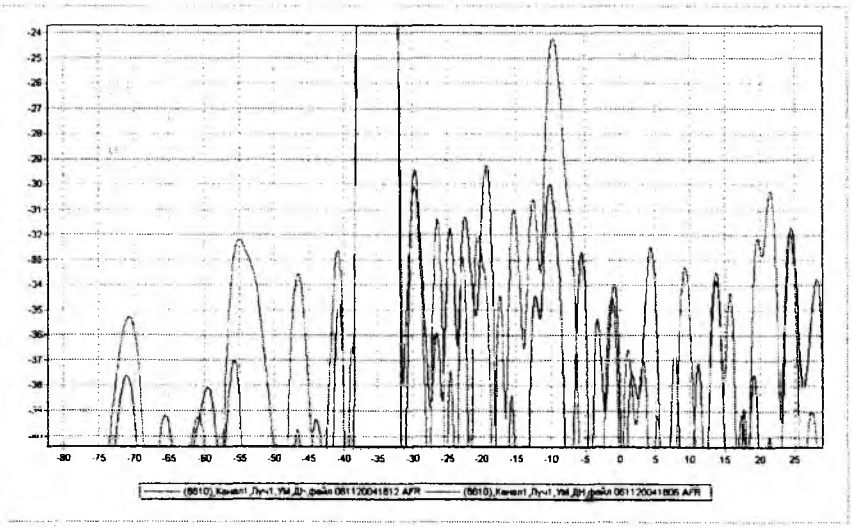
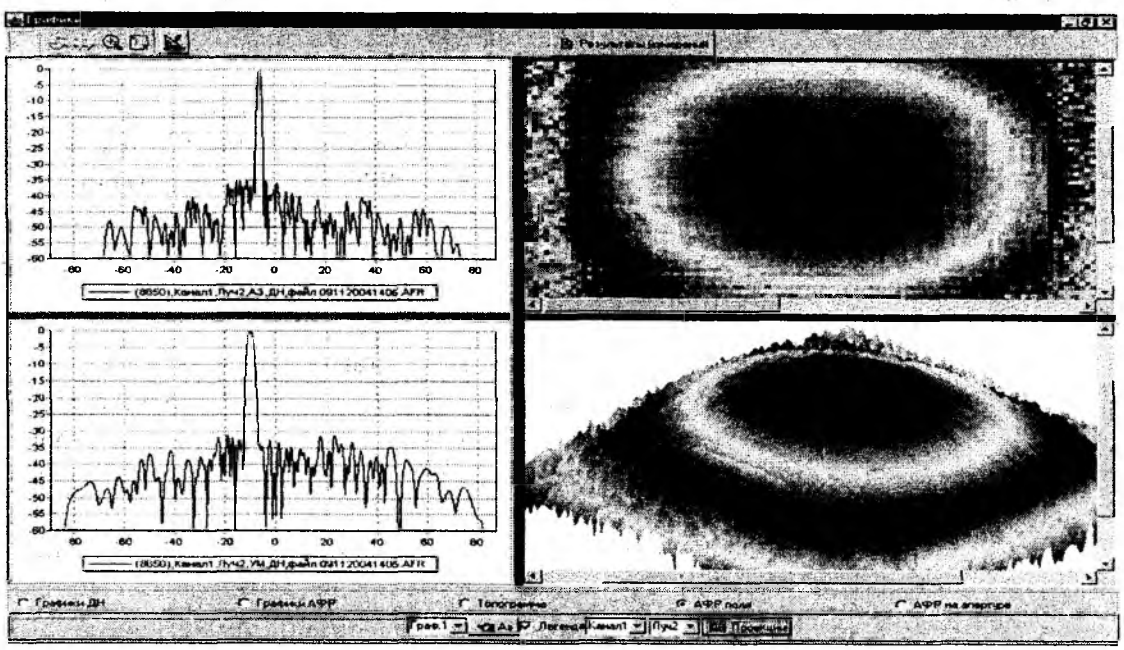


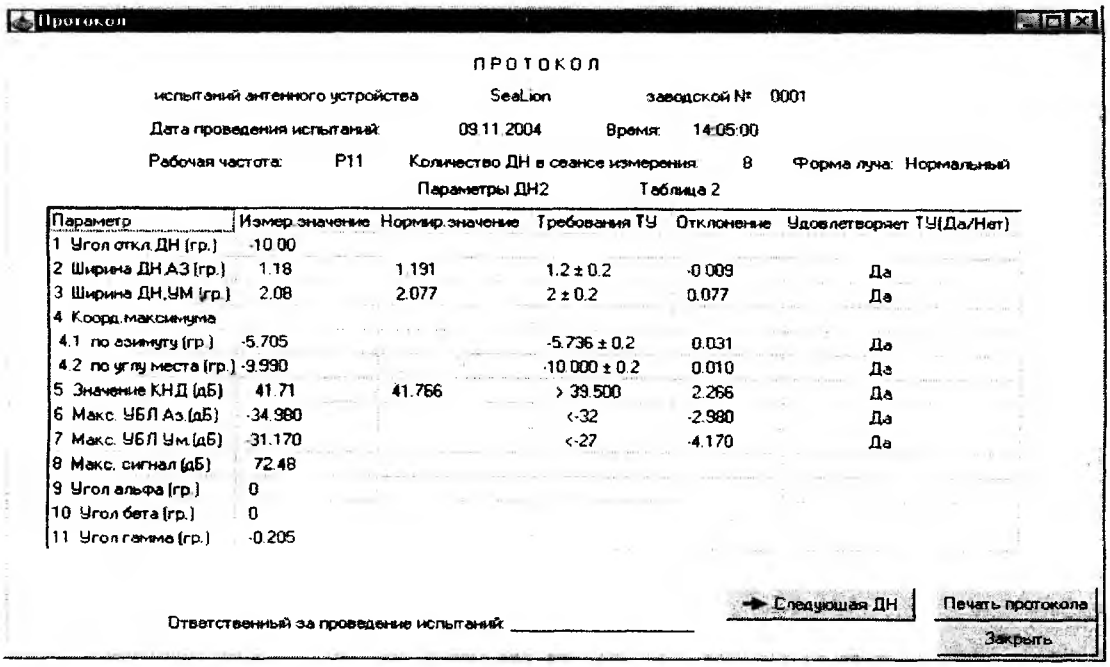
Рис. 4

После проведения настройки проводятся контрольные измерения параметров АФАР. Так, на рис. 5. изображены азимутальное сечение ДН (рис. 5, *а*), угломестное (рис. 5, *б*), топология АР ближнего поля антенны (рис. 5, *в*) и пространственное распределение амплитуды. Пример протокола, фиксирующего результаты испытаний, приведен на рис. 6.



а, б *в, г*

Рис. 5



Протокол

ПРОТОКОЛ

испытаний антенного устройства SeaLion заводской № 0001

Дата проведения испытаний: 09.11.2004 Время: 14:05:00

Рабочая частота: P11 Количество ДН в сеансе измерения: 8 Форма луча: Нормальный

Параметры ДН2 Таблица 2

Параметр	Измер.значение	Нормир.значение	Требования ТУ	Отклонение	Удовлетворяет ТУ(Да/Нет)
1 Угол откл.ДН (гр.)	-10.00				
2 Ширина ДН,АЗ (гр.)	1.18	1.191	1.2 ± 0.2	-0.009	Да
3 Ширина ДН,УМ (гр.)	2.08	2.077	2 ± 0.2	0.077	Да
4 Коорд.максимума					
4.1 по азимуту (гр.)	-5.705		-5.736 ± 0.2	0.031	Да
4.2 по углу места (гр.)	-9.990		-10.000 ± 0.2	0.010	Да
5 Значение КНД (дБ)	41.71	41.766	> 39.500	2.266	Да
6 Макс. УБЛ Аз.(дБ)	-34.980		<-32	-2.980	Да
7 Макс. УБЛ Ум.(дБ)	-31.170		<-27	-4.170	Да
8 Макс. сигнал (дБ)	72.48				
9 Угол альфа (гр.)	0				
10 Угол бета (гр.)	0				
11 Угол гамма (гр.)	-0.205				

Следующая ДН Печать протокола

Ответственный за проведение испытаний: _____

Закрыть

Рис. 6

3. Методы контроля характеристик ФАР

Современные МФАР включают в себя пассивные и активные электронные устройства (фазовращатели, СВЧ-переключатели, вентили, малошумящие усилители в приемных и мощные усилители в передающих каналах, преобразователи частоты и т.д.), частотно-зависимые СВЧ-тракты, схемы формирования ДН и специализированные вычислительные устройства. Повышение технических требований к параметрам АФАР в части снижения уровня боковых лепестков до значений минус 35-50 *дБ*, точности пространственной установки луча и увеличению излучаемой мощности, приводит к увеличению количества приемопередающих модулей, входящих в состав АФАР, и обострению проблем, связанных с настройкой и проведением калибровок таких систем.

Отказы ППМ и постепенное изменение параметров вследствие старения элементов, изменения температурного режима и напряжения источников питания приводят к деградации технических характеристик АФАР (росту УБЛ, падению коэффициента усиления и снижению точности установки положения луча в пространстве). Степень ухудшения параметров зависит от технологии изготовления ППМ и элементов СВЧ-трактов, их температурной стабильности, числа отказавших ППМ, типов отказов и их расположения в апертуре АФАР [2, 15 - 19].

С целью своевременного обнаружения и устранения возникающих изменений и неисправностей или компенсации их влияния на ДН в процессе эксплуатации необходимо периодически проводить КТС калибровку АФР. Сложность решения этой задачи при размещении АФАР на объекте обуславливается отсутствием возможности проведения прямых измерений ККП ППМ [41].

Появление надежных, экономичных и малогабаритных вычислительных средств (DSP, FPGA, PLIS) позволило изменить подход к решению всего комплекса вопросов контроля и поддержания параметров АФАР в течение периода эксплуатации. Вместо предъявления чрезмерно жестких требований к частотной и температурной стабильности и идентичности параметров ППМ для своевременного обнаружения и компенсации возникающих отклонений целесообразно оперативно проводить регулярную калибровку амплитудно-фазовых распределений на апертуре и КТС ППМ для определения амплитудных и фазовых поправок, обеспечивая адаптивную подстройку параметров АФР к возникающим изменениям [46 - 48].

Встроенная система калибровки и контроля. Встроенная система калибровки и контроля (ВСКК) должна обеспечивать требуемые характеристики АФАР как в режиме прием, так и в режиме передача. Это обусловлено тем, что комплексные коэффициенты передачи ППМ и соответствующие АФР на апертуре в различных режимах работы могут отличаться и при калибровке необходимо определить индивидуальные фазовые и амплитудные поправки.

Существенной и важной информацией, которая может быть использована при контроле параметров АФАР, являются априорные сведения о геометрии решетки, типе и направленных свойствах излучателей, устройстве приемопередающих модулей и т.д. Использование такой информации позволяет повысить эффективность, полноту и достоверность контроля [41 - 43].

Основными проблемами при разработке ВСКК являются:

- выбор способа ввода калибровочного сигнала;
- выбор метода выделения сигнала отдельного ППМ;
- выбор алгоритма вычисления амплитуды и фазы сигнала калибруемого ППМ;
- выбор алгоритма расчета и ввода поправок при автоподстройке ККП ППМ.

Ввод калибровочного сигнала. Для обеспечения калибровки АФР на апертуре АФАР наиболее широко применяются следующие способы ввода калибровочного сигнала (КС):

- облучение апертуры и прием сигналов от излучающих элементов АФАР с помощью внешних контрольных излучателей (КИ) [49 - 51];
- ввод контрольного сигнала с помощью направленных ответвителей (НО) или специальных линий передачи [52 - 54];
- последовательное измерение взаимных связей в АФАР между соседними излучателями [55 - 58];
- ведение специальных пассивных каналов в апертуру АФАР [15, 16].

В ряде ВСКК используется ввод КС с помощью направленных ответвителей. Отсутствие активных элементов в системе разводки КС обеспечивает относительную стабильность КС и хорошую точность калибровки (слабая подверженность влиянию температуры и старения). Количество дополнительных элементов для реализации ВСКК данного типа незначительно, но, тем не менее, конструкция антенны усложняется.

Более перспективным, с точки зрения стоимости и простоты реализации, является проведение КТС и калибровки АФАР по сигналу от вынесенного неподвижного калибровочного излучателя. Размещение в ближней зоне излучения жестко зафиксированных КИ для ввода КС дает возможность исключить затенение апертуры и обеспечить возможность проведения калибровки и КТС АФАР в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА. Рациональный выбор размещения КИ позволяет (за счет некогерентного суммирования сигналов на выходе суммарного канала от всех ППМ) уменьшить уровень поступающего на вход измерительной схемы сигнала от неконтролируемых каналов и снизить погрешности определения параметров калибруемого ППМ [49, 51, 59].

На практике нашли применение различные конструктивные варианты размещения внешних калибровочных излучателей. Например, в РЛС THAAD (Raytheon, USA) используются шесть рупоров, сосредоточенных по периметру апертуры АФАР, а в РЛС SAMPSON, четыре излучателя, размещенные под обтекателем.

Недостатком использования внешнего расположения рупоров, при низкой их установке и больших размерах апертуры может являться сильная неравномерность засветки апертуры (большой динамический диапазон измеряемых сигналов) и, соответственно, малое отношение сигнал/шум при измерении коэффициента связи с удаленными элементами решётки.

Режимы КАЛИБРОВКА и КОНТРОЛЬ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ в АФАР. Для поддержания технических параметров АФАР при эксплуатации на объекте используются два режима с разными задачами и трудоемкостью выполнения:

– Режим ***КОНТРОЛЬ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ*** АФАР (полный или сокращенный);

– Режим КАЛИБРОВКА по полной и/или сокращенной программе.

КОНТРОЛЬ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ АФАР производится в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА. КТС может проводиться только на одной рабочей частоте. Задачами КТС являются:

1. *Контроль параметров ППМ на уровне элементов:*

— измерение массивов амплитуд и вносимых фазовых сдвигов регулируемых фазовращателями (ФВ) и аттенюаторами (Атт) для каждого элемента ППМ методом коммутации фазы (амплитуды) для всех состояний ФВ и Атт на заданной рабочей частоте;

— накопление данных измерений в устройстве контроля;

— обработка измеренных данных и оценка технического состояния элементов ППМ.

2. *Поиск и обнаружение неисправностей:*

— измерение амплитуды и фазы каждого элемента АФАР методом коммутации фазы и амплитуды для всех состояний ФВ и Атт на заданной частоте;

— сравнение массивов полученных параметров ФВ и Атт с эталонными (ранее измеренными или справочными по партии);

— сравнение ККП ППМ, полученных при калибровке, с данными измерений полученными при проведении настройки;

— сравнение распределений амплитуд и фаз на апертуре антенны с эталонными АФР (ранее измеренными при настройке);

— проверка отработки заданных поправок к АФР;

— поиск отказов и их классификация;

— локализация неисправностей до уровня типового элемента замены.

КАЛИБРОВКА АФАР производится в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА на всех рабочих частотах или на заданной группе рабочих частот. Задачами КАЛИБРОВКИ являются:

1. *Оценка работоспособности АФАР на системном уровне:*

— восстановление АФР на апертуре по данным измерений ККП между излучателями АФАР и контрольными излучателями с использованием нормирующих коэффициентов, полученных при заводской настройке;

— восстановление ДН АФАР;

— оценка КНД, КУ;

— оценка уровней и положений боковых лепестков и нулей ДН.

2. *Автоподстройка ККП ППМ, вызванных изменением температуры, старением и др. факторами в случае выхода параметров за пределы допусков*:

– расчет новых поправок (фазовых и амплитудных) с учетом полученной информации о реальных ККПК определенных по контрольным сигналам.

3. *Коррекция отказов и неисправностей:*

— проведение измерений ККП ППМ;

— при обнаружении отказов выдача запроса на запуск программы корректировки и расчет АФР с учетом полученной информации о реальном АФР, типах и месте отказов элементов;

— расчет новых фазовых поправок АФР на апертуре;

— расчет параметров АФАР (возможен итерационный процесс подстройки).

КТС и калибровка ППМ АФАР могут проводиться в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА как при «нулевом» состоянии окружения излучающего элемента (ИЭ) АФАР (луч, установленный по нормали к апертуре), так и при луче, отклоненном в заданное положение (при проведении калибровки по секторам).

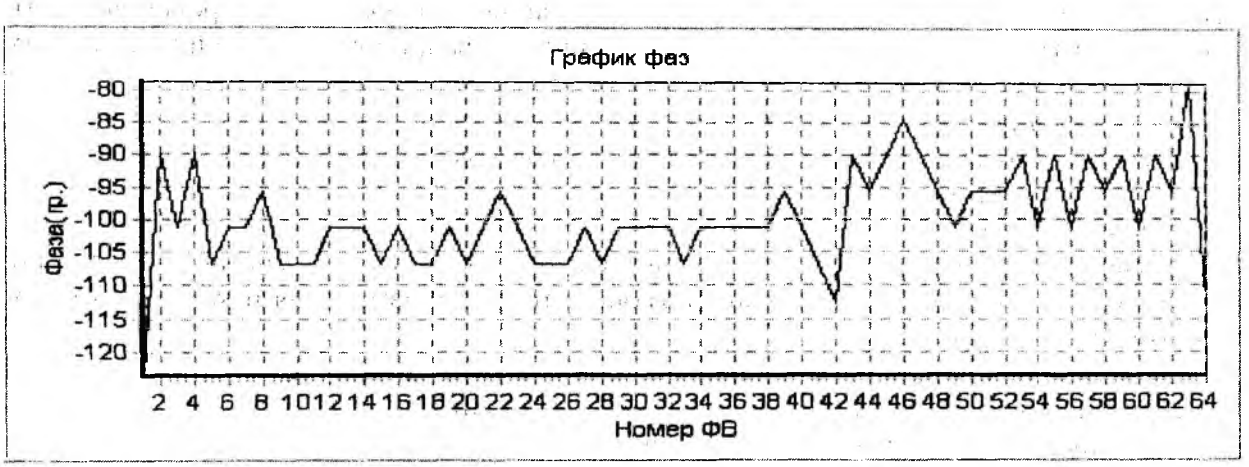
Особенности режимов КТС и КАЛИБРОВКА

Цель режима КТС – выявить отказавшие элементы, определить тип и место отказа, оценить техническое состояние ППМ для принятия решения о его замене. В режиме КТС проверяется прохождение команд и отработка заданных кодов аттенюаторами и фазовращателями ППМ АФАР на заданной рабочей частоте.

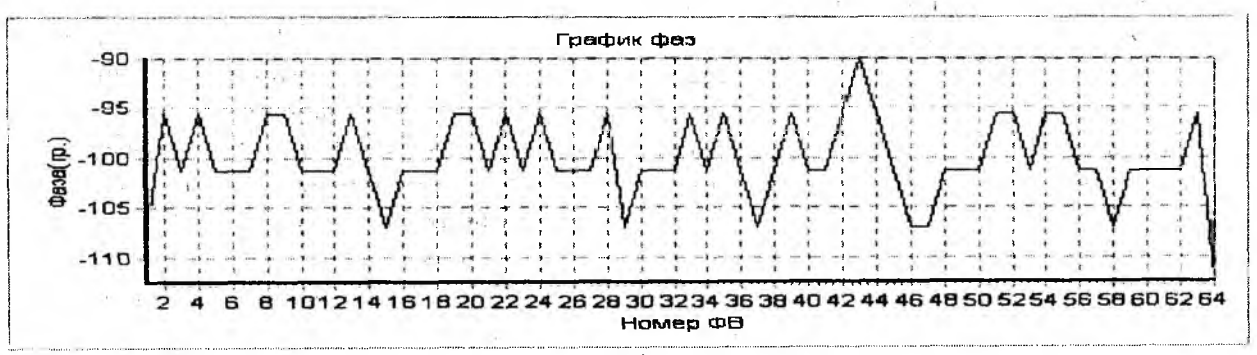
В режиме КАЛИБРОВКА оценивается техническое состояние АФАР в целом (на уровне системы), проводится измерение ККП ППМ, рассчитывается АФР на апертуре на всех рабочих частотах, определяются поправки к АФР и принимается решение о замещении используемых фазовых добавок $\Delta\varphi(m)$, полученных при настройке АФАР на заводе-изготовителе на добавки, рассчитанные по результатам калибровки. Точность настойки АФАР с помощью процедуры калибровки практически ограничивается ошибками отработки заданных поправок элементами ППМ (фазовращателями и аттенюаторами) и взаимной связью излучателей. Примеры реальных фазовых распределений на апертуре до и после проведения калибровки приведены на рисунках 7, *а*, *б*.

Определение нормирующих коэффициентов для встроенной системы контроля и калибровки. Определение нормирующих коэффициентов (НК) проводится после настройки антенны на автоматизированном измерительном комплексе ближней зоны. При использовании ввода КС с помощью внешних калибровочных излучателей (ВКИ) необходимо провести измерение комплексных коэффициентов передачи между измерительным зондом стенда и всеми ППМ АФАР (для различных состояний фазовращателей и аттенюаторов ППМ) и аналогичные измерения ККП между ВКИ и каналами ППМ АФАР в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА. Калибровочные сигналы проходят через все соответствующие данному режиму аппаратурные компоненты ППМ АФАР и поступают в устройство контроля (УК) АФР, где производится выделение сигнала калибруемого канала из принятого суммарного сигнала и определение ККП для каждого из каналов ППМ в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА.

Определение амплитуды и фазы для каждого состояния фазовращателя и аттенюатора ППМ (при выключенных остальных модулях) проводятся путем последовательного позиционирования измерительного зонда перед каждым излучателем ППМ.



а



б

Рис. 7

Калибровочный фактор C (фазовая поправка) определяется по результатам обработки измеренных данных. Данные измерений величин вносимых фазовых сдвигов при переключении состояний ФВ обрабатываются с использованием метода наименьших квадратов (линейным регрессионным методом, процедурой) для получения наилучшего соответствия следующему уравнению:

$$C = \theta_{изм} - n(\Delta\varphi), \qquad n = 2^p,$$

где p – число разрядов фазовращателя.

АФАР может калиброваться на всех рабочих частотах или на нескольких частотах (распределенных по диапазону частот) в режимах ПРИЕМ и ПЕРЕДАЧА.

Полученные результаты заносятся в таблицу калибровочных поправок. При работе из таблицы поправок выбирается поправка на частоте, наиболее близкой к рабочей [60].

По результатам измерений ККП проводится расчет нормирующих коэффициентов (НК), которые связывают ККП каналов при облучении плоской волной (измерительный зонд – ППМ АФАР) с ККП контролируемого канала при использовании КС от ВКИ (ВКИ – ППМ АФАР). Полученные НК являются калибровочным стандартом (эталонными) для данной АФАР и обеспечивают проведение калибровки для поддержки параметров АФАР на заданном уровне. В процессе эксплуатации должны производиться регулярные калибровки АФАР и, в случае выявления отклонений АФР, в постоянное запоминающее устройство антенны вводятся рассчитанные корректирующие поправки по амплитуде и фазе. Одновременно производятся КТС и диагностирование отказов, а после замены неисправных узлов повторная калибровка АФАР.

Общее управление процессом калибровки и контроля антенны осуществляют устройство контроля АФР (по получению разрешения на проведение калибровки от пульта оператора изделия).

Выдача результатов анализа технического состояния, контроля и калибровки антенны в центральную ЭВМ осуществляется по штатным линиям межприборных связей в промежутки времени, свободные от передачи рабочей информации.

Точность калибровки

Погрешности функционирования устройства калибровки АФР включают в себя:

- погрешность формирования эталонного сигнала;
- погрешность определения ККП ППМ;
- погрешность расчета и ввода добавок (погрешность реализации расчетного ККП ППМ).

К числу основных факторов, ограничивающих точность измерения и калибровки параметров АФАР относятся:

- взаимовлияние излучающих элементов;
- паразитные связи через ППМ в выключенном состоянии;
- погрешности рассогласования в СВЧ трактах АФАР;
- методические погрешности определения ККП ППМ;
- погрешности калибровки ККП ППМ и определения НК в стендовом зале.

Методические погрешности получаемых оценок значений ККП ППМ обусловлены приближениями, принятыми в математических моделях АФАР и функционировании фазовращателей и аттенюаторов. В модели АФАР поле излучения представляется в виде суперпозиции полей излучения приемопередающих модулей АФАР, комплексные коэффициенты передачи которых независимо управляются ФВ в своих каналах и не зависят от состояния соседних излучателей. Предположение о независимости поля излучения калибруемого канала от состояния других каналов является достаточно сильным, а ухудшение характеристик АФАР при широкоугольном сканировании является одним из признаков нарушения признаков нарушения этого требования. Методическая погрешность оценки ККП каналов ППМ связана с принятыми в моделях ФВ и Атт гипотезами о независимости затухания, вносимого фазовращателем, от реализуемого фазового сдвига и постоянном фазовом сдвиге при различных состояниях аттенюатора.

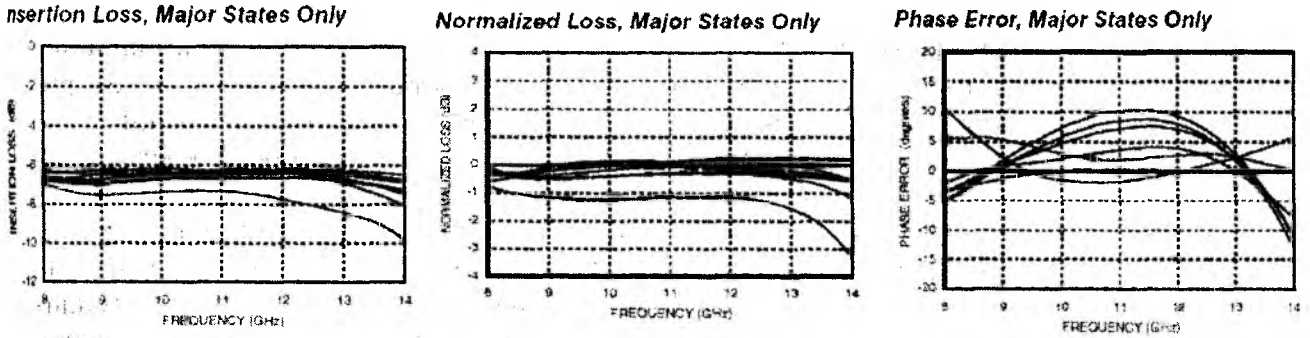


Рис. 8

На рис. 8 приведены примеры зависимостей вносимых потерь и ошибок реализации заданных фазовых сдвигов для чипов GaAs MMIC 6-BIT Digital Phase Shifter, 8 - 12.5 *ГГц* (hmc642, HMC642LC5) ППМ [17], представленные фирмой Hittite.

Как следует из приведенных технических данных на чипы фазовращателей и аттенюаторов при их использовании в системах управления лучом, при проведении контроля технического состояния и калибровки АФАР может возникнуть необходимость программного учета потерь, вносимых фазовращателями, и фазового сдвига, вносимого аттенюаторами, при переключении их состояний.

Современные автоматизированные измерительные комплексы, использующие прецизионные анализаторы цепей и лазерные интерферометры, обеспечивают высокую точность калибровки АФР с погрешностью порядка 1 градуса по фазе и 0,1 *дБ* по амплитуде (см. http://www.nearfield.com, http://www.mi-technologies.com, http://www.orbitfr.com).

При проведении настройки АФАР с помощью АИК «БП-УСТ» ОАО «Укрспецтехника» суммарная среднеквадратическая погрешность определения амплитуды для всех ККП ППМ (при любом наборе включенных дискретов фазовращателей или аттенюаторов) не более 0,3 *дБ* в динамическом диапазоне 0÷20 *дБ* и не более 0.6 *дБ* в динамическом диапазоне 20÷40 *дБ*. Суммарная среднеквадратическая погрешность определения фазового сдвига, вносимого ФВ в ППМ при переключении дискретов не более 2° в динамическом диапазоне 0÷20 *дБ*.

При использовании АИК «БП-УСТ» ОАО «Укрспецтехника» суммарная среднеквадратическая погрешность расчета фазовых поправок не превышает 2°.

Следует отметить, что суммарная ошибка АФР на апертуре АФАР после калибровки состоит из большого числа составляющих, в которых ошибки ППМ являются доминирующими. При разработке антенн обычно предполагается, что все ошибки носят случайный характер. Однако, как отмечено в литературе, при испытаниях ряда АФАР было выявлено, что отражения от выходов ППМ приводят к периодическому возмущению АФР всей антенны. Такой коррелированный эффект может привести к возникновению боковых лепестков с высоким уровнем. Было также отмечено, что эффективность калибровки в значительной степени зависит от качества согласования между ППМ и приемной диаграммообразующей системой. Отключение питания ППМ в ряде случаев приводит к возрастанию рассогласования, а улучшение согласования достигается путем установки всех аттенюаторов неконтролируемых ППМ в положение максимального затухания.

Для обеспечения заданной точности ВСКК должна проходить периодическую самокалибровку, чтобы точность проведения калибровки не ухудшалась со временем и поддерживалась на высоком уровне.

Заключение

Рассмотренные в статье современные методы измерений, настройки и контроля технического состояния ФАР показали, что настройку и измерение характеристик ФАР целесообразно проводить ближнезонными методами. При проведении настройки АФАР необходимо учитывать ряд специфических факторов связанных с высоким уровнем излучаемой мощности в режиме ПЕРЕДАЧА, особенностями структуры приемо-передающих модулей АФАР, использованием интегральной электроники для построения схемы управления лучом (СУЛ)

и реализацией схем формирования суммарных, разностных, фоновых и компенсационных каналов. В ряде случаев, требуется существенный пересмотр состава измерительного оборудования и методов измерения, проведения адаптации методик выполнения измерений и используемого программного обеспечения для учета особенностей построения конкретных типов испытуемых ФАР.

Обеспечение долговременной работы ФАР с требуемыми качественными показателями может быть достигнуто лишь при наличии в ФАР встроенных систем калибровки и контроля (ВСКК). Использование АИК ближней зоны для настройки ФАР с использованием амплитудного, коммутационного и динамического методов измерений, отработки и определения нормирующих коэффициентов для ВСКК обеспечивает выполнение заданных технических характеристик и возможность контроля технического состояния с автоподстройкой параметров ФАР в процессе эксплуатации.

Список литературы: 1. *Усин В.А., Марков В.И., Губарь В.А., Ковальчук В.А, Рожнятовская Л.В., Усина, Филоненко А.Б.* Основные тенденции развития ближнезонных методов измерения характеристик антенн. Ч. 1. Методы измерений линейных и апертурных антенн // Радиотехника. 2006. Вып. 146. С. 102-120. 2. *Активные* фазированные антенные решетки / Под ред. Воскресенского Д.И. и Канащенкова А.И. М.: Радиотехника, 2004. 488 с. 3. *Вопросы* перспективной радиолокации / Под ред. *Соколова А.В.* М.: Радиотехника, 2003. 512 с. 4. *Hollis J.S., Lyon T.J., Clayton J.L.* Microwave Antenna Measurements / Atlanta: Scientific Atlanta Inc., 1970. 5. *Test Procedures* for Antennas. ANSI/IEEE Std 149-1979. 6. Antenna measurement techniques / *Gary E. Evans*. Boston: Artech House, 1990. 229 p. 7. *Методы* измерения характеристик антенн СВЧ / Захарьев Л.Н., Леманский А.А., Турчин В.И., Цейтлин Н.М., Щеглов К.С. М.: Радио и связь, 1985. 368 с. 8. *Усин В.А., Марков В.И., Рожнятовская Л.В.* Анализ структуры электромагнитного поля облучающего апертуру ФАР из дальней зоны излучения // 15 Междунар. Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'05). Севастополь, 12-16 сентября 2005 г.: Материалы конф.: В 2 т. Т 1.С. 360-361. 9. *Методы* измерения параметров излучающих систем в ближней зоне / Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д. , Курочкин А.П., Усин В.А., Шифрин Я.С. Л.: Наука, 1985. 272 с. 10. *Near-field* antenna measurements / Dan Slater. Boston: Artech House, 1991. 310 p. 11. *An overview* of near-field antenna measurements / Yaghjian A.D. // IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-34, pp. 30-45, Jan. 1986. 12. *Special* Issue on Near-Field Scanning Techniques // IEEE Trans. on Ant. and Prop. Vol. AP-36, No. 6, June 1988. 13. *Теория* и техника антенных измерений / *Курочкин А.П.* // Антенны. 2009. №7. С. 39-44. 14. *ГОСТ 8.309-78* Антенны остронаправленные. Методика выполнения измерений для определения параметров по полю в раскрыве. 15. *Phased* array antenna handbook / *Robert J. Mailloux*. 2nd ed. Boston: Artech House, 2005. pp. 515. 16. *Modern* antenna design / *Thomas A. Milligan.* 2nd ed. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2005. pp. 633. 17. *Modern* antenna handbook / *Constantine A. Balanis* John Wiley & Sons, Inc., 2008. p. 1700. 18. *Phased* array antennas: floquet analysis, synthesis, BFNs, and active array systems / *Arun K. Bhattacharyya* John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2006. pp. 516. 19. *Communication* satellite antennas: system architecture, technology, and evaluation / Robert Dybdal. The McGraw-Hill Companies, 2009, p.345. 20. *Цифровое* формирование диаграммы направленности в фазированных антенных решетках / *Григорьев Л.Н.* Радиотехника, 2009. 144 с. 21. *Сканирующие* многочастотные совмещенные антенные решетки / *Пономарёв Л.И., Степаненко В.И.* М.: Радиотехника, 2009. 328 с. 22. Антенные системы с электронным управлением лучом для бортовых РЛС / *Синани А.И.* // Антенны. 2008. №9. С. 4-14. 23. Фазированная антенная решетка для современного истребителя // Белый Ю.И., Синани А.И., Мосейчук Г.Ф., Алексеев О.С., Баринов Н.Н., Блохин А.Е., Митин В.А., Ястребов Б.П., Старшинова Е.И., Вороженцев А.В. // Антенны. 2008. №9. С. 4-14. 24. Многоканальные приемопередающие модули для АФАР X-диапазона / Белый Ю.И., Синани А.И., Алексеев О.С., Кузьменков В.М., Винярский В.Ф., Бушкин С.С., Королев А.Н., Малыщик В.М., Далингер А.Г. // Антенны. 2008. №9. С. 55-60. 25. *Автоматизированная* система для контроля и настройки ФАР. / Гузь В.И., Марков В.И., Зайцев А.А., Мартынов В.А., Филоненко А.Б. // Известия вузов. Радиоэлектроника. Киев. Т. 50, №1, январь 2007. С46-51. 26. *Применение* автоматизированных измерительных комплексов для оценки параметров сложных антенных систем / В.А. Усин, В.И. Марков, В.А., С.В. Помазанов, А.В. Усина // Радиотехника. 2008. Вып. 154. С. 172-178. 27. *Усин В.А., Марков В.И., Помазанов С.В., Усина А.В., Филоненко А.Б.* Применение автоматизированных имитационно-измерительных комплексов для оценки характеристик излучающих систем // 3-й Междунар. радиоэлектронный форум «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития» МРФ-2008: Сб. науч. трудов. Т. I. Международная конференция «Современные и перспективные системы радиолокации, радиоастрономии и спутниковой навигации». Ч. 2. с. 27-30. Харьков: АНПРЭ, ХНУРЭ. 2008. 272 с. 28. *Настройка,* контроль и калибровка АФАР/ В.А. Усин, В.И. Марков, В.А., С.В. Помазанов, А.В. Усина // Радиотехника. 2009. Вып. 157. С. 86-90. 29. Компактный полигон для измерения рассеивающих свойств объектов и параметров антенн. Общее описание / Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. // Антенны. 2008. №6. С. 59-66. 30. Компактный полигон для измерения рассеивающих свойств объектов и параметров антенн. Измерительное оборудование/ Ба-

лабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. // Антенны. 2008. №6. С. 67-73. 31. Компактный полигон для измерения рассеивающих свойств объектов и параметров антенн. Результаты испытаний / Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. // Антенны. 2008. №6. С. 74-80. 32. Антенный полигон для измерения параметров антенн с электронным управлением лучом / Синани А.И., Симованьян С.В., Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. // Антенны. 2008. №9. С. 75-80. 33. *Markov V. I., Filonenko A. B.* Implementation of phase retrieval techniques for improving the results of phased array antennas near-field measurements, MMET, 2004, pp.177-179. 34. *Markov V. I., Filonenko A. B.* Implementation of phase retrieval techniques for phased-array antennas measurements, AMTA 2004. 35. *Расчетно-экспериментальный* метод настройки многоканальных ФАР / Усин В. А., Марков В. И., Филоненко А. Б. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2004. Т.9, №3-4. С. 94-100. 36. *Комбинированный* метод измерения характеристик антенн / Усин В.А., Ковальчук В.А., Марков В.И., Филоненко А.Б. // Успехи современной радиоэлектроники. 2005. № 5. С. 65-71. 37. *Применение* комбинированного метода измерения характеристик антенн / Усин В.А., Ковальчук В.А., Марков В.И., Филоненко А.Б. // 15 Междунар. Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'05). Севастополь, 12-16 сентября 2005 г.: Материалы конф. В 2 т. Т.2. С. 723-725. 38. *Применение* пространственно разнесенной многозондовой системы для измерения параметров ФАР / Усин В.А., Марков В.И., Рожнятовская Л.В., Усина А.В. // 16 Междунар. Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'06). Севастополь, 11-15 сентября 2006 г.: Материалы конф. В 2 т. Т. 2. С. 821-822. 39. *Шифрин Я.С., Усин В.А.* Статистическая теория антенных измерений // Антенны. 2000. Вып. 1 (44). С..27-62. 40. Формирование перспективного технологического маршрута настройки АС с ЭУЛ / Алексеев О.С. // Антенны. 2008. №9. С. 29-39. 41. *Марков В.И.* Встроенная система контроля ФАР // Вісник Київ. Нац. ун-ту ім. Тараса Шевченка. Київ.: Київський університет, 2006. Вип. 2. С. 94-100. 42. *Коммутационный* метод измерения характеристик ФАР/ Бубнов Г.Г., Никулин С.М., Серяков Ю.Н., Фурсов С.А. М.: Радио и связь, 1988. 120 с. 43. *Near-Field* Alignment of Phased-Array Antennas / Patton, W.T., Yorinks, L.H. // IEEE Trans. on AP, 1999, vol. 47, no. 3, pp. 584-591. 44. *Active* Array High-Power Superposition Near-Field Measurement Technique: Results, Analysis, and Practical Considerations. / Couper, P.; Thompson, K.; Davis, R.; Barnes, T. // Proc. of the AMTA 2000, p. 198, 2000-06-07. 45. *High* power superposition for active array transmit pattern measurement. / Hoffman, J.; Galebach, B.L.; Thompson, K. // Proc. of the AMTA 1995, p. 300. 46. *Built*-In Performance Monitoring System For Active Phased-Array Antennas / *Markov V.I.* // Proc. of the 6-th International Conference on Antenna Theory and Techniques, 17-21 September, 2007, Sevastopol, Ukraine. pp. 483-485. 47. *Built-in* performance monitoring system for high power transmitting phased-array antennas. / Markov V.I. // MMET, 2004, pp.327-329. 48. *Fast* Measurement Technique for Phased Array Calibration / Toru Takahashi, Yoshihiko Konishi, Shigeru Makino, Hiroyuki Ohmine and Hiromasa Nakaguro // IEEE Trans. on Ant. and Prop., Vol. 56, No. 7, July 2008. pp. 1888-1899. 49. *The Design*, Development and Testing of the THAAD (Theater High Altitude Area Defense) Solid State Phased Array (formerly Ground Based Radar) / M. Sarcione, J. Mulcahey, D. Schmidt, K. Chang, M. Russell, R. Enzmann, P. Rawlinson, W. Guzak, R. Howard, M. Mitchell // IEEE Int. Symp. on Phased Array Systems and Technology, 1996, pp.260-265. 50. *Calibration* and Diagnostics of the THAAD Solid State Phased Array in a Planar Nearfield Facility / J.K.Mulcahey, M.G.Sarcione // IEEE Int. Symp. on Phased Array Systems and Technology, 1996, pp.322-326. 51. *SAMPSON MFR* active phased array antenna / Scott, M. // IEEE International Symposium on Phased Array Systems and Technology, 2003. 14-17 Oct. 2003 Page(s): 119 – 123. 52. *Calibration* aspects of the APAR antenna unit / G.H.C. van Werkhoven, A.K. Golshayan // IEEE Int. Symp. on Phased Array Systems and Technology, 2000. pp.425-428. 53. *A Built-In* Performance-Monitoring/Fault Isolation and Correction (PM/FIG) System for Active Phased Array Antennas / Lee, K.M., Chu, R.S. and Liu, S.C. // IEEE Trans. on AP, 1993, vol. 41, no. 11, pp.1530-1540. 54 *A performance* monitoring/fault isolation and correction system of a phased array antenna using transmission-line signal injection with phase toggling method / *K.M. Lee, R.S. Chu, and S.C. Liu* // IEEE AP-S 1992 Symposium Digest (Chicago, IL), July 18-25, 1992, vol. 1, pp.429-432. IEEE Cat. No.92CH43178-1. 55. *Phased Array* Antennas Calibration and Pattern Prediction Using Mutual Coupling Measurements / H.M. Aumann, A.J. Fenn, F.G. Willwerth // IEEE Trans. AP, v.37, №7 July 1989, pp.844-850. 56. *Mutual* Coupling-Based Calibration of Phased Array Antennas / C. Shipley, D. Woods // IEEE Int. Symp. on Phased Array Systems and Technology, 2000, pp.529-532. 57. *Large* active phased array antenna calibration using MCM / Tie Gao, Yanchang Guo, Jinyuan Wang, Xueli Chen // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2001. Volume 2, 8-13 July 2001. P.606 – 609. vol.2. 58. *A Calibration* Technique for Active Phased Array Antennas / A. Agrawal, A. Jablon // IEEE Int. Symp. on Phased Array Systems and Technology, 2003, pp.223-228. 59. *Digital* Beamforming and Calibration for Smart Antennas Using Real-Time FPGA Processing / T.W. Nuteson, J.S. Clark, D.S. Haque, G.S. Mitchell // IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. 2002. pp. 307-310. 60. AESA diagnostics in operational environments / Hull, W.P. // Radar Conference, 1989., Proceedings of the 1989 IEEE National 29-30 March 1989 Page(s):107 – 112.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники,
НИИ «Квант»

Поступила в редколлегию 12.01.2010

УДК 621.371

Д. А. ВЕЛИЧКО, канд. техн. наук

ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РЕТРАНСЛЯТОРА НА ЗАВИСИМОСТЬ ФАЗЫ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ИЗМЕРИТЕЛЯ ОТ РАССТОЯНИЯ ДО КОНТРОЛИРУЕМОГО РЕФЛЕКТОРА

Ретрансляционные измерители параметров технологических процессов, используя двукратное, по сравнению с радиолокационным, распространение радиоволны по трассе и двойное отражение от контролируемого объекта, имеют ряд преимуществ перед радиолокационными датчиками [1]. В этих измерителях используется ретрансляция сдвинутого по частоте сигнала. Анализ зависимости фазы выходного сигнала ретрансляционного измерителя от расстояния до рефлектора при нарушении условий формирования однополосного сигнала в ретрансляторе показывает, что эта зависимость значительно отклоняется от линейной [2, 3]. В результате затрудняется реализация прецизионного контроля изменения расстояния, так как в данном случае в качестве информационного параметра используется именно зависимость фазы принятого сигнала от расстояния. На эту зависимость влияют как аппаратурные параметры, так и параметры используемой радиоволны, трассы распространения и параметры отражения от контролируемого объекта и его положения в пространстве. В работе исследовались случаи, когда минимальное расстояние до облучаемого элемента $r_{\min}$ определялось оценками [4] и принималось $r_{\min} > D^2/8\lambda$, где D – апертура излучающей поверхности, λ – длина несущей волны.

Ранее исследовались отклонения от линейного закона зависимости фазового набега выходного сигнала измерителя от расстояния до контролируемого объекта, однако в качестве возмущающих факторов принимались отклонения одного либо двух параметров ретранслятора; считалось, что два или, по крайней мере, один из параметров реализуется точно. Так, было исследовано влияние нарушений требований к амплитудным характеристикам каналов ретранслятора при точном соблюдении фазовых сдвигов сигналов в этих каналах. Рассматривались погрешности измерения при точечном [2] и плоском, имеющим конечные размеры, отражателе [3]. Аналогичные исследования были проведены также при нарушении требований к фазовым сдвигам, но при точном выполнении требований к амплитудным каналам ретранслятора.

Целью данной статьи является анализ совместного влияния отклонений всех фазовых и амплитудных характеристик ретранслятора на линейность зависимости фазы выходного сигнала ретрансляционного измерителя от расстояния до рефлектора. Анализ выполнялся применительно к использованию частотного сдвига сигнала, излучаемого ретранслятором, при одном из фазокомпенсационных способов его формирования [1]. Поскольку контроль технологических параметров чаще всего производится на небольших расстояниях, основное внимание при исследованиях уделяется работе в зоне Френеля [5].

Исследования выполнялись методом имитационного моделирования. В качестве модели измерительной ретрансляционной системы использовалась модель [6]. В качестве сигнала использовалось непрерывное немодулированное колебание

$$e_t(t) = U_t \cos(\omega t + \varphi_t), \qquad (1)$$

где U_t, ω, φ_t – амплитуда, круговая частота и начальная фаза. Этот вид сигнала был выбран потому, что он позволяет выполнить многошкальные и другие измерения ретрансляционными системами за счет переключения сигналов, имеющих разные параметры [7].

Расположение измерительной системы в пространстве показано на рис. 1. Варианты схемы ретранслятора, входящего в систему, будут приведены и обсуждены далее. На рис. 1 обозначено: 1 – генератор СВЧ; 2 – направленный ответвитель; 3 – циркулятор; 4, 5 – рупорные облучатели линзовых антенн; 6, 7 – линзы антенн; 8 – рефлектор; 9 – смеситель; 10 – полосо-

вой усилитель; 11 – фазометр; 12 – ЭВМ. Работой измерительной системы управляет ЭВМ, которая устанавливает режимы работы ретранслятора и обрабатывает поступающую информацию в соответствии с заданными параметрами ретранслятора. На рис. 1 показаны: расположение в пространстве измерительной системы, базовая декартова система координат с осями OX, OY, OZ, системы координат приемопередатчика с осями OXрл, OYрл, OZрл, система координат рефлектора с осями OXреф, OYреф, OZреф и система координат ретранслятора с осями OXрет, OYрет, OZрет. Введение разных систем координат необходимо для унификации процедур имитационного моделирования распространяющихся радиоволн.

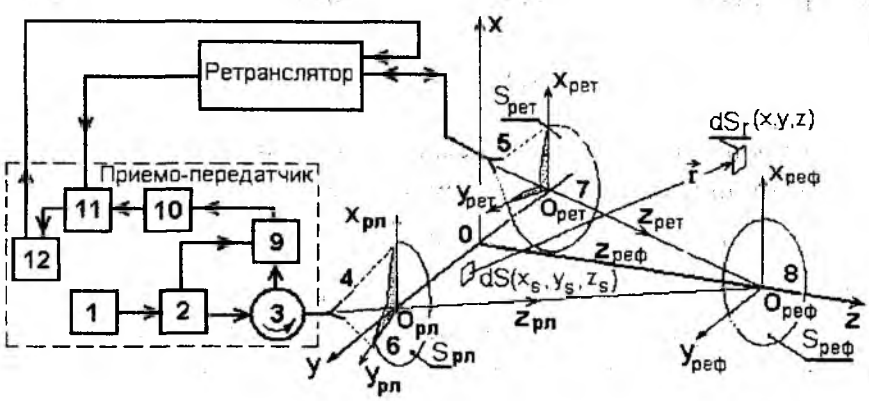


Рис. 1

Излучаемые линзовыми антеннами поля моделировались операторами, в которых распределение амплитуды поля на теневых поверхностях линз $S_{рл}$, $S_{рет}$ задавалось соотношением $E/E_o = d + \left(1 - r^2\right)^m$, где E, E_0 – амплитуда поля в заданной точке и в центре линзы соответственно, d – пьедестал, r – нормированный радиус линзы, m – целое положительное число. Отличия в полях, излучаемых рупором 4 приемопередатчика и рупором 5 ретранслятора (рис. 1), заключались в спектрах. Из приемопередатчика излучалась гармоническая волна, из ретранслятора – три спектральные компоненты, которые будут рассмотрены далее.

Поляризация поля на излучающих поверхностях антенн приемопередатчика и ретранслятора принималась линейной и постоянной на всей излучающей поверхности. В качестве рефлектора использовался плоский металлический диск, диаметр которого намного превосходил длину волны; краевые эффекты при моделировании не учитывались. В этом случае поляризация поля, отраженного плоскими элементами диска, также будет линейной и одинаковой для всех элементов поверхности.

При принятых условиях расчет поля, излучаемого антеннами и рассеиваемого рефлектором можно выполнить с помощью уравнения скалярного поля Френеля – Кирхгофа [8]. При имитационном моделировании использовалась следующая форма уравнения поля, возбуждаемого в точке с координатами (x, y, z) всеми элементами излучающей поверхности:

$$E(x,y,z) = \frac{1}{4\pi} \times$$

$$\times \sum_{\nu} \iint_{S} \left\{ E_{dS}(x_s, y_s, z_s, \omega_\nu) \frac{e^{-jk_\nu r}}{r} \left[\left(jk_\nu + \frac{1}{r} \right) \cos(n,r) + jk_\nu \cos(n,s) \right] \right\} \cdot dS, \qquad (2)$$

где $E_{dS}(x_s, y_s, z_s, \omega_\nu)$ – плотность амплитуды поля спектральной компоненты с частотой ω_ν на элементе поверхности dS, имеющем координаты x_s, y_s, z_s; ν – номер спектральной компоненты поля; k_ν – волновое число спектральной компоненты с номером ν; $r = |\vec{r}|$ – расстоя-

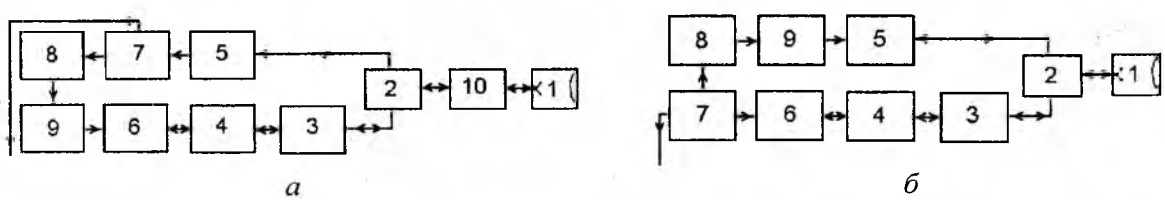
ние от возбуждающего элемента $dS(x_s, y_s, z_s)$ до приемного элемента $dS_r(x_r, y_r, z_r)$, в центре которого поле определяется; (n,r) – угол между нормалью к излучающей поверхности и ортом вектора $\vec{r}$; (n,P) – угол между той же нормалью и вектором Умова-Пойтинга поля на апертуре.

Поля разных спектральных компонент на элементах антенн и рефлектора записывались и учитывались в отдельных динамических массивах. Раздельно определялись возбуждаемые этими полями сигналы. Сигналы, возбуждаемые полями элементов антенн на выходе рупорного облучателя, определялись с помощью интегрирования; формула, применявшаяся при расчетах, имеет вид

$$e_\Sigma(t) = k \int_S \dot{E}_{dS}(x,y,z,t) \cdot dS = U_\Sigma \cos(\omega t + \varphi_\Sigma), \qquad (3)$$

где k – коэффициент пропорциональности между полем и выходным напряжением антенны, $\dot{E}_{dS}(x,y,z,t)$ – поле (амплитуда и фаза) на элементе теневой стороны поверхности линзовой антенны с соответствующими координатами (рис. 1), U_Σ – амплитуда суммарного сигнала на выходе рупорного облучателя 4 или 5, φ_Σ – фаза суммарного сигнала.

Сигнал, поступающий в ретранслятор, в соответствии с принципом работы ретрансляционного измерителя подвергался преобразованию [1]. Как уже отмечалось, формирование излучаемого ретранслятором сигнала производилось фазокомпенсационным способом. В ретрансляторе использовалось два канала, как и в [2, 7], при этом в выходном колебании в идеальном случае можно компенсировать только одну боковую спектральную компоненту. На рис. 2 показаны схемы формирования спектральных компонент. В зависимости от подключения фазосдвигателей может быть реализовано подавление «верхней» компоненты спектра, а излучаются в этом случае несущая и «нижняя» компоненты; далее этот вариант называется схема «нижняя» (рис. 2, *а*). Второй вариант – излучение несущей частоты и «верхней» компоненты спектра, при этом «нижняя» компонента подавляется. Далее второй вариант называется схема «верхняя» (рис. 2, *б*).



а *б*

Рис. 2

На рис. 2, *а*, *б* обозначено: 1 – линзовая антенна; 2 – разветвитель – сумматор; 3 – СВЧ фазосдвигатель на $\pi/4, рад$; 4 – имитатор погрешности $\Delta\varphi_{mw}$ ввода СВЧ фазового сдвига; 5,6 – СВЧ рефлекторы 1-го и 2-го каналов соответственно; 7 – генератор сдвига; 8 – радиочастотный сдвигатель фазы на $\pi/2, рад$; 9 – имитатор погрешности ввода сдвига фазы $\Delta\varphi_{rf}$ колебания генератора сдвига; 10 – СВЧ фазосдвигатель $\Delta\varphi_{рет}^{(вх+вых)}$. Влияние изменения амплитуд боковых компонент спектра учитывалось за счет изменения коэффициентов амплитудной модуляции $M_{рет1}$ и $M_{рет2}$ – первого и второго каналов ретранслятора соответственно. Считалось, что элементы схем, обозначенные одинаковыми цифрами в схеме «нижняя» и «верхняя» полностью идентичны.

Информация о контролируемом объекте и трассе распространения радиоволны в идеальном случае извлекается из одной боковой компоненты. В случае, когда существует остаток второй боковой компоненты спектра, появляются погрешности измерения [2]. Это связано с тем, что при гомодинном методе приема (рис. 1) остаток неподавленной боковой ком-

понены спектра преобразуется к той же частоте, что и основная боковая спектральная составляющая.

Рассмотрим соотношения, в которых учитывается влияние всех параметров ретранслятора на излучаемый в обратном направлении («назад») сигнал. Величину фазового сдвига на входе ретранслятора при схеме «нижняя» (блок 10 на рис. 2, *а*) примем $\Delta\varphi_{рет}^{(вх+вых)} = 0$. Изменения в формулах и воздействие этого фазового сдвига, когда он отличается от нуля, обсуждается ниже.

В соответствии со схемой рис. 2, *а* выходное колебание ретранслятора $e_{рет\Sigma}^{(выхН)}(t,\omega_v)$ будет содержать две составляющих. Первая – результат отражения от рефлектора первого канала $e_{рет1}^{(выхН)}(t,\omega_v)$, вторая – от второго $e_{рет2}^{(выхН)}(t,\omega_v)$. Исходное выражение для выходного колебания ретранслятора при схеме «нижняя» имеет вид

$$e_{рет\Sigma}^{(выхН)}(t,\omega_v) = e_{рет1}^{(выхН)}(t,\omega_v) + e_{рет2}^{(выхН)}(t,\omega_v), \qquad (4)$$

где

$$e_{рет1}^{(выхН)}(t,\omega_v) = \left[1 + M_{рет1}\cdot\cos\left(\Omega_{сд}t + \varphi_{сд}\right)\right]\cdot U_{рет1}^{(вых)}\cdot\cos\left(\omega t + \varphi_{рет}^{(вх)}\right),$$

$$e_{рет2}^{(выхН)}(t,\omega_v) = \left[1 + M_{рет2}\cos\left(\Omega_{сд}t + \varphi_{сд} + \frac{\pi}{2} + \Delta\varphi_{rf}\right)\right]U_{рет2}^{(вых)}\cos\left(\omega t + \varphi_{рет}^{(вх)} + \frac{\pi}{2} + \Delta\varphi_{mw}\right),$$

$U_{рет1}^{(вых)}$, $U_{рет2}^{(вых)}$ – амплитуды СВЧ сигналов, отраженных первым и вторым рефлекторами ретранслятора соответственно при отсутствии модуляции;

$\Omega_{сд}, \varphi_{сд}$ – круговая частота и начальная фаза генератора сдвига;

$\varphi_{рет}^{(вх)}$ – фаза сигнала на входе ретранслятора, которая включает начальную фазу φ_t сигнала генератора (1), изменение фазы радиоволны при распространении «вперед» от антенны приемопередатчика к рефлектору и к антенне ретранслятора и изменения фазы при отражении радиоволны от элементов рефлектора.

В связи с тем, что при ретрансляционном методе работы подавляются колебания на несущей частоте [1], рассмотрим только смещенные по частоте относительно несущей ω спектральные компоненты (4), они имеют вид

$$e_{рет\Sigma}^{(выхН)}\left[t,(\omega-\Omega_{сд})\right] = U_{бок1}\cdot\cos\left[(\omega-\Omega_{сд})t + \varphi_{рет}^{(вх)} - \varphi_{сд}\right] +$$

$$+U_{бок2}\cdot\cos\left[(\omega-\Omega_{сд})t + \varphi_{рет}^{(вх)} - \varphi_{сд} + \Delta\varphi_{mw} - \Delta\varphi_{rf}\right], \qquad (5)$$

$$e_{рет\Sigma}^{(выхН)}\left[t,(\omega+\Omega_{сд})\right] = U_{бок1}\cdot\cos\left[(\omega+\Omega_{сд})t + \varphi_{рет}^{(вх)} + \varphi_{сд}\right] +$$

$$+U_{бок2}\cdot\cos\left[(\omega+\Omega_{сд})t + \varphi_{рет}^{(вх)} + \varphi_{сд} + \pi + \Delta\varphi_{mw} + \Delta\varphi_{rf}\right], \qquad (6)$$

где $U_{бок1} = \frac{1}{2}M_{рет1}U_{рет1}^{(вых)}$, $U_{бок2} = \frac{1}{2}M_{рет2}U_{рет2}^{(вых)}$ – боковые компоненты спектра амплитудной модуляции; они одинаковы при схемах ретранслятора «нижняя» и «верхняя» (рис. 2, *а, б*).

Аналогичное рассмотрение преобразований сигнала в ретрансляторе при схеме «верхняя» позволяет получить формулы для спектральных компонент сигнала, излучаемого ретранслятором «назад»:

$$e^{(выхВ)}_{ретΣ}\left[t,(\omega-\Omega_{сд})\right]=U_{бок1}\cdot\cos\left[(\omega-\Omega_{сд})t+\varphi^{(вх)}_{рет}-\varphi_{сд}-\pi/2-\Delta\varphi_{rf}\right]+$$

$$+U_{бок2}\cdot\cos\left[(\omega-\Omega_{сд})t+\varphi^{(вх)}_{рет}-\varphi_{сд}+\pi/2+\Delta\varphi_{mw}\right], \quad (7)$$

$$e^{(выхВ)}_{ретΣ}\left[t,(\omega+\Omega_{сд})\right]=U_{бок1}\cdot\cos\left[(\omega+\Omega_{сд})t+\varphi^{(вх)}_{рет}+\varphi_{сд}+\pi/2+\Delta\varphi_{rf}\right]+$$

$$+U_{бок2}\cdot\cos\left[(\omega+\Omega_{сд})t+\varphi^{(вх)}_{рет}+\varphi_{сд}+\pi/2+\Delta\varphi_{mw}\right]. \quad (8)$$

Следует подчеркнуть, что компонента фазы $\varphi^{(вх)}_{рет}$, которая несет информацию о фазовом запаздывании сигнала, поступившего при распространении «вперед» от приемопередатчика к ретранслятору, одинакова как при «нижней», так и при «верхней» схемах ретранслятора. Однако комбинации фазовых добавок к этой компоненте различны.

Заметим, что формулы (5) – (8) в операторах моделирования преобразуются так, чтобы колебания на частотах $(\omega-\Omega_{сд})$ и $(\omega+\Omega_{сд})$ были представлены одним колебанием, равным сумме гармонических колебаний, обусловленных отражениями от рефлекторов. За счет этого сокращаются объемы динамических массивов и количество вычислений при моделировании полей, распространяющихся «назад».

На рис. 3 представлены спектры сигналов, излучаемых ретранслятором. На нем обозначено: 1, 2, 3 – спектральные компоненты сигнала при схеме «нижняя» (рис.3а); 4, 5, 6 – спектральные компоненты сигнала при схеме «верхняя» (рис. 3, *б*). Как видно из формул (5) – (8), при $\Delta\varphi_{mw}\to 0$, $\Delta\varphi_{rf}\to 0$, $U_{бок1}\to U_{бок2}$ спектральные компоненты 3 и 4 на рис. 3 стремятся к нулю, спектральные компоненты 1 и 6 увеличиваются.

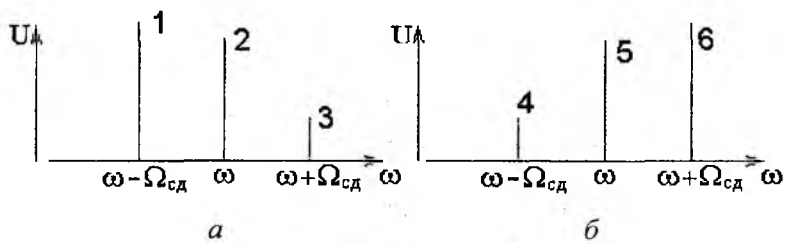


Рис. 3

Математическое описание прохождения радиоволн от ретранслятора к рефлектору и далее к приемопередатчику принципиально не отличается от того, которое использовалось выше. Однако количество учитываемых массивов полей на элементах антенн и рефлектора удваивается, так как необходимо обрабатывать две спектральные компоненты. Заметим, что излучаемые ретранслятором спектральные компоненты отличаются от колебаний, излучаемых приемопередатчиком, по амплитуде и фазе как в связи с различием исходных фаз спектральных компонент, так и в связи с отличием их частот от несущей.

Сигналы на входе приемопередатчика, определяемые с помощью уравнения (3), применяемого к суммам интегралов (2) дадут следующий результат.

При схеме ретранслятора «нижняя»

$$e^{(вхН)}_{\Sigma}(t)=U^{(вхН)}_{\omega-\Omega_{сд}}\cos\left[(\omega-\Omega_{сд})t+\varphi^{(вхН)}_{\omega-\Omega_{сд}}\right]+U^{(вхН)}_{\omega+\Omega_{сд}}\cos\left[(\omega+\Omega_{сд})t+\varphi^{(вхН)}_{\omega+\Omega_{сд}}\right], \quad (9)$$

При схеме ретранслятора «верхняя»

$$e^{(вхВ)}_{\Sigma}(t)=U^{(вхВ)}_{\omega-\Omega_{сд}}\cos\left[(\omega-\Omega_{сд})t+\varphi^{(вхВ)}_{\omega-\Omega_{сд}}\right]+U^{(вхВ)}_{\omega+\Omega_{сд}}\cos\left[(\omega+\Omega_{сд})t+\varphi^{(вхВ)}_{\omega+\Omega_{сд}}\right], \quad (10)$$

где $U^{(вхН)}_{\omega-\Omega_{сд}}$, $\varphi^{(вхН)}_{\omega-\Omega_{сд}}$, $U^{(вхН)}_{\omega+\Omega_{сд}}$, $\varphi^{(вхН)}_{\omega+\Omega_{сд}}$, $U^{(вхВ)}_{\omega-\Omega_{сд}}$, $\varphi^{(вхВ)}_{\omega-\Omega_{сд}}$, $U^{(вхВ)}_{\omega+\Omega_{сд}}$, $\varphi^{(вхВ)}_{\omega+\Omega_{сд}}$ – амплитуды и фазы компонент спектра входного сигнала, возбуждаемого соответствующими спектральными составляющими, сформированными в ретрансляторах. Следует отметить, что фазы спектраль-

ных компонент сигналов содержат величину $\varphi_{рет}^{(вх)}$ и начальную фазу колебания сдвига $\varphi_{сд}$ (см. формулу (4) и пояснения к ней).

Преобразование входных сигналов $e_{\Sigma}^{(вхН)}(t)$ и $e_{\Sigma}^{(вхВ)}(t)$ производится частью излучаемого колебания (1). При этом из фаз спектральных компонент входного сигнала исключается начальная фаза задающего генератора (1). Результат преобразования, как это следует из (9), (10), содержит две компоненты на частоте сдвига $\Omega_{сд}$ и при схеме «нижняя» и при схеме «верхняя». Результат суммирования имеет вид

$$e_{\Sigma}^{(прН)}(t) = U_{\Sigma}^{(прН)} \cos\left(\Omega_{сд} t + \varphi_{\Sigma}^{(прН)}\right), \tag{11}$$

$$e_{\Sigma}^{(прВ)}(t) = U_{\Sigma}^{(прВ)} \cos\left(\Omega_{сд} t + \varphi_{\Sigma}^{(прВ)}\right), \tag{12}$$

где $U_{\Sigma}^{(прН)}, \varphi_{\Sigma}^{(прН)}, U_{\Sigma}^{(прВ)}, \varphi_{\Sigma}^{(прВ)}$ – амплитуды и фазы преобразованных сигналов при «нижней» и «верхней» схемах ретранслятора, которые выражаются соотношениями суммирования колебаний с одинаковыми частотами.

Разность фаз между преобразованными сигналами (11), (12) и сигналом сдвига в ретрансляторе используется для определения фазового набега отраженной волны, по которому определяется запаздывание сигнала. Формулы разности имеют вид

$$\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхН)} = \varphi_{\Sigma}^{(прН)} - \varphi_{сд}, \tag{13}$$

$$\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхВ)} = \varphi_{\Sigma}^{(прВ)} - \varphi_{сд} \tag{14}$$

и используются в качестве информационного параметра.

Представленное математическое описание преобразований радиоволны и возбуждаемых ими сигналов позволяет реализовать имитационное моделирование работы измерителя при условии отклонения амплитудных и фазовых характеристик ретранслятора от требований, при которых формируется идеальный ответный сигнал.

Рассмотрим зависимости фазовых набегов $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхН)}$ и $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхВ)}$ сигналов ретрансляционного измерителя, приведенные на рис.4. На нем обозначено: 1 – зависимость $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхН)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$, 2 – зависимость $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхВ)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$. Фазовый сдвиг на входе ретранслятора при схеме «нижняя» принят $\Delta\varphi_{рет}^{(вх+вых)} = 0$. Зависимости рис.4 получены при волне $\lambda = 0{,}005 м$, диаметре рефлектора $D_{реф} = 10\lambda$, диаметрах линз излучателя и ретранслятора 14λ, центры теневой поверхности линзы ретранслятора и линзы приемопередатчика ориентированы на центр ретранслятора. Координаты центров излучающих поверхностей линз и рефлектора в базовой системе координат (рис.1): ретранслятора $X = 0$, $Y = -10\lambda$, $Z = 0$, приемопередатчика $X = 0$, $Y = 10\lambda$, $Z = 0$; рефлектора $X = 0$, $Y = 0$. На рис. 4 координата Z отложена вдоль оси абсцисс в единицах $Z_{реф}/\lambda$. Коэффициенты амплитудной модуляции приняты $M_{рет1} = 1$, $M_{рет2} = 0{,}5$, отклонения от номинальных фазовых сдвигов, которые необходимы для идеального формирования ответного

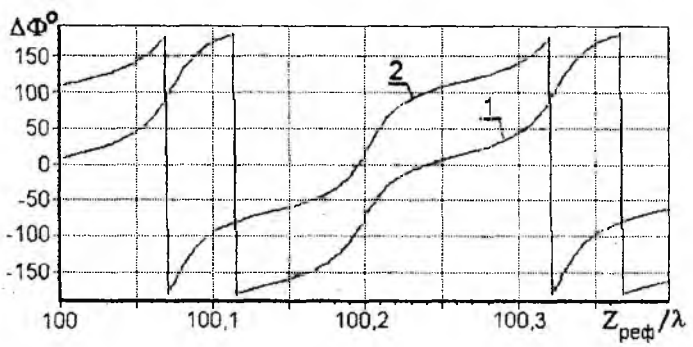


Рис. 4

излучения ретранслятора, $\Delta\varphi_{mv} = 0{,}3\,рад$, $\Delta\varphi_{rf} = 0{,}3\,рад$. Эти величины, как и разница в коэффициентах амплитудной модуляции, увеличены относительно реально встречающихся величин для того, чтобы отклонения зависимостей $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхН)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$, $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхВ)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$ от линейного закона было более заметным.

Отклонения от линейной зависимости фазового набега сигнала от расстояния до рефлектора ранее (см. [7]) снижалось за счет обработки, при которой использовались измерения системы при двух значениях фазового сдвига на входе ретранслятора. Схема ретранслятора при этом не изменялась. Исследования показали эффективность данного способа в случае, когда источником отклонений является дисбаланс амплитуд модулирующих сигналов, однако при дисбалансе, вызванном нарушениями фазовых отклонений, необходимых для формирования выходного сигнала ретранслятора, способ оказался неэффективным [3].

Рассмотрим зависимость $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхН)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$ и $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхВ)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$ при тех же условиях, что на рис. 4, но при величине $\Delta\varphi_{рет}^{(вх+вых)} = \pi/4, рад$. Они приведены на рис. 5, обозначения зависимостей также сохранены. Добавлена зависимость 3, которая показывает вид функции $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(идеал)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$ при точном выполнении требований формирования ответного излучения ретранслятора и при использовании $\Omega_{вн} = 0$.

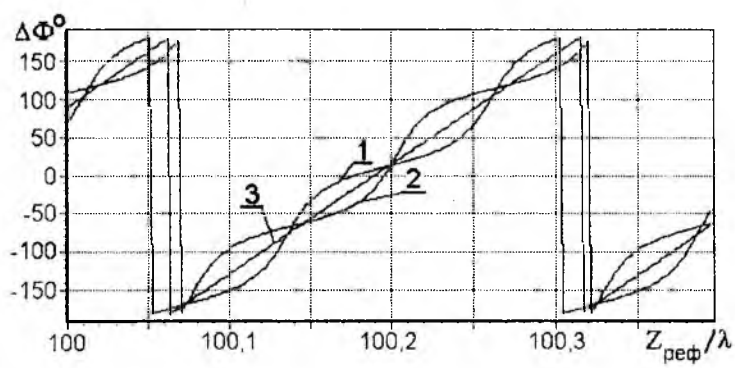


Рис. 5

Отличие в моделировании рассматриваемого случая состоит в том, что при использовании схемы «нижняя» (рис. 2, *а*) и при $\Delta\varphi_{рет}^{(вх+вых)} \neq 0$ к фазовому набегу входного сигнала ретранслятора $\varphi_{рет}^{(вх)}$, входящего в уравнение (4), добавляется величина $\Delta\varphi_{рет}^{(вх+вых)}$. После вычисления параметров преобразованного в ретрансляторе сигнала по формулам (5) и (6) и представления каждого из них как единого гармонического колебания, к фазам каждого из колебаний полученных из (5) и (6), добавляется величина $\Delta\varphi_{рет}^{(вх+вых)}$. Именно эти значения фаз используются в операторе, который формирует поле, излучаемое ретранслятором (схема «нижняя») «назад» к рефлектору.

Как видно из рис. 5, зависимости 1 и 2 отклоняются в разные стороны от идеального положения 3. Поэтому возможно усреднение величин, полученных при использовании разных схем ретрансляторов.

На рис. 6 показаны отклонения фазовых набегов: 1 – $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхН)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$, 2 – $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(выхВ)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$, 3 – их усредненной величины $\overline{\Delta\Phi_{\Sigma}} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$ от идеального значения $\Delta\Phi_{\Sigma}^{(идеал)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$. Фазовые набеги 1, 2, 3 получены в одном сеансе моделирования с фазовыми набегами, показанными на рис. 5, условия моделирования одинаковы.

Как видно из графиков рис. 6, при больших отклонениях фазовых и амплитудных характеристик ретранслятора от значений, при которых осуществляется формирование идеального

ответного сигнала, величины отклонений фазового набега выходного сигнала от линейного закона довольно велики.

Усредненное значение фазового набега в несколько раз меньше исходных значений, но остается значительным по величине, так как при моделировании приняты большие отклонения амплитудных и фазовых характеристик ретранслятора от номинальных значений. Следует отметить, что как сами величины фазовых набегов, так и усредненная величина отклоняются в одну из сторон от идеального значения фазового набега.

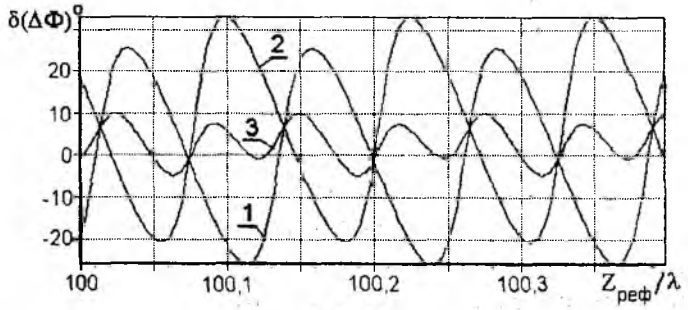


Рис. 6

Рассмотрим влияние комбинаций параметров ретранслятора на максимальные и минимальные отклонения усредненных значений фазовых набегов от линейного закона. Как аргумент функции $\left(\overline{\Delta\Phi_\Sigma}\right)_{\min-\max} = f\left(M_{рем1} - M_{рем2}\right)$ используем разность коэффициентов амплитудной модуляции, параметрами будут $\Delta\varphi_{mw}$ и $\Delta\varphi_{rf}$. На рис. 7 представлены эти зависимости минимальных и максимальных отклонений функции $\overline{\Delta\Phi_\Sigma} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$ от идеальной функции $\Delta\Phi_\Sigma^{(идеал)} = f\left(Z_{реф}/\lambda\right)$. На рис. 7 обозначено: 1, 4 – кривые, ограничивающие область, в которую попадают отклонения усредненных фазовых набегов при $\Delta\varphi_{mw} = \Delta\varphi_{rf} = 0{,}1 рад$, 7 – среднее значение этой области. 2, 5 – кривые, ограничивающие область, куда попадают отклонения усредненных фазовых набегов при $\Delta\varphi_{mw} = \Delta\varphi_{rf} = 0{,}2 рад$, 8 – среднее значение этой области. 3, 6 – кривые, ограничивающие область, в которую попадают отклонения усредненных фазовых набегов при $\Delta\varphi_{mw} = \Delta\varphi_{rf} = 0{,}3 рад$, 9 – среднее значение этой области.

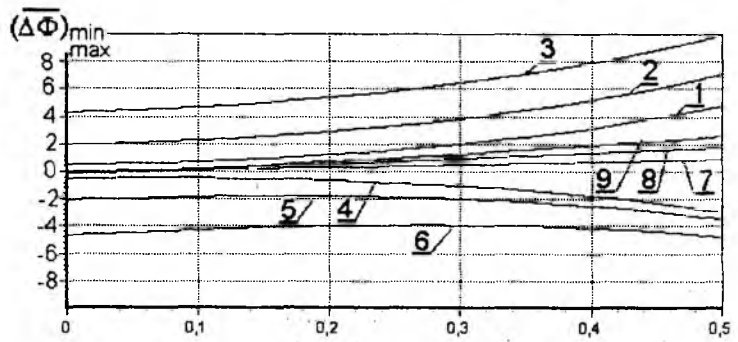


Рис. 7

В случае, если параметры $\Delta\varphi_{mw} = \Delta\varphi_{rf}$ становятся отрицательными, зависимости рис. 7 преобразуются и занимают положение, симметричное относительно оси абсцисс.

Как видно из зависимостей рис. 7, при увеличении $\left|M_{рем1} - M_{рем2}\right|$, $\Delta\varphi_{mw}$, $\Delta\varphi_{rf}$ происходит быстрый рост области, в которую могут попадать отклонения фазовых набегов выходного сигнала ретрансляционного измерителя от идеального значения, т.е. происходит быстрый рост погрешностей. В случаях, когда разность коэффициентов амплитудной модуляции $\left|M_{рем1} - M_{рем2}\right| < 0{,}1$, отклонения фазовых сдвигов в каналах ретранслятора $\Delta\varphi_{mw} = \Delta\varphi_{rf} < 0{,}1 рад$ от номинальных значений, область, в которую укладываются функции $\overline{\Delta\Phi_\Sigma} = f\left(Z_{рем}/\lambda\right)$, имеет размах $\pm 1^o$. Это означает, что погрешности определения фазового набега предложенным методом будут укладываться в данный диапазон.

В зоне Фраунгофера при $Z_{реф}/\lambda = 1000$ имитационное моделирование совместного влияния отклонений характеристик ретранслятора от значений, при которых достигается идеальное формирование ответного сигнала, дало результат, практически совпадающий с результатами при $Z_{реф}/\lambda = 100$ (зона Френеля).

По результатам исследований можно сделать следующие выводы.

Получены соотношения, позволяющие определять методом имитационного моделирования зависимости фазового набега сигнала от дальности при отклонениях амплитудных и фазовых характеристик ретранслятора от требований, обеспечивающих идеальное формирование ответного излучения ретранслятора. Установлены отклонения зависимости фазового набега сигнала ретрансляционного измерителя от расстояния до рефлектора при одновременном нарушении требований к фазовым и амплитудным характеристикам ретранслятора. Показано, что применение при измерениях двух схем ретрансляторов, одна из которых формирует ответный сигнал выше несущей частоты, а вторая – ниже, позволяет линеаризовать результирующую зависимость фазового набега сигнала от расстояния до рефлектора. Установлено, что погрешности определения фазового набега выходного сигнала не превышают 1^o при отклонениях коэффициентов амплитудной модуляции в пределах 10 %, при отклонениях фазовых сдвигов в ретрансляторе в пределах не более 0,1 *рад*.

Список литературы: 1. *Величко А.Ф., Величко Д.А.* Ретрансляционный метод измерения и подавления помеховых отражений при непрерывном излучении с частотной модуляцией. – К.: Известия вузов «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 вузов «Радиоэлектроника». 2000. №3. С.11–20. 3. *Величко А.Ф., Величко Д.А., Величко С.А.* Характеристики запаздывания сигнала ретрансляционного измерителя, работающего в зоне Френеля // К.: Известия вузов «Радиоэлектроника». 2009. №2, С.35-49. 4. *S. Laybros, P.F. Combes, H.J. Mametsa,* The "Very-Near-Field" Region of Equiphase Radiating Apertures // IEEE Antennas and Propagation Magazine, August 2005, Vol.47, No.4, P.50–66. 5. *Справочник* по радиолокации: В 4 т. / Под ред. М. Сколника; Пер. с англ. под общ. ред. К.Н. Трофимова. М.: Сов.радио, 1976. Т.2 / Под ред. П.И. Дудника. 406 с. 6. *Величко Д.А.* Моделирование характеристик многочастотной ретрансляционной системы // К.: Известия вузов «Радиоэлектроника». 2008. №2. С.14–24. 7. *Величко А.Ф., Величко Д.А., Курбатов И.В.* Фазовые соотношения и способ снижения погрешностей измерения многочастотных ретрансляционных систем // К.: Известия вузов «Радиоэлектроника». 2005. №5. С.57–67. 8. *Principles* of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light // Max Born M.A., Dr. Phil., F.R.S. Nobel Laureate, Emil Wolf Ph. D., D.Sc. / Пер. с англ.. С.Н. Бреуса, А.И. Головашкина, А.И. Шубина под ред. Г.П. Мотулевич. М.: Наука. Гл. редакция физ.-мат. лит., 1973. 719 с.

Институт радиофизики и электроники
им. А.Я.Усикова НАНУ

Поступила в редколлегию 11.01.2010

УДК 621.395.74

А.И. ЦОПА, канд. техн. наук

ОЦЕНКА ПРЕДЕЛЬНОЙ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ПРОВОДНЫХ КАНАЛОВ СВЯЗИ С РАЗЛИЧНЫМИ *xDSL* ТЕХНОЛОГИЯМИ

Введение

Одним из основных направлений плана модернизации телекоммуникационных сетей общего пользования и ведомственных сетей связи является использование на существующих кабельных линиях связи (КЛС) *xDSL* технологий, которые позволяют существенно повысить скорость передачи информации в проводных каналах связи [1, 2].

В настоящее время наиболее распространенными и перспективными цифровыми технологиями передачи информации по кабельным каналам связи являются [3]:

– симметричные технологии *SHDSL* (модуляция *TC-PAM*);

– асимметричные технологии *ADSL* (модуляция *DMT*);

– сверхскоростная технология *VDSL* (модуляция *DMT, OFDM*).

Анализ технической литературы указывает на отсутствие обоснованных методов сравнительной оценки эффективности этих технологий и поэтому при выборе технологий для разработки и внедрения могут возникнуть проблемы, как у разработчика аппаратуры связи, так и оператора сети.

Цель работы – оценка предельной производительности проводных каналов связи на основе *xDSL* технологий и определение направлений развития современных цифровых систем передачи мультимедийной информации.

Основная часть

Как известно, пропускная способность идеального канала связи (канала, в котором единственной причиной искажений является белый гауссовский шум $P_{Ш}$) с сигналами, у которых ограничена только средняя мощность P_C, определяется выражением Шеннона–Хартли [4]

$$C = \Delta f_C \cdot \log_2(1 + \frac{P_C}{P_{Ш}}) \ [бит/с]. \qquad (1)$$

В рассмотренной выше базовой формуле Шеннона (1) отношение сигнал/шум $SNR = P / P$ не зависит от частоты. Однако при передаче сигналов по реальным КЛС как сигнал, так и шум зависят от частоты. Поэтому при расчетах целесообразно перейти к частотно-зависимой версии формулы Шеннона [5].

Для анализа системы связи на основе проводных каналов рассмотрим модель канала, которая отображает наиболее важные характеристики среды передачи. Канал связи на основе КЛС можно представить в виде линейного фильтрового канала с аддитивным шумом [6].

На рис. 1 представлена модель такого канала связи с функцией передачи $K(f, L)$ для КЛС длины L, где $S_i(f)$, $S_o(f)$ и $N(f)$ – это спектральные плотности мощности *PSD* (*Power Spectral Densities*) соответственно входного сигнала, выходного сигнала и аддитивного шума, а $SNR(f)$ – отношение сигнал/шум.

Известно [6], что при прохождении случайного сигнала через линейную систему спектральная плотность мощности выходного сигнала $S_o(f)$ равна произведению спектральной мощности входного сигнала $S_i(f)$ и квадрата модуля частотной характеристики системы.

$$S_O(f) = S_i(f) \cdot |K(f)|^2. \qquad (2)$$

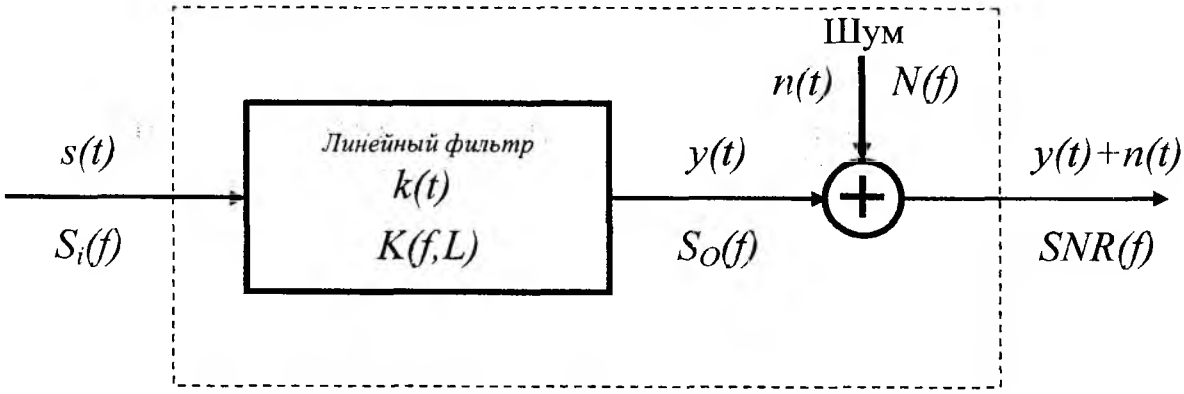


Рис. 1

Тогда отношение сигнал/шум $SNR(f)$ на входе приемника при наличии в канале связи аддитивного шума $N(f)$

$$SNR(f) = \frac{S_i(f) \cdot |K(f,L)|^2}{N(f)}. \tag{3}$$

Используя принцип аппроксимации характеристики затухания канала и шумов путем разбиения общей полосы пропускания КЛС на N равных дискретных участков по частоте Δf, показанный на рис. 2, можно определить суммарную пропускную способность канала связи

$$C \approx \sum_{n=1}^{N} \Delta C_n \approx \sum_{n=1}^{N} \Delta f_n \cdot \log_2 [1 + SNR(f_n)] \ [бит/с], \tag{4}$$

где $\Delta f_n = \frac{\Delta f_c}{N}$ – дискретная полоса пропускания; N – целое число.

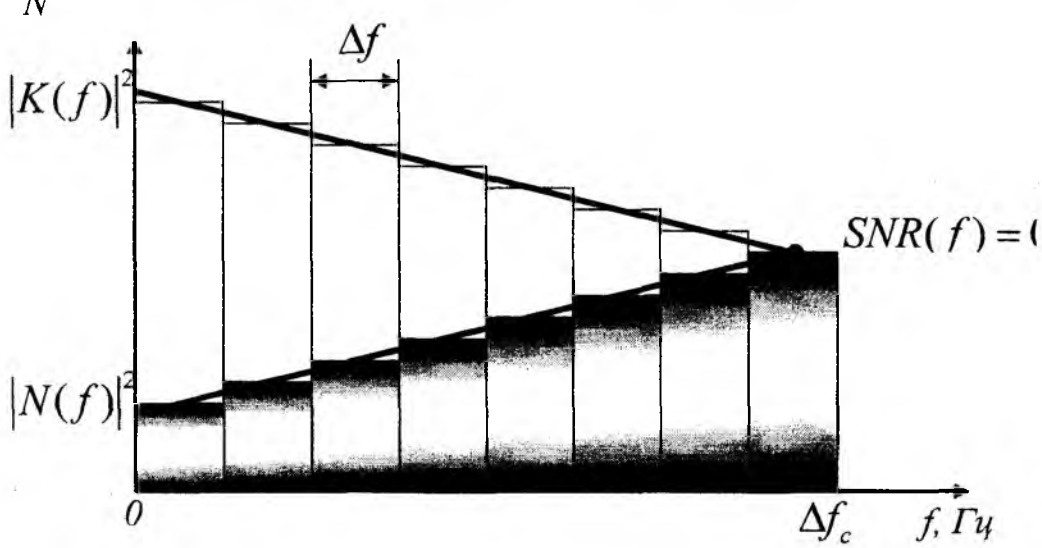


Рис. 2

Если уменьшать дискретную полосу пропускания $\Delta f \to 0$, то получим интегральное выражение формулы Шеннона для кабельного канала связи

$$C = \int_0^{\Delta f_C} \log_2 [1 + SNR(f)] df \ [бит/с], \tag{5}$$

где $SNR(f)$ – отношение сигнал/шум, зависящее от частоты f.

При наличии в проводном канале связи только аддитивного белого гауссовского шума (*AWGN*) интегральное выражение формулы Шеннона приобретает вид

$$C = \int_0^{\Delta f_C} \log_2 \left[1 + \frac{S_i(f) \cdot |K_{КЛС}(f,L)|^2}{N_{AWGN}} \right] df \ [бит/с], \qquad (6)$$

где $K_{КЛС}(f,L)$ – передаточная характеристики кабельного канала связи; $N_{AWGN} = 4 \cdot kT_0 = -140$ *дБм / Гц* (10^{-17} *Вт / Гц*) – спектральная плотность мощности гауссовского белого шума (*AWGN*), $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ *Дж / Гц · град* – постоянная Больцмана; $T_0 = 270^\circ K$ – температура линии связи по Кельвину.

Для моделирования передаточной характеристики $|K_{КЛС}(f,L)|$ кабельного канала связи, являющейся функцией частоты f и длины линии связи L, можно воспользоваться известным выражением из рекомендаций *ETSI* [7]

$$|K_{КЛС}(f,L)| = e^{-k_p \cdot L \cdot \sqrt{f}}, \qquad (7)$$

где f – частота сигнала [*Гц*]; L – длина кабельной линии связи [*км*]; k_p – коэффициент, зависящий от конструкции и диаметра жилы d кабеля.

В табл. 1 приведены значения конструктивного коэффициента k_p для разных типов кабеля.

Таблица 1

Тип кабеля	Обозначение кабеля (*AWG*)	Диаметр жилы в d, *мм*	Параметр k_p
PE-04	26	0,4	0,0213
PE-05	24	0,5	0,0150
PE-06	22	0,6	0,0116
PE-09	19	0,9	0,0085

На рис. 3 приведены частотные характеристики проводного канала связи для различных типов кабелей (1 – *d=0,4 мм*, 2 – *d=0,5 мм*, 3 – *d=0,6 мм*, 4 – *d=0,9 мм*), а на рис. 4 предельная пропускная способность канала связи для КЛС *d=0,5 мм* в сравнении с требованиями к скорости передачи мультимедийной информации в зависимости от длины *L*.

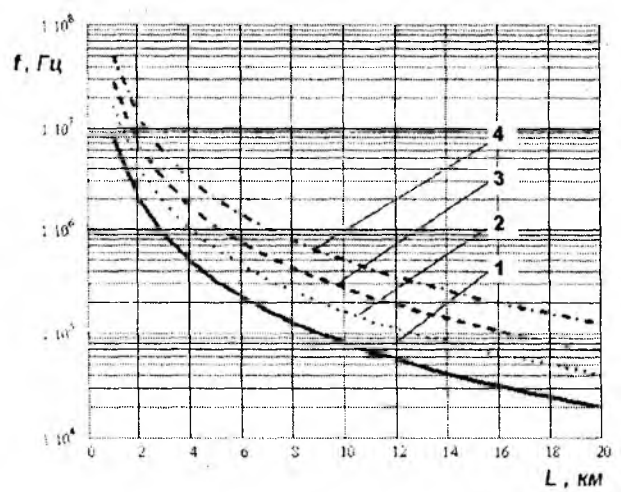


Рис. 3

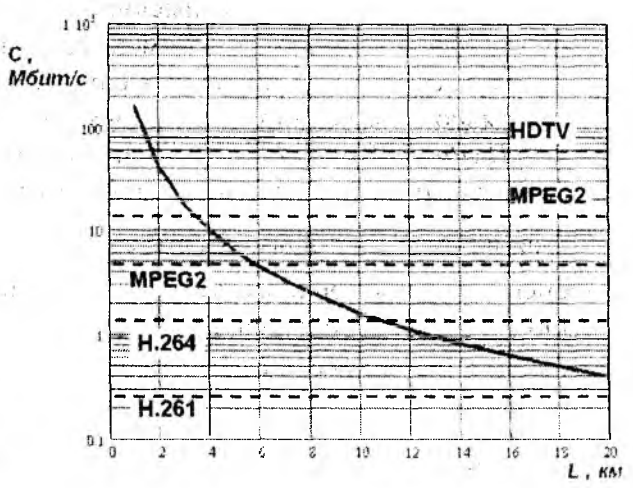


Рис. 4

Как показывают приведенные выше сопоставления, предельная пропускная способность канала на основе одной кабельной линии не обеспечивает передачу качественной мультимедийной информации на расстояния необходимые для развертывания ведомственных сетей

связи (5-10 *км*). Поэтому целесообразно перейти к использованию нескольких пар проводов для обеспечения заданных требований.

При этом предельная пропускная способность C_{MCC} такой многоканальной системы связи (МСС) без учета перекрестных помех и при одинаковых параметрах пар КЛС будет равна сумме пропускных способностей всех N отдельных каналов [8]:

$$C_{MCC} = \sum_{i=1}^{N} C_i = N \cdot C = N \cdot \Delta f \cdot \log_2(1 + \frac{P_C}{P_{ш}}) \ [бит/с], \tag{8}$$

где N – количество каналов многоканальной системы связи.

На рис. 5 приведены зависимости пропускной способности многоканальной системы связи от длины КЛС и от количества пар проводов N.

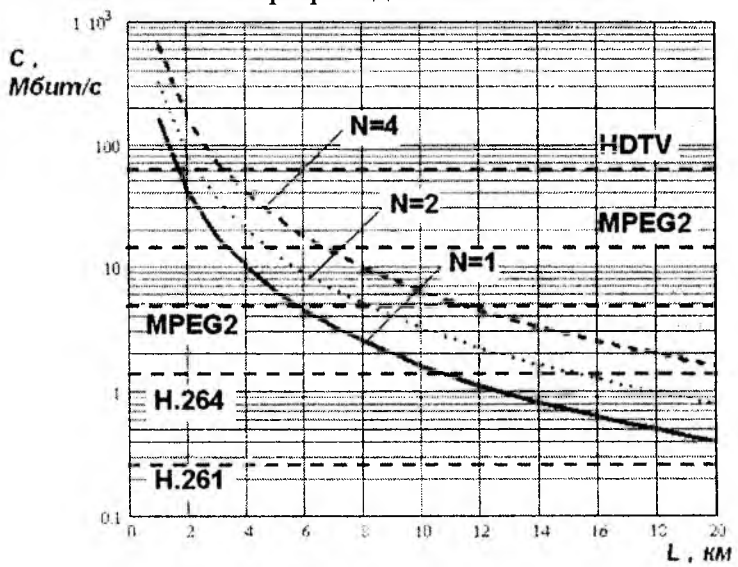


Рис. 5

Эффективность использования полосы пропускания проводного канала на основе существующих КЛС для каждой *xDSL* технологии определяется спектральными характеристиками передаваемых сигналов, видом модуляции и технологией передачи сигнала.

Симметричные *xDSL* технологии используют для передачи сигналов по КЛС многоуровневые линейные сигналы, имеющие компактный спектр, что важно для достижения максимальной дальности работы и помехоустойчивости системы связи [2].

Спектры сигналов современных симметричных систем ЦСПИ (*HDSL*, *SHDSL*, *G.SHDSLbis*) не имеют явно выраженного энергетического максимума, а маска спектральной плотности мощности *PSD* (*Power Spectral Density*) линейного сигнала зависит от типа линейного кода, скорости передачи информации R и определяется с учетом рекомендаций *ITU-T* [9]. Максимальная спектральная плотность мощности передачи составляет $S_{SHDSL} = -40 \ дБм/Гц$ и спектры сигналов современных симметричных *xDSL* технологий (*HDSL, SHDSL, G.SHDSL*) не имеют явно выраженного энергетического максимума и поэтому критическим важным является минимальное значение SNR в полосе приема:

$$\Delta SNR_{DSL} = \min_{\Delta f} \left[SNR_{SHDSL}(f) - SNR_{MIN} \right] \ [дБ]. \tag{9}$$

Работоспособность системы передачи будет обеспечена при выполнении условия $\Delta SNR_{DSL} \geq 0$. При этом требуемая защищенность SNR_{MIN} складывается из защищенности идеального приемника $SNR_{MAR} = 10\lg\left(2^M - 1\right)$ (*margin*) [10], зависящей от кратности модуляции линейного сигнала M, и запаса неидеальности приемника SNR_{GAP}

$$SNR_{MIN} = SNR_{MAR} + SNR_{GAP}, [дБ]. \quad (10)$$

Нужно отметить, что рекомендуемая для расчетов величина запаса неидеальности приемника $SNR_{GAP} = 9,8дБ$ [10], обеспечивающая вероятность битовой ошибки $BER = 10^{-7}$, долгое время не меняется, что, с одной стороны, говорит о достаточно высоком уровне, достигнутом линейными интерфейсами систем связи, а с другой – о некотором технологическом пределе микросхемотехники приемо-передатчиков для *xDSL* технологий.

Исходя из приведенных выше запасов зависимость отношения сигнал/шум в *дБ* от частоты сигнала в канале связи на основе симметричных *xDSL* технологий может быть определена из выражения

$$SNR_{SHDSL}(f) = S_{SHDSL} + 20\lg\left(\left|K(f,l)\right|\right) - SNR_{MAR} - SNR_{GAP} - N_{AWGN}, [дБ] \quad (11)$$

где $SNR_{MAR1} = 8,5дБ$ для линейного кодирования *TC-PAM-16*; $SNR_{MAR2} = 12дБ$ для линейного кодирования *TC-PAM-32*.

Оценка скоростного потенциала технологии проводилась с использованием математического пакета *MathCAD*. На рис. 6 представлены зависимости скорости передачи информации от длины линии связи для *SHDSL* технологий с кодированием *TC-PAM-16* и *TC-PAM-32* для КЛС типа ТПП-0,5.

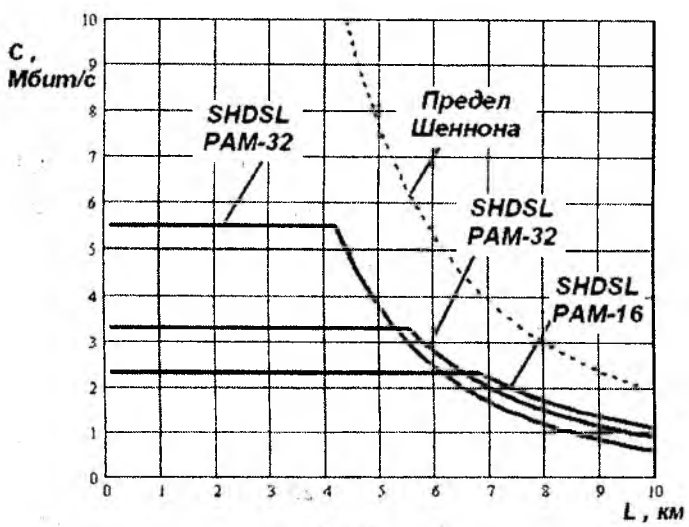


Рис. 6

Асимметричные технологии *ADSL* для передачи информации по каналу связи использует метод частотного разделения каналов на основе дискретной мультитоновой модуляции (*DMT*).

Частотный план распределения поднесущих частот (подканалов) для исходящего и входящего направления передачи технологий *ADSL* показан на рис. 7, а некоторые параметры технологии приведены в табл. 2 [11].

Используемая для *ADSL* частотная полоса разделена на две части: нисходящая линия (*DS-downstream*) – часть спектра, которая используется для передачи данных от сети в направлении оконечного пользователя; восходящая линия (*US-upstream*) – часть спектра, которая используется для передачи данных в направлении от оконечного пользователя к сети.

Каждая из этих частей полосы частот разделена на поднесущие (*subcarrier*). Полоса частот каждой поднесущей составляет 4,3125 *кГц* и служит для передачи определенного числа битов с помощью модуляции поднесущих частот многоуровневой квадратурной модуляции (*QAM*). На рис. 7 полоса частот до 25 *кГц* отведена для обеспечения работы обычного телефонного канала (*POTS - plain old telephony service*).

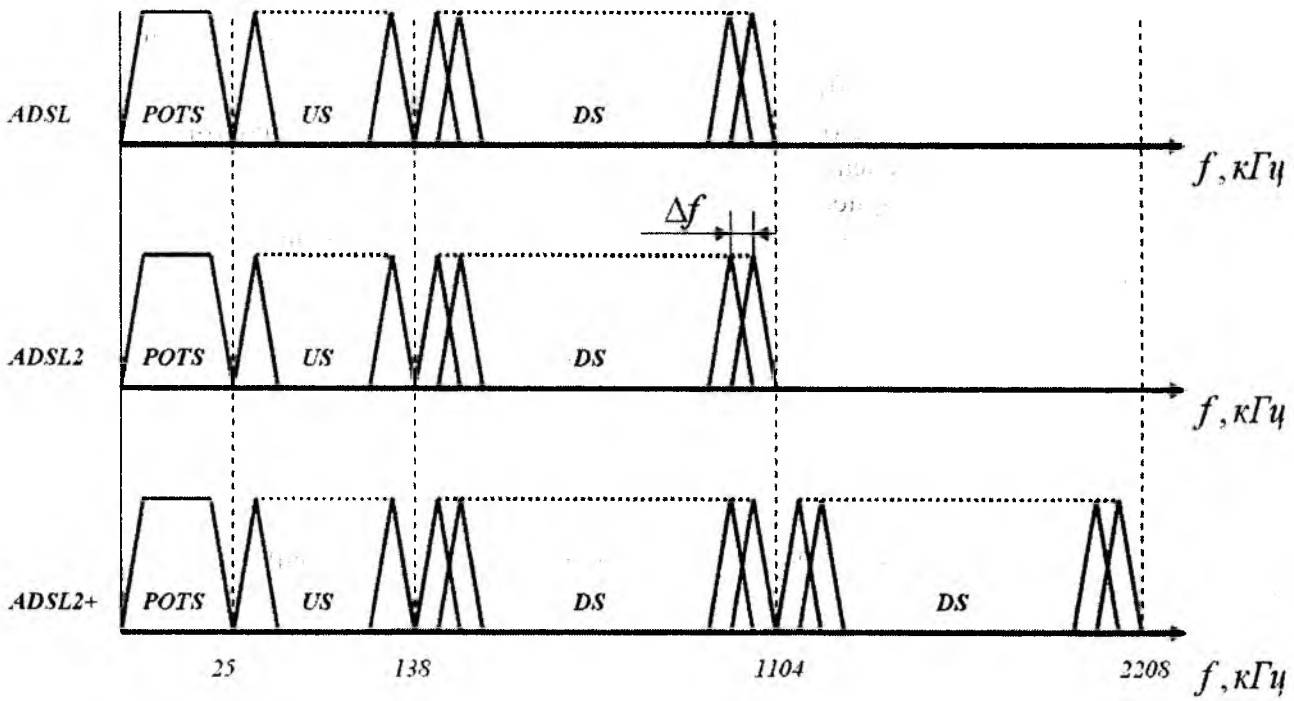


Рис. 7

Таблица 2

Параметр	Технология		
	ADSL	*ADSL2*	*ADSL2+*
Канальный интервал *DMT* Δf, *кГц*	4,3125	4,3125	4,3125
Символьная скорость модуляции f_{SYM}, *Ксим/с*	4,0	4,0	4,0
Максимальный уровень сигнала P_{MAX}, *дБм*	+20,4	+20,4	+20,4
Нижняя полоса частот Δf_H, *кГц*	25-138	25-138	25-138..276
Верхняя полоса частот Δf_B, *кГц*	138-1104	138-1104	138-2208
Количество поднесущих частот i	256	256	512
Максимальная кратность *QAM* модуляции r	≥ 8	≥ 12	≥ 12
Максимальная скорость передачи C_{MAX}, *Кбит/с*	≤ 8000	≤ 12000	≤ 24000

В процессе инициализации модемов и установления связи приемо-передатчики *ADSL* проводят тестирование линии связи для определения отношения сигнал/шум в каждом подканале для каждой поднесущей частоты и установки максимального значения уровня *QAM* – модуляции. Скорость передачи информации в i подканале $V_i = f_{SYM} \cdot M_i$ зависит от защищенности SNR_i согласно формуле Шеннона для идеального приемника

$$V_i = f_{SYM} \cdot \left[\log_2\left(1 + SNR_i\right)\right] = f_{SYM} \cdot \left[\frac{\lg\left(10^{\frac{SNR_{i\partial Б}}{10}}\right)}{\lg 2}\right], \qquad (12)$$

где $SNR_i = SNR(f_i) - SNR_{MAR} - SNR_{GAP}$ – отношение сигнал/шум в *дБ* на каждой поднесущей с учетом запаса помехозащищенности SNR_{MAR} для модуляции *DMT*.

Квадратные скобки в выражении (12) выделяют целую часть результата.

В табл. 3 приведены данные о допустимом минимальном значении SNR_{MIN} для разных видов модуляции *QAM*. Из табл. 3 видно, что увеличение затухания сигнала в каждом частотном подканале на каждые 3 *дб* приводит к уменьшению кратности модуляции на 1 *бит/символ*, что эквивалентно снижению скорости передачи на 4 *Кбит/с*.

Кратность модуляции *QAM* может устанавливаться независимо для каждого частотного подканала.

Таблица 3

Количество бит на символ r	Размерность созвездия $2^r - QAM$	Отношение сигнал/шум для $BER\ 10^{-7}$ SNR_{MIN}, *дБ*	Запас приемника SNR_{GAP}, *дБ*
2	4 – *QAM*	15,5	9,76
3	8 – *QAM*	19,2	9,80
4	16 – *QAM*	22,5	9,88
5	32 – *QAM*	25,6	9,90
6	64 – *QAM*	28,7	9,92
7	128 – *QAM*	31.7	9,93
8	256 – *QAM*	34,8	9,94
9	512 – *QAM*	37,8	9,95
10	1024 – *QAM*	40,8	9,95
11	2048 – *QAM*	43,0	9,95
12	4096 – *QAM*	46,8	9,96
13	8198 – *QAM*	49,9	9,96
14	16384 – *QAM*	52,9	9,96
15	32768 – *QAM*	55,9	9,96

Суммарная скорость передачи канала связи на основе *ADSL* технологии определяется следующим выражением

$$V_{ADSL} = f_{SYM} \cdot \sum_{i_H}^{i_B} V_i \ [бит/с], \qquad (13)$$

где $i_H = \frac{f_H}{\Delta f}$ и $i_B = \frac{f_B}{\Delta f}$ определяют количество каналов поднесущих частот для нисходящего (*DS*) и восходящего потока (*US*).

Максимальная скорость передачи канала связи на основе *ADSL* технологии может быть определена из выражения (13) при разной кратности модуляции *QAM* в каждом частотном канале и запасе защищенности, с учетом длины и типа КЛС.

При расчете необходимо учитывать, что максимальная спектральная плотность мощности передачи составляет $S_{ADSL} = -40\ дБм/Гц$. Неравномерность спектра сигнала по рекомендации [11] в полосе передачи составляет 11,3 *дБ*, что проявляется снижением спектральной плотности при переходе от частоты 1104 *кГц* к 2208 *кГц* (в области частот 26-1104 *кГц* спектральная плотность равномерна). Эту неравномерность спектра можно учесть введением дополнительного затухания сигнала в этом диапазоне частот.

На рис. 8 представлены зависимости скорости передачи нисходящего потока (*DS*) информации от длины линии связи для *ADSL* технологий и КЛС типа ТПП-0,5.

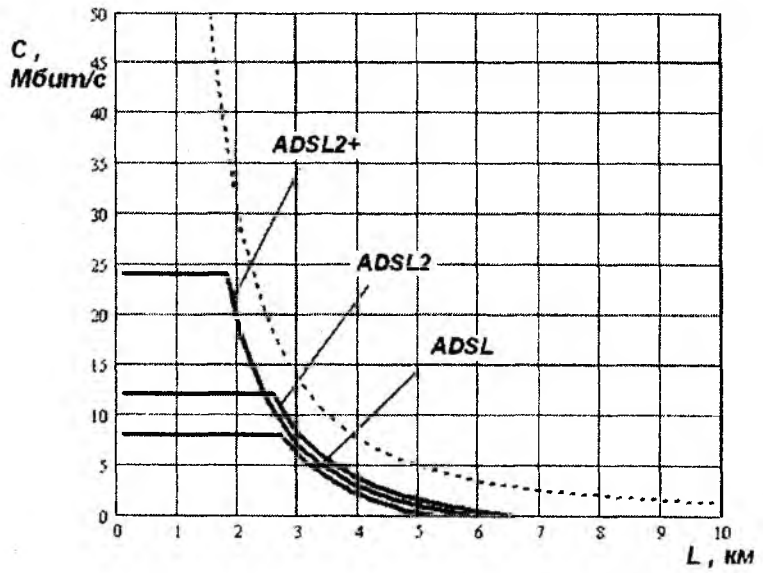


Рис. 8

Высокоскоростная технологии *VDSL* для передачи информации по каналу связи использует один из двух методов передачи:

– QAM-модуляцию для нисходящего и восходящего потока;

– метод частотного разделения каналов на основе дискретной мультитоновой модуляции (*DMT*).

Частотный план распределения поднесущих частот (подканалов) для исходящего и входящего направления передачи технологий *VDSL* показан на рис. 9, а основные параметры технологии приведены в таблице 4 [12].

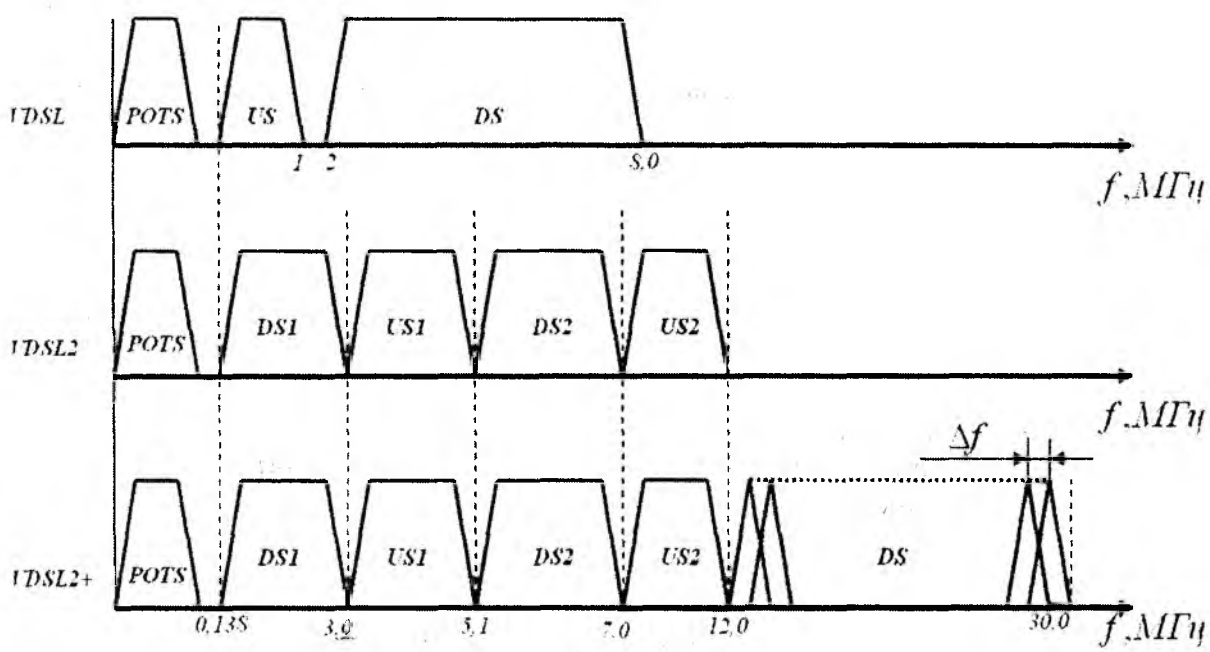


Рис. 9

Используемая для *VDSL* частотная полоса разделена на несколько частей: нисходящая линия (*DS-downstream*) – части спектра, которые используется для передачи данных от сети в направлении оконечного пользователя; восходящая линия (*US-upstream*) – части спектра, которая используется для передачи данных в направлении от оконечного пользователя к сети

Таблица 4

Параметр	Технология		
	VDSL	*VDSL2*	*VDSL2+*
Канальный интервал *DMT* Δf, *кГц*	-	4,3125	8,625
Символьная скорость модуляции f_{SYM}, *Ксим/с*	-	4,0	8,0
Максимальный уровень сигнала P_{MAX}, *дБм*	+20,5	+14,5	+20,5
Нижняя полоса частот Δf_H, *кГц*	25-138	25-138	25-138..276
Верхняя полоса частот Δf_B, *кГц*	138-1000	12000	30000
Количество поднесущих частот i	-	2048	4096
Тип модуляции	*QAM*	*DMT*	*DMT*
Максимальная кратность модуляции поднесущих частот *QAM*	-	≥ 12	≥ 12
Максимальная скорость передачи C_{MAX}, *Кбит/с*	$\leq$ 26000	$\leq$ 54000	$\leq$ 100000

Каждая из этих частей полосы частот разделена на поднесущие (*subcarrier*). Полоса частот каждой поднесущей составляет 4,3125 *кГц* (8,625 *кГц* для *VDSL2*) и служит для передачи определенного числа битов с помощью модуляции поднесущих частот многоуровневой квадратурной модуляции (*QAM*). На рис. 9 полоса частот до 25 *кГц* отведена для обеспечения работы обычного телефонного канала (*POTS*).

В процессе инициализации модемов и установления связи приемопередатчики *VDSL* проводят тестирование линии связи для определения отношения сигнал/шум в каждом подканале для каждой поднесущей частоты и установки максимального значения уровня *QAM* – модуляции. Максимальная скорость передачи канала связи на основе *VDSL* технологии может быть определена из выражения (13) для разной кратности *QAM* в каждом частотном канале и запаса защищенности, с учетом длины и типа КЛС. Максимальная спектральная плотность мощности передачи для *VDSL2* увеличена и составляет $S_{VDSL} = -55$ *дБм / Гц*.

На рис. 10 представлены зависимости скорости передачи нисходящего потока (*DS*) информации от длины линии связи для *VDSL* технологий и КЛС типа ТПП-0,5.

На рис. 11 представлены сравнительные зависимости максимальной скорости передачи информации от длины линии связи для различных *xDSL* технологий и КЛС типа ТПП-0,5.

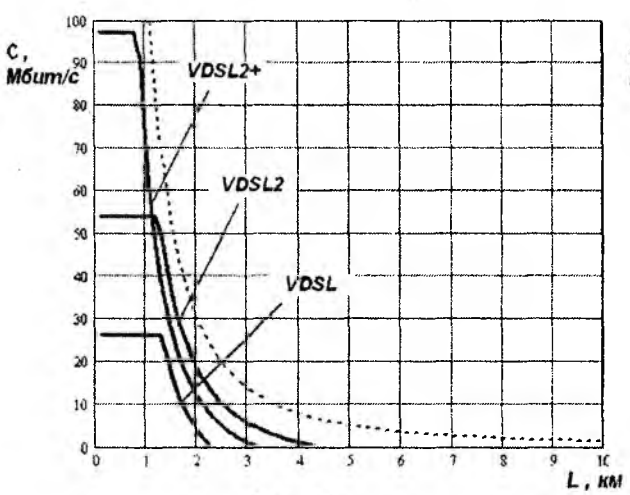


Рис. 10

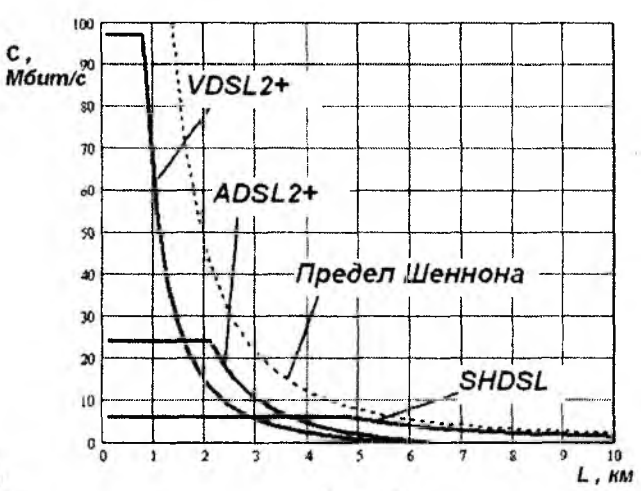


Рис. 11

Заключение

На основе анализа близости к пределу Шеннона производительности каналов связи с различными *xDSL* технологиями показано, что современные требования к скорости передачи мультимедийной информации на большие расстояния могут быть удовлетворены только путем перехода от построения одноканальных к построению многоканальных цифровых систем передачи информации. Такое решение позволяет более эффективно эксплуатировать существующую в Украине инфраструктуру кабельных линий связи за счет использования свободных выделенных пар проводов при применении многоканальных ЦСПИ.

Для обеспечения максимальной дальности работы системы связи целесообразно использовать симметричные G.*SHDSL* технологии, а для обеспечения максимальной производительности на короткие расстояния *VDSL* технологии. Важно также заметить, что именно стандарты этих технологий допускают работу по нескольким парам проводов КЛС. Поэтому реализация в многоканальных ЦСПИ на основе *xDSL* технологий функции мультиплексирования цифровых потоков позволит использовать на телекоммуникационной сети современные протоколы передачи мультимедийной информации.

Список литературы: 1. *Шокало В.М.* Результаты разработки проводных специальных систем передачи информации / В.М. Шокало., А.И. Цопа, В.В. Маслий // Междунар. науч. журнал «Компьютинг. Тернополь. 2008. Т. 7, Вып. № 1. С. 126-134. 2. *Цопа А.И.* Выбор линейных сигналов и анализ их спектральных характеристик в системах передачи информации с использованием *xDSL* технологий // Радиотехника. 2006. Вып. № 146. С. 66-74. 3. *Парфенов Ю. А.* Цифровые сети доступа: Медные кабели и оборудование / Ю.А. Парфенов, Д.Г. Мирошников. М.: Эко-Трендз, 2005. С. 288. 4. *Shannon C.* Communication in the Presence of Noise // Proceedings of the IEEE. 1988. Vol.86. №.2.P. 447-457. 5. *Williamson R.* Assessment of the theoretical limits of copper in the last mile / R. Williamson, J. Klein, M. Reynolds and R. Jones // Final report. Sagentia, 2008. 6. *Прокис Дж.* Цифровая связь: Пер. с англ. / Под ред. Д.Д. Кловского. М.: Радио и связь, 2000. С. 800. 7. ETSI STC TM6. ACCESS TRANSMISSION SYSTEMS ON METALLIC CABLES. Cable reference models for simulating metallic access networks // Permanent Document TM6. 02/1997. 8. *Кириллов В.И.* Многоканальные системы передачи. М.: ООО «Новое знание», 2003. С. 751. 9. SERIES G: TRANSMISSION SYSTEMS AND MEDIA, DIGITAL SYSTEMS AND NETWORKS. Digital sections and digital line system – Access networks. Single-pair high-speed digital subscriber line (*SHDSL*) transceivers // ITU-T Recommendation G.991.2 (*G.SHDSL.bis*), 10/2003. 10. *Кочеров А.В.* Ограничение скоростного потенциала асимметричной цифровой абонентской линии электрическими характеристиками медных кабелей // Электросвязь. 2004. № 11. С. 18-21. 11. *SERIES G*: TRANSMISSION SYSTEMS AND MEDIA, DIGITAL SYSTEMS AND NETWORKS. Digital sections and digital line system – Access networks Asymmetric digital subscriber line transceivers 2 (*ADSL2*) // ITU-T Recommendation G.991.3. 01/2005. 12. SERIES G: TRANSMISSION SYSTEMS AND MEDIA, DIGITAL SYSTEMS AND NETWORKS. Digital sections and digital line system – Access networks. Very high speed digital subscriber line transceivers 2 (*VDSL2*) // ITU-T Recommendation G.993.2. 07/2007.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.01.2010

УДК 621.372(075): 616.8–072.7(035)

О.И. ХАРЧЕНКО, канд. техн. наук

ВЫДЕЛЕНИЕ СИНУСОИДАЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ В СЛУЧАЙНОМ СИГНАЛЕ

Введение

Электроэнцефалография является одним из основных методов объективного тестирования нервной системы. Электроэнцефалограмму (ЭЭГ) принято рассматривать как случайный сигнал, в котором присутствуют гармонические составляющие, являющиеся информативными для диагностики. Выделяются определенные полосы частот, называемые «ритмами», соответствующие некоторому состоянию мозга. Идея рассматривать биопотенциалы мозга с позиции теории случайных процессов была предложена еще в 30-е годы прошлого века Н. Винером [1].

В настоящее время стандартным методом анализа ЭЭГ является визуальный метод. Использование численных методов в электроэнцефалографии обычно ограничивается спектрально-корреляционными [2, 3]. Эти методы позволяют выявить доминирование определенных частотных составляющих на данном отрезке ЭЭГ, но не дают возможности детально проследить изменение спектральной структуры ЭЭГ во времени.

Для полной оценки ЭЭГ важна оценка временного изменения ритмов, что объясняется нестационарностью ЭЭГ-сигнала.

Существующая модель ЭЭГ-сигнала представляет собой аддитивную смесь гармонических составляющих и квазибелого шума, следовательно, для выделения ритмов видится полезным использование спектральных методов, учитывающие высокий уровень шума.

Теория обработки сигналов хорошо развита и занимает значительное место в радиотехнике [4], поэтому представляет интерес применение ее методов к такому специфическому сигналу как ЭЭГ.

Метод выделения мгновенной частоты на основе частотного детектирования скользящим окном

Одним из способов оценки текущей частоты случайного колебания в реальном масштабе времени является представление его в форме частотно-модулированного (ЧМ) сигнала с последующим измерением частоты с помощью цифрового частотного детектора [5-8]. В случае ЭЭГ нестационарность проявляется в значительных флуктуациях амплитуды сигнала, что приводит к эффекту подавления при спектральном анализе участка слабого сигнала участком мощного сигнала.

Для предотвращения этого эффекта реализуем следующий алгоритм в соответствии со структурной схемой рис. 1. Временные диаграммы, иллюстрирующие работу схемы, приведены на рис. 2. Сигнал $s(t)$ (рис.2, *а*) попадает на полосовой фильтр с полосой прозрачности ΔF_1, соответствующей информационной полосе спектра ЭЭГ. Затем сигнал подается на усилитель, обеспечивающий на выходе уровень сигнала, достаточный для срабатывания двустороннего ограничителя мгновенных значений, после которого получаем реализацию (рис. 2, *б*).

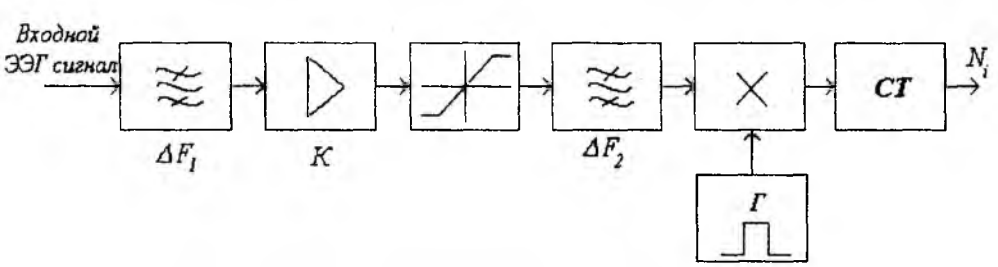


Рис. 1. Схема преобразования ЭЭГ в ЧМ колебание

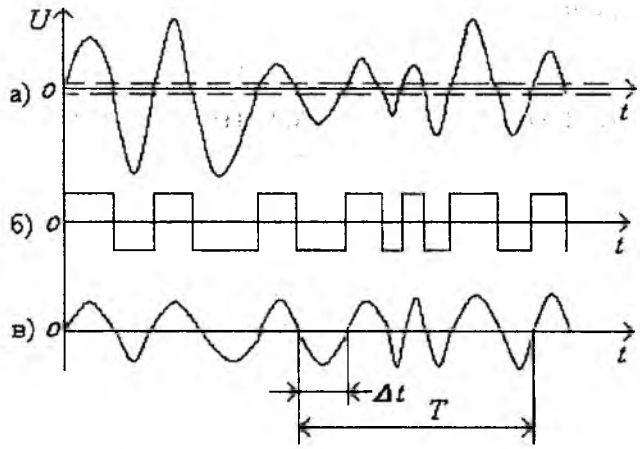


Рис. 2. Временные диаграммы сигналов схемы рис. 1:
а – сигнал на входе амплитудного ограничителя; *б* – сигнал на выходе ограничителя мгновенных значений; *в* – сигнал на выходе фильтра с полосой прозрачности ΔF_2.

Выходной сигнал ограничителя представляет собой последовательность квазипрямоугольных импульсов. В дальнейшем алгоритм строится в зависимости от реализации схемы. В случае применения частотного детектора сигнал подается вначале на узкополосный фильтр, преобразующий последовательность импульсов в форму гармонического ЧМ колебания (рис. 2, *в*). Выходной сигнал фильтра поступает на частотный детектор, а затем на АЦП, вырабатывающий код текущей частоты. Возможна также схема с цифровым частотным детектированием [7].

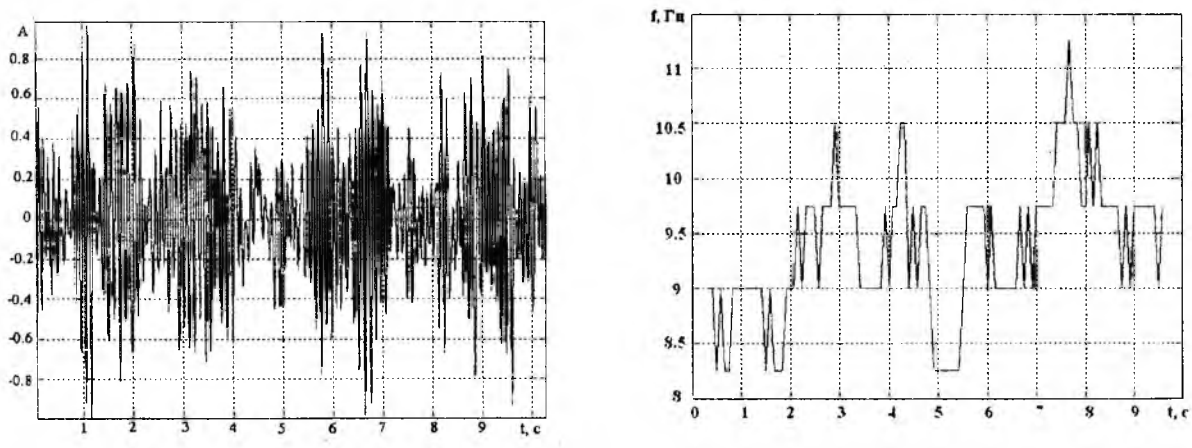
Определим среднюю частоту при помощи метода детектора пересечения нулевого уровня. Этот метод основывается на том факте [5], что частота ЧМ колебания на интервале Δt приблизительно равна

$$f \cong \frac{1}{2\Delta t}, \tag{1}$$

где Δt – интервал времени между двумя соседними нулевыми точками ЧМ сигнала. Это показано на рис. 2 в. Пусть n_0 – количество точек нулевого уровня на интервале времени T (размер окна). Тогда средний интервал времени между двумя соседними нулевыми точками равен $\Delta t = T/n_0$ и равенство (1) можно записать в виде

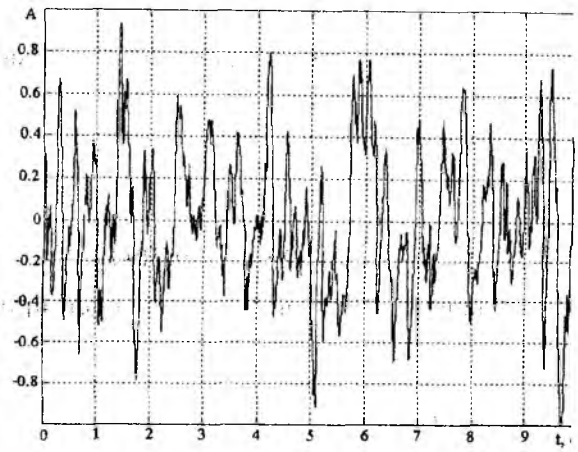
$$f \cong \frac{n_0}{2T}. \tag{2}$$

Примеры применения данного метода к реализациям, рассмотренным выше, приведены на рис. 3 – 5.



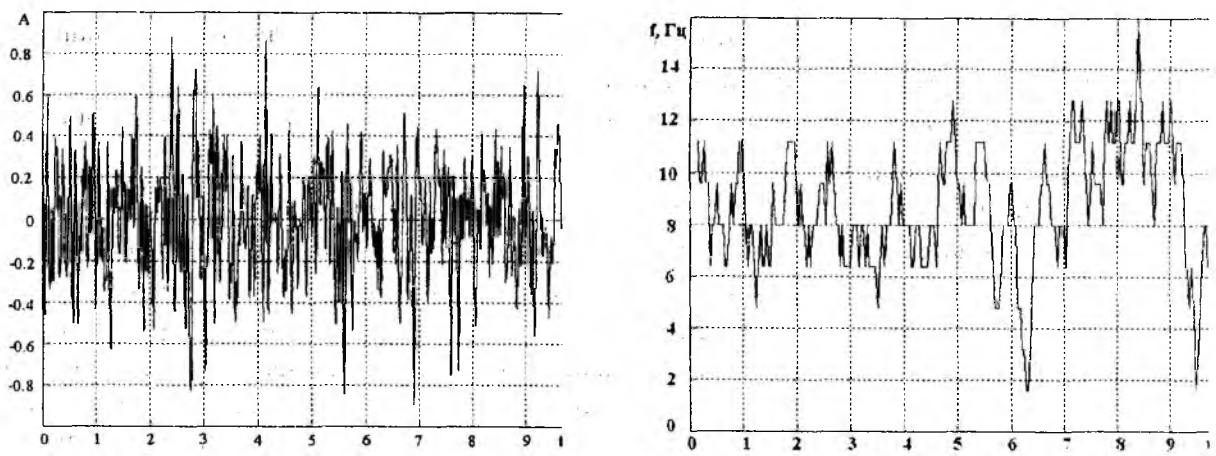
а *б*

Рис. 3. Реализации ЭЭГ №1 (здоровый бодрствующий человек) (*а*) и зависимость мгновенной частоты от времени, соответствующая данной реализации (*б*)



а *б*

Рис. 4. Реализации ЭЭГ №2 (больной) (*а*) и зависимость мгновенной частоты от времени, соответствующая данной реализации (*б*)



а *б*

Рис. 5. Реализации ЭЭГ №3 (больной) (*а*) и зависимость мгновенной частоты от времени, соответствующая данной реализации (*б*)

Метод нахождения мгновенной частоты при помощи метода детектора пересечения нулевого уровня (по сравнению, например, с оконным преобразованием Фурье и вейвлет–преобразованием) является более простым и наглядным. Кроме того, маломощные составляющие не всегда можно обнаружить с помощью преобразования Фурье или вейвлет–преобразования. Метод нахождения текущей частоты (в отличие от преобразования Фурье и вейвлет-преобразования) не зависит от амплитуды сигнала и может показать слабую составляющую.

Модель получения спектров ЭЭГ коррелограммным методом, при учете значений корреляционных функций на участках отсутствия шумовой составляющей

Поскольку ЭЭГ–сигнал представляет собой аддитивную смесь квазибелого шума и гармонических составляющих (ритмов) [9], то логичным является поиск методов, снижающих уровень шума. Это является особенно актуальным в случае выделения низкочастотных составляющих.

Используя различия в автокорреляционных функциях белого шума и процесса, состоящего из дискретного набора гармонических составляющих, который будем считать моделью «идеальной» ЭЭГ, построим спектральную плотность мощности процесса, очищенного от белого шума.

Для выделения гармонических составляющих ЭЭГ-сигнала воспользуемся АКФ. Представим ЭЭГ-сигнал $\varsigma(t)$ в виде суммы

$$\varsigma(t) = \xi(t) + \eta(t), \tag{3}$$

где $\xi(t)$ – линейная комбинация гармонических составляющих ЭЭГ-сигнала; $\eta(t)$ – шумовая составляющая.

Тогда АКФ суммарного процесса будет определяться как [10]

$$R_\varsigma(\tau) = R_\xi(\tau) + R_\eta(\tau) + R_{\xi\eta}(\tau) + R_{\eta\xi}(\tau), \tag{4}$$

где $R_{\xi\eta}(\tau)$, $R_{\eta\xi}(\tau)$ – взаимные корреляционные плотности процессов $\xi(t)$ и $\eta(t)$.

С учетом статистической независимости ЭЭГ-сигнала и шумовой составляющей процесса $R_{\eta\xi}(\tau) = R_{\eta\xi}(\tau) = 0$, выражение (4) упрощается

$$R_\varsigma(\tau) = R_\xi(\tau) + R_\eta(\tau), \tag{5}$$

где согласно [11]

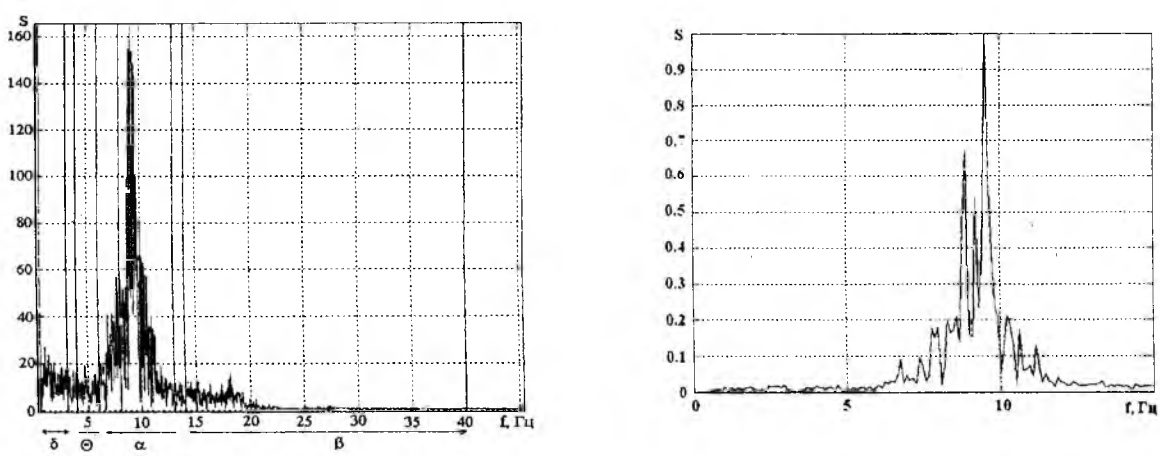
$$R_\eta(\tau) = \frac{W_0\omega_в}{\pi}\frac{\sin\omega_в\tau}{\omega_в\tau}, \tag{6}$$

W_0 – значение энергетического спектра белого шума; $\omega_в$ – верхняя граница диапазона частот шума, определяемая рассматриваемой задачей.

Очевидно, что значения $R_\eta(\tau)$ с ростом τ быстро убывают, и при достаточно больших величинах τ АКФ процесса будет определяться, в основном, гармоническими составляющими сигнала $\xi(t)$. Это позволяет использовать теорему Винера–Хинчина для расчета спектральных составляющих ЭЭГ по отрезку АКФ, сдвинутому относительно начала координат на величину запаздывания $\tau_з$. Таким образом, выбирая величину $\tau_з$ на основании априорной информации о спектре шума, можно рассчитать спектр, используя отрезок АКФ на интервале, в пределах которого интенсивность шумовой составляющей значительно ниже.

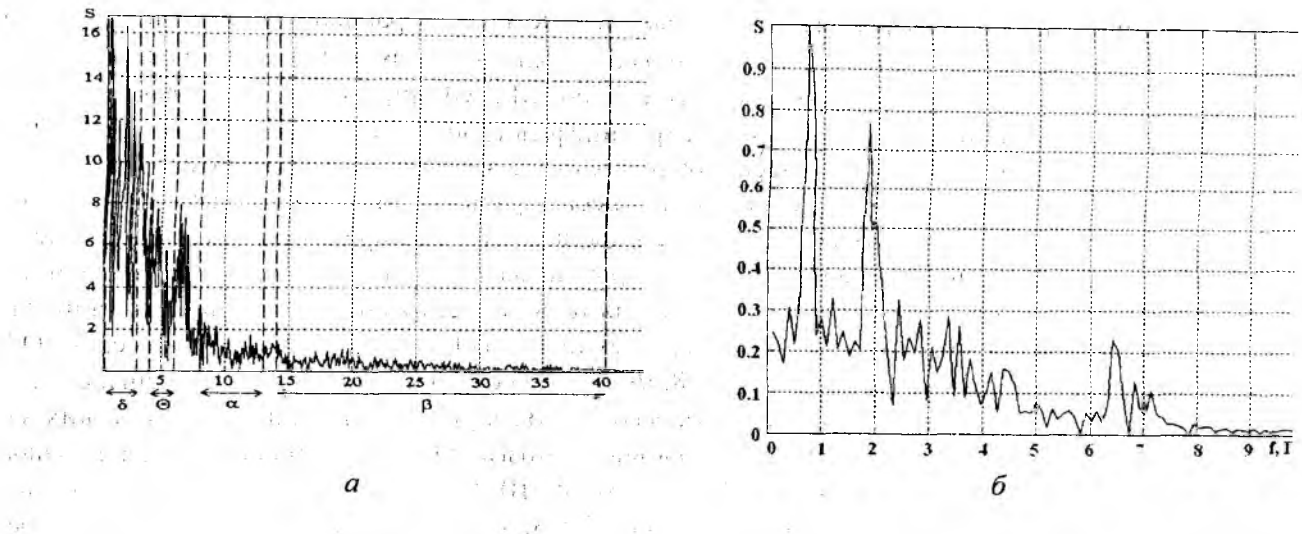
Рис. 6 – 8 иллюстрируют применение данного метода к реализациям ЭЭГ, рассмотренным выше. Сравнение данных графиков и их спектров, вычисленных прямым преобразованием Фурье, показывает, что в спектре процесса после обработки содержится значительно меньше спектральных составляющих.

Данный метод позволяет судить о наличии определенных ритмов, содержащихся в каждой реализации и об их мощности.



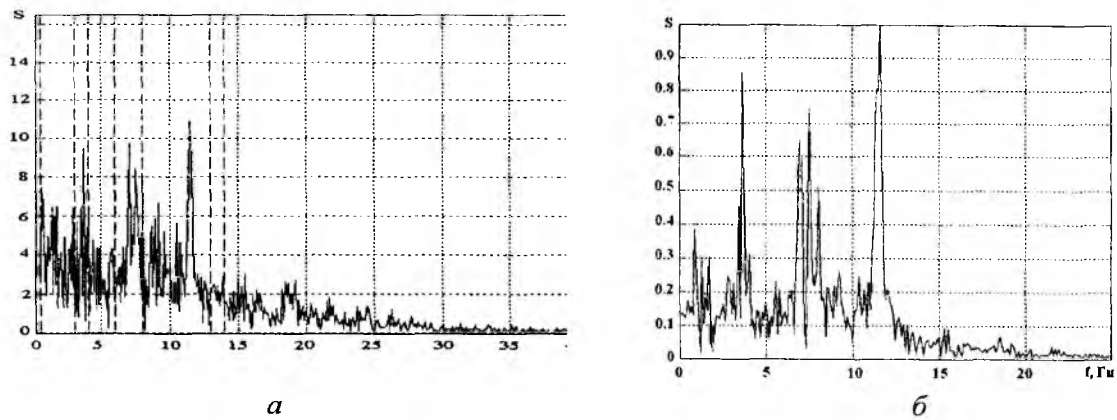
а б

Рис. 6. Спектральная плотность реализации ЭЭГ № 1, полученная прямым преобразованием Фурье (*а*) и в результате обработки АКФ (*б*)



а *б*

Рис. 7. Спектральная плотность реализации ЭЭГ № 2, полученная прямым преобразованием Фурье (*а*) и в результате обработки АКФ (*б*)



а *б*

Рис. 8. Спектральная плотность реализации ЭЭГ № 3, полученная прямым преобразованием Фурье (*а*) и в результате обработки АКФ (*б*)

Предложенный метод определения спектральной плотности средней мощности ЭЭГ позволяет выявить слабые периодические компоненты, которые маскируются шумоподобной составляющей сигнала, этот метод работает как низкочастотный фильтр. Прямое использование преобразования Фурье не всегда позволяет наблюдать слабые гармонические составляющие.

Выводы

Метод нахождения текущей частоты при помощи метода детектора пересечения нулевого уровня является простым и наглядным. Такой подход позволяет находить текущую частоту ЭЭГ, при котором учитывается сигнал с небольшими амплитудами. Также с помощью этого метода возможно проследить за динамикой изменения ЭЭГ, численно охарактеризовать продолжительность и смену основных физиологических ритмов, а также проследить за изменением частоты во времени в пределах каждого ритма.

Модель получения спектров ЭЭГ коррелограммным методом, при учете значений корреляционных функций на участках отсутствия шумовой составляющей обеспечивает выделение периодических компонент сигнала на фоне интенсивных шумовых составляющих, корреляционная функция которых приближается к дельта–функции. Число гребней спектра при этом снижается.

Список литературы: 1. *Винер Н.* Новые главы кибернетики. Управление и связь в животном и машине. М.: Сов. радио, 1963. 230 с. 2. *Зенков Л.Р.* Клиническая электроэнцефалография (с элементами эпилептологии). Руководство для врачей. М.: МЕДпрессинформ, 2004. 368 с. 3. Иванов Л.Б., Прикладная компьютерная электроэнцефалография. М.: АОЗТ «Антидор», 2000. 256с.4. *Волощук Ю.І.* Сигнали та процеси у радіотехніці: У 4 т. Харків: ТОВ «Компанія СМІТ», 2005. Т. 3: 528 с. 5. *Волощук Ю.І.* Сигнали та процеси у радіотехніці: У 4 т. Харків:"Компанія СМІТ", 2003. Т. 1. 445 с. 6. *Харченко О.И.* Методы частотного и временного анализа в системах обработки случайных сигналов типа электроэнцефалограмм. Дис. … канд. техн. наук. Харьков: ХНУРЭ. 253 с.7. *Чумаков В.І.* Приймання та оброблення сигналів: Навч. посібник для студентів усіх форм навчання напрямку „Радіотехніка" / В.І. Чумаков, В.О. Посошенко, О.І. Харченко и др. Харків: ХНУРЕ, 2006. 296 с. 8. *Фалькович С.Е.* Оценка параметров сигнала. М.: Сов. радио, 1970. 334 с. 9. *Киселева Н.В., Медведев А.В., Фролов А.А.* Анализ статических характеристик суммарных биопотенциалов головного мозга крыс // Журнал высшей нервной деятельности. М.: Наука. Т. 39, вып. 4, 1989. С.783-788. 10. *Волощук Ю.І.* Сигнали та процеси у радіотехніці: У 4 т. Т. 2. Харків:"Компанія СМІТ", 2003. 444с.11. *Баскаков С.И.* Радиотехнические цени и сигналы: Учебник. М.: Высш. шк., 1983. 536с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.01.2010

УДК 621.37.+551.553.5

А. Н. ФАХРУТДИНОВА, д-р. физ.-мат наук

РАЗВИТИЕ РАДИОМЕТЕОРНЫХ СРЕДСТВ В ЦЕЛЯХ ПРОВЕДЕНИЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В МЕЗОСФЕРЕ – НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ НАД РЕГИОНОМ ВОСТОЧНОЙ ЕВРОПЫ

Значительный прогресс в развитии моделей глобальной циркуляции средней атмосферы, теплового режима и состава средней атмосферы, а также неоднородной структуры ионосферы возможен при наличии длинных однородных рядов экспериментальных данных, отражающих временные и высотные вариации целого комплекса динамических процессов: зональных, меридиональных, вертикальных перемещений, волновых, турбулентных процессов. Подобная информационная база данных позволяет рассматривать все эти процессы во взаимосвязи, определить климат мезосферы – нижней термосферы, исследовать взаимосвязь различных высотных уровней средней атмосферы и ионосферы, оценить воздействие волновых полей на термодинамические процессы в мезосфере – нижней термосфере, ее турбулизацию и на формирование неоднородной структуры ионосферы.

Все сказанное подчеркивает актуальность развития экспериментальных исследований высотной структуры динамических процессов в области мезопаузы – нижней термосферы, необходимой при разработке модели глобальной циркуляции, адекватных моделей ионосферы и прогноза распространения радиоволн.

Ниже представлена историческая справка развития радиометеорных средств.

В 1950 г. начались интенсивные статистические исследования метеорных явлений. Опираясь на достигнутые результаты, получил широкое развитие радиометеорный метод исследований динамики мезосферы – нижней термосферы в интервале метеорных высот. В настоящее время радиометеорный метод является одним из самых информативных методов исследования атмосферы на высотах 80 – 110 *км*.

Первые определения скорости ветра по данным радиолокационных наблюдений дрейфа метеорных следов были проведены в 1949 г. Маннингом и др. в Стэнфордском университете [1, 2]. С 1952 года ветровые радиометеорные исследования проводятся Эльфордом, Лидди, Робертсоном в Австралии (Аделаида), с 1953 г. Гринхау, Ньюфельдом в Англии (Джодрелл-Бэнк) [3, 4, 5, 6].

Радиометеорные исследования в СССР по существу начались в период Международного Геофизического Года (1957 г.). В рамках Международных геофизических мероприятий МГГ, МГС, МГСС, МГАС были проведены радиометеорные измерения в СССР, США, Франции, ФРГ и других странах.

Спецификой радиометеорных измерений ветра является получение статистически устойчивых параметров ветровых движений путем усреднения по большому массиву измерений. Для повышения оперативности радиометода исследовательские коллективы идут по пути автоматизации набора и обработки экспериментального материала. Так в 60-е годы в США создана автоматизированная метеорная станция МАРК-II [7].

В начале 70-х годов начаты радиометеорные измерения в Новой Зеландии [8, 9], на Ямайке [10], в Японии [11].

В СССР впервые ветровые радиометеорные измерения проведены в 1959 году в Харьковском политехническом институте (ХПИ), в конце 60-х – начале 70-х годов в ХПИ успешно проводятся разработки автоматизированных ветровых комплексов [12-15].

В 1964 – 65 годах изучение динамики в метеорной зоне в течение года было проведено в КГУ [16], а в 1969 г. проведены полугодовые непрерывные радиометеорные измерения скорости ветра на радиолокационной станции, оснащенной высотомером [17]. С 1964 г. начаты исследования в Институте физики и математики АН Киргизской ССР (г. Фрунзе) [18], в Институте экспериментальной метеорологии (ИЭМ) Государственного комитета СССР по гид-

рометеорологии и контролю природной среды, проводимые в Обнинске [19], на о. Хейса (Земля Франца-Иосифа) [20], на станции Молодежная (Антарктида) [21], в 70-е годы совместно с ракетными измерениями в Волгограде [22] и в рамках научно-технического сотрудничества между ГДР и СССР по проблеме «Космическая метеорология» совместно с Обсерваторией ионосферных исследований Института солнечно-земной физики АН ГДР в Кюлунгсборне [23]. На базе ИЭМ организованы также наблюдения в Хабаровске, Болгарии, Ашхабаде. В настоящее время поставлен вопрос о построении оптимальной сети радиометеорных станций, обсуждаемый в работах [24 – 27].

Развитие радиометеорного метода в исследовании астрономических аспектов падающего метеорного потока и его приложения к исследованиям динамики атмосферы, инициированного в конце 50-х – начале 60-х годов двадцатого столетия профессором Кащеевым Борисом Леонидовичем (Харьковский институт радиоэлектроники), профессором Костылевым Константином Владимировичем, профессором Сидоровым Владимиром Васильевичем (Казанский Государственный Университет) продолжается в пределах последних 50 лет. Разработана и проведена калибровка фазовой угломерной системы по измерениям в период выраженных метеорных потоков, позволившая определить точность угловых измерений и соответствующих высот отражающих областей на метеорных ионизациях (0.3^0, 1 *км*) [28], что в свою очередь позволяет получать высотные профили термодинамических процессов, определяемых по радиометеорным измерениям. В таблице приведены рассчитанные значения экваториальных геоцентрических координат в максимуме активности потока Геминид в период с 1959 по 2005 г.

Пункты наблюдений	Харьков 1959 г.	Обнинск 1967 г.	Казань 1988, 1989 гг.	Казань 2005 г.
α	111.0±5	111.4	111.4; 111.6	112.2
δ	32.2±2	32.5	33.2; 33.2	33.4

На сегодняшний день радиометеорный метод, являясь эффективным средством при исследовании динамики мезосферы – нижней термосферы, удачно дополняет такие средства, как спутниковые, ракетные, метод частичных отражений, лидары, MST-радары. Геофизические исследования, начатые в период МГС, успешно продолжаются в рамках таких Международных программ и проектов, как MAP, GLOBMET, MAK, WITS, DYANA, STEP, PSMOS, CAWSES и др.

Выполненные радиометеорные координированные исследования, в том числе с участием коллектива Харьковского института радиоэлектроники, в регионе Восточной Европы позволили установить устойчивую структуру циркуляции в поле зонального, меридионального ветра и горизонтальные пространственные масштабы долгопериодных вариаций преобладающего и приливного ветра в зимний период в пределах 1600 – 1700 *км*, 4500 *км* соответственно.

Ниже приведены несколько экспериментальных результатов, полученных в КГУ. Эти результаты наглядно показывают перспективность радиометеорных исследований термодинамического режима фоновых и широкого спектра волновых движений (внутренних гравитационных волн, приливов, планетарных волн) и их полугодовых, годовых и межгодовых вариаций [28 – 30].

На рис. 1 представлена устойчивая высотная структура скорости ветра в верхней мезосфере – нижней термосфере по измерениям в г. Казани в 1986 – 1987 гг. в интервале высот 80 –110 *км*. Определена устойчивая антициклональная зональная циркуляция в интервале 80 – 110 *км* и смена антициклонального режима на циклональный в летний период в интервале 80 – 85 *км*. Локальная высотно-сезонная структура преобладающего зонального и меридионального ветра за период 1999 – 2002 приведена на рис. 2. Данная структура построена с использованием радиометеорных измерений в Казани в интервале высот 80 – 110 *км* и архивных данных для региона Казани BADC UKMO (метеорологическое общество Великобритании).

На основе радиометеорных измерений, выполненных в КГУ в пределах последних 50 лет, создана информационная база данных о параметрах динамических процессов, их временной, высотной изменчивости. База данных использована при развитии глобальной полу-

эмпирической модели зональной меридиональной циркуляции, опубликованной в работе [29]. Данная модель вошла в новую версию модели SIRA.

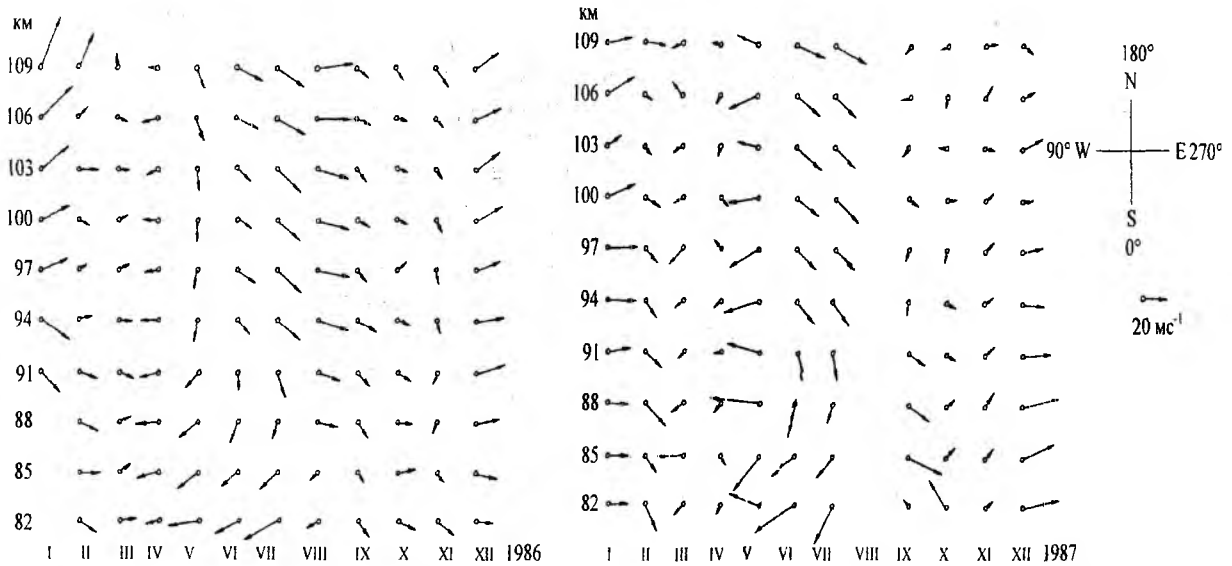


Рис.1

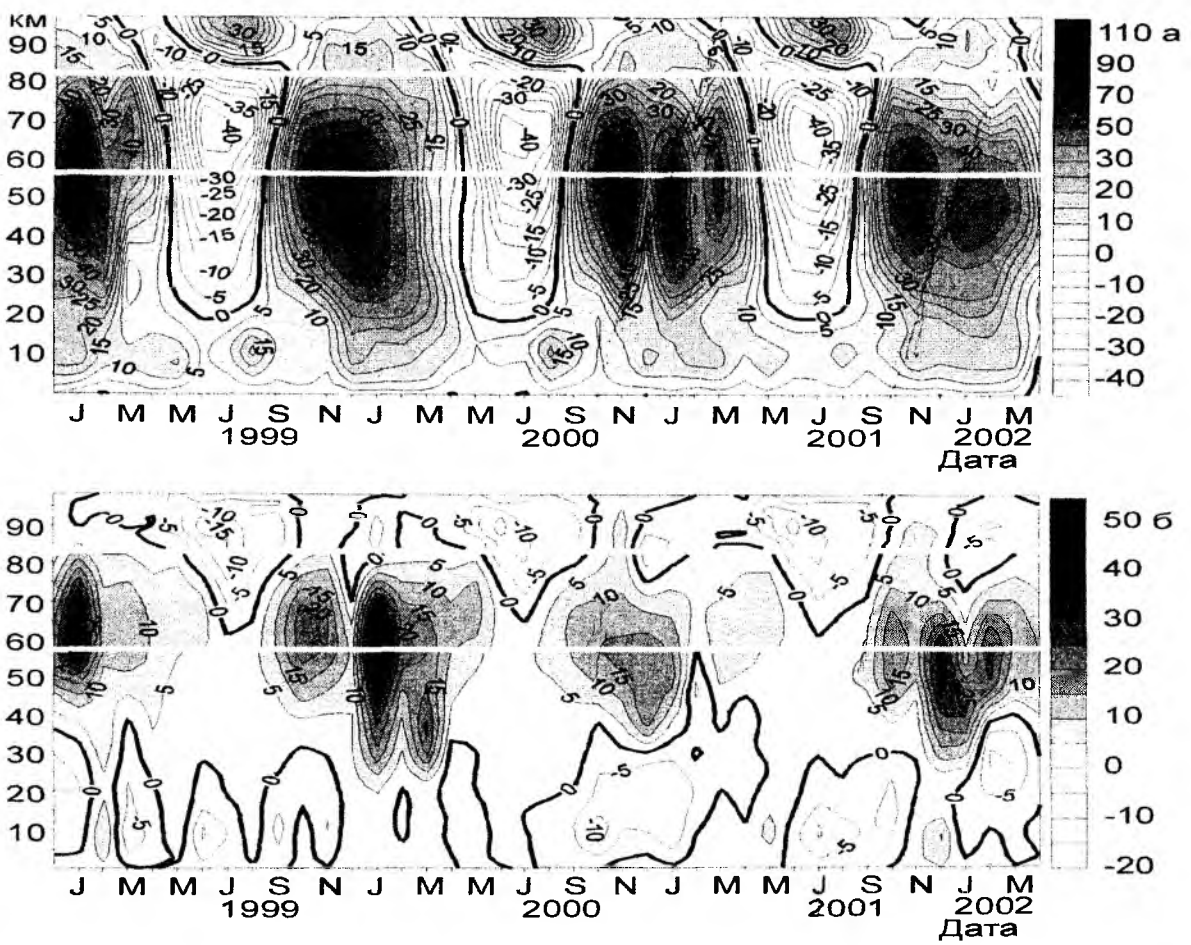


Рис. 2

В связи с длительными циклами радиометеорных наблюдений, выполненных учеными ХИРЭ, КГУ и на сети станций ИЭМ с учетом богатого опыта ХИРЭ и ИЭМ проведения радиометеорных измерений не только в регионе Восточной Европы, но также в экваториальных широтах, Антарктиды и при полярных районах (о. Хейса), весьма перспективно продолжить

координированные радиометеорные измерения и исследования термодинамического режима, его высотной, широтной, долготной изменчивости в северном и южном полушариях, связи с солнечной геомагнитной активностью и антропогенным воздействием.

Список литературы: 1. *Manning L. A., Villard O. G., Peterson A.M.* Meteoric echo study of upper atmospheric winds // Proc/ IRE. 1950. Vol.38, №8. P. 877-883. 2. *Manning L. A., Villard O. G., Peterson A. M.* Double-Doppler study of meteoric echoes // J. Geophys. Res.1952. Vol.57, № 3. P. 387-403. 3. *Robertson D.S., Liddy D.T., Elford W.G.* Measurements of winds in the upper atmosphere by means of drifting meteor trails. P.1 // J. Arm. Terr. Phys. 1953.Vol.4, № 4/5. P. 255-270. 4. *Elford W.G., Robertson D.S.* Measurements of winds in the upper atmosphere by means of drifting meteor trails. P.2 // J. Atm. Terr. Phys. 1953. Vol.4, № 4/5. P.271-284. 5. *Greenhow J.S.* A radio-echo method for the investigation of atmospheric winds at altitude of 80 to 100 km // J. Arm. Terr. Phys. 1952. Vol. 2, № 5. P. 282-291. 6. *Greenhow J.S.* Systematic wind measurements at altitudes of 80-100 km using radio echoes from meteor trails // Phil. Mag. 1954. Vol.45, №384. P. 471-480. 7. *Newell R.E., Dickinson R.E.* On the application of a proposed global system for measuring meteor winds // Pure and Appl. Geoph. 1967. Vol. 68, №3. P. 162-172. 8. *Baggaley W.J., Wilkinson P.J.* The treatment of observational radio- meteor wind data // Planet. Space Sci. 1974. Vol.22, №5. P. 777-787. 9. *Wilkinson P.J., Baggaley W.J.* Southern hemisphere atmospheric winds in the leteor region // Planet. Space Sci. 1975. Vol. 23, №3. P.509-521. 10. *Scholefield A.J., Alleyne H.* Low latitude meteor wind observations // J. Atm. Terr. Phys. 1975. Vol.37, №2. P. 273-286. 11. *Aso T., Tsuda T., Kara S.* Meteor radar observations at Kyoto University // J. Atm. Terr. Phys. 1979. Vol.41, №2. P. 517-552. 12. *Кащеев Б.Л., Нечитайленко В.А.* Ветровой автомат. 1. Проблемы и принципы построения // Радиотехника. Межвед. Научн.-техн. Сб. 1974. №31. С. 38-45. 13. Лизогуб. В.В. Ветровой автомат.3. Первичная обработка сигналов // Радиотехника. 1975. №32. С. 3-7. 14. *Нечитайленко В.А.* Ветровой автомат. 2. Предварительная сигналов // Радиотехника. 1974. №31. С. 45-51. 15. *Кащеев Б.Л., Волощук Ю.И., Ткачук А.А., Дудник Б.С., Жуков В.В., Нечитайленко В.А.* Метеорная автоматизированная радиолокационная система // Метеорные исследования. М., 1977. №4. С.11-61. 16. *Задорина Ф.К., Покровский Г.Б., Сидоров В.В., Тептин Г.М., Фахрутдинов Р. Ю., Фахрутдинова А.Н.* Движение атмосферы на высотах 80-100 км по радиометеорным наблюдениям в Казани // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1967. Т.3. №1. С. 3-15. 17. *Покровский Г.Б., Сидоров В.В., Михайлов Б.К., Фахрутдинов Р.Ю., Фахрутдинова А.Н.* Определение координат отражающих точек на метеорной станции КГУ-М4 // Метеорное распространение радиоволн. Казань: Изд-во Казан. ун-та. 1969. №6. С.238-245. 18. *Каримов К.А.* Радиометеорные наблюдения ветровых характеристик над Киргизией // Труды ЦАО. 1969. №84. С. 12-18. 19. *Арефьева А.В., Корпусов В.Н., Лысенко И.А., Орлянский А.Д., Рябчиков А.Н.* Результаты изучения ветрового режима метеорной зоны радиолокационным методом // Геомагнетизм и аэрономия. 1966. Т.6. №4. С.703-706. 20. *Ильичев Ю.Д., Лысенко И А., Орлянский А.Д.* Результаты ветра на высотах 80 – 100 км методом радиолокации метеорных следов на ст. Молодежная, о. Хейса и в Обнинске // Труды ИЭМ. Гидрометеоиздат. 1972. №1. С. 47-65. 21. *Ильичев Ю.Д., Лысенко И.А., Орлянский А.Д., Петручек Т.П.* Результаты измерений ветра в верхней атмосфере над Антарктидой методом радиолокации метеорных следов // Метеорология и гидрология. №12. С. 19-27. 22. *Андреева Л.А., Ильичев Ю. Д., Лысенко И.А., Косенкова А.В.* Результаты совместных измерений ветра в нижней термосфере радиолокационными иракетными методами // Труды ИЭМ. М.: Гидрометеоиздат. 1974. №1. С. 57-63. 23. *Lysenko I.A., Portnyagin Yu.L, Sprenger K., Greisiger KM, Schminder R.* Results of a comparison between radar meteor wind measurements and simultaneous lower ionosphere drift measurements in the same area // J. Atm. Terr. Phys. 1972. Vol. 34, №9. P. 1435-1444. 24. *Измерение* ветра на высотах 90 – 100 км наземными методами / Под ред. Ю.И. Портнягина, К. Шпренгера, И.А. Лысенко, Р. Шминдера, А.Д. Орлянского, К.М. Грайзигера, Ю.Д. Ильичева, Р. Кюршнера, Б. Шеннинга. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 343 с. 25. *Нечитайленко В.А.* Статистическая теория радионаблюдений метеорного ветра. М.: Наука, 1979. 103 с. 26. *Нечитайленко В.А., Волощук Ю.И.* Некоторые вопросы построения многофункциональных сетей метеорных РЛС // Метеорные исследования. 1983. №8. С. 77-82. 27. *Gavrilov A.A.* Some principles of optimal projections of meteor radar wind monitoring // First GLOBMET Symposium. Abstracts. ML VINITI. 1985. P. 76. 28. *Фахрутдинова А.Н.* Циркуляция мезосферы – нижней термосферы средних широт. Казань: Казан. гос. ун-тет, 2004. 167 с. 29. *Jacobi Ch., K. Fröhlich, Y. Portnyagin, E. Merzlyakov, T. Solovjova, N. Makarov, D. Rees, A. Fahrutdinova, V. Guryanov, D. Fedorov, D. Korotyshkin, J. Forbes, A. Pogoreltsev, D. Kürschner.* Semi-empirical model of middle atmosphere wind from the ground to the lower thermosphere // Advances in Space research, 2009. Vol. 43, №2. P. 239-246. 30. *Фахрутдинова А.Н.* Волновая структура циркуляции нижней и средней атмосферы Земли. Казань: Казан. гос. ун-тет, 2006. 180 с.

Казанский государственный университет,
Республика Татарстан

Поступила в редколлегию 25.01.2010

УДК 621.373.826

ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОЛУТОРАМИКРОННЫЙ ЛАЗЕР НА ФОСФАТ–АЛЮМИНИЙ–БАРИЕВОМ СТЕКЛЕ

М.И. ДЗЮБЕНКО[1] д-р. физ.-мат. наук, В.А. КОНРАДИЙ[2], Ю.П. НИКОЛАЕВ[2], В.В. ШЕВЧЕНКО[1] д-р. физ.-мат. наук

Введение

Характерной тенденцией развития лазерной техники в течение последнего десятилетия является большой интерес к разработке и применению простых и надежных лазеров, работающих в диапазоне 1,5÷1,6 *мкм* [1, 2]. Излучение этих лазеров наиболее безопасно для глаз из-за объемного поглощения в роговице и влаге передней камеры глаза, приходится на окно прозрачности в атмосфере, для его регистрации существуют чувствительные приемники. Поэтому полутрамикронные лазеры находят широкое применение в ряде областей науки и техники, таких как дальнометрия, локация, волоконно-оптическая связь, медицина и т.д. Особенно следует подчеркнуть потребности офтальмологии, где эти лазеры необходимы для лечения целого ряда серьезных заболеваний.

Наиболее простым и распространенным источником мощного импульсного излучения в полуторамикронной области являются лазеры на эрбиевом стекле с немонохроматической накачкой. Активными центрами в этих стеклах служат ионы Er^{3+}, излучающие на переходе $I_{13/2} \rightarrow I_{15/2}$ (λ=1,536 *мкм*). Особенностью этого перехода является то, что генерацию на нем можно получить только при сравнительно низких концентрациях ионов эрбия (≤1%). При низких концентрациях слабые поглощательные переходы иона Er^{3+} не могут обеспечить высокие оптические плотности активного элемента и как результат низкая эффективность использования излучения ламп накачки. Слабые полосы поглощения, низкие значения поперечного сечения стимулированного излучения и трехуровневая схема работы эрбия приводят к высоким порогам и низкому КПД генерации, что не позволяет достигнуть практически приемлемых лазерных параметров.

При этих обстоятельствах единственным путем повышения эффективности полуторамикронного лазера является использование эффекта сенсибилизации. В качестве сенсибилизатора широко используется ион иттербия Yb^{3+} [3]. Использование трехвалентного иттербия как сенсибилизатора позволило несколько улучшить энергетические показатели лазера. Однако, поскольку иттербий имеет лишь одну полосу поглощения с максимумом ~975 *нм*, положение и форма которой слабо зависят от состава стекла, эффективность использования излучения накачки даже иттербий-эрбиевыми стеклами очень низкая.

Более эффективным дополнительным сенсибилизатором для этих стекол является неодим Nd^{3+} [3]. Использование трехкомпонентной системы неодим-иттербий-эрбий приводит к некоторому улучшению энергетических параметров лазерных стекол. Однако применение ионов неодима как дополнительного сенсибилизатора все же ограничено из-за тушения люминесценции эрбия неодимом в следствие обратной передачи энергии электронного возбуждения [3]. Этого можно избежать, если применять активные элементы в виде многослойного активированного стекла [4]. В таких активных элементах оболочка изготовлена из стекла с Nd^{3+} и Yb^{3+}, а сердцевина – стекла с Yb^{3+} и Er^{3+}. Более эффективным оказалось, однако, применение в качестве дополнительного сенсибилизатора в фосфатных иттербий-эрбиевых стеклах трехвалентного иона хрома [3]. Выпускаемые в настоящее время эрбиевые фосфатные стекла, например, российские стекла ЛГС-Х, ЛГС-ХМ (фирма "ИРЭ-Полюс"), КГСС 0135/15, КГСС 0185/132 (фирма НИТИОМ ВНЦ "ГОИ"), имеют высокие эксплуатационные характеристики [5]. Полный КПД лазеров на этих стеклах находится в пределах 1÷3 %, что сравнимо с КПД неодимовых лазеров (2÷5 %). Однако отечественные разработчики оптико-электронных систем, в которых могли бы использоваться эрбиевые лазеры, испытывают определенный технический "голод".

Целью совместной работы Изюмского приборостроительного завода и ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины является создание отечественного эрбиевого стекла ЛФС –Э. В настоящей статье приводятся результаты исследования спектроскопических и генерационных характеристик некоторых экспериментальных образцов эрбиевых стекол изготовленных на Изюмском заводе.

Особенности синтеза и физические свойства стекла ЛФС-Э

В качестве матрицы эрбиевого стекла была использована бариево-фосфатная матрица, в которую в качестве активатора вводились ионы эрбия, а в качестве сенсибилизаторов – ионы иттербия и хрома. Поскольку оптимальные значения концентраций эрбия и иттербия известны [6 – 8], задача состояла в определении оптимальных концентраций хрома. Для этого были синтезированы иттербий-эрбиевые лазерные стекла с концентрационным рядом по хрому.

Стекла синтезировались в силитовых печах по модифицированной двухстадийной технологии. В качестве сырьевых материалов применялись химикаты квалификации "ОСЧ". Шихта проваривалась в 0,5-литровом стекритовом тигле, затем стекломасса переливалась в тигель из аффинированной платины такой же вместимости, где проводились все последующие стадии технологического процесса (дейтерирование, барботирование расплава кислородом, гомогенизация стекломассы и т.д.). Отлитое в форму стекло отжигалось в электрической печи сопротивления по заданному температурно-временному режиму. Из отливок стекла изготавливали образцы, используемые для определения физико-химических и спектрально-люминесцентных параметров, и активные элементы размером ø4×65 *мм* (для определенных концентраций хрома). Основные характеристики стекла ЛФС-Э приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметр	Значение	Примечание
Концентрация эрбия	$1{,}79\times10^{19}$ см$^{-3}$	
Концентрация хрома	$8{,}6\times10^{18}\div6{,}0\times10^{19}$ см$^{-3}$	0,02 ÷ 0,14 масс %
Показатель преломления n_e	1,573	
Длительность затухания люминесценции $\tau_л$	$7{,}8\times10^{-3}$ с.	При концентрации хрома до $5{,}1\times10^{19}$ см$^{-3}$
Плотность	3,38 г/см^3	
Коэффициент термического расширения	80×10^{-7} ^{0}C^{-1}	В диапазоне температур 20÷120 ^{0}C

Некоторые характерные спектры поглощения эрбиевых стекол, измеренные на спектрофотометре СФ-20, представлены на рис. 1. На рис.1, *а* – изображен спектр поглощения эрбиевого стекла без ионов хрома, а на рис. 1, *б* – при наличии Gr_2O_3 с концентрацией 0,06 *масс* %.

Из рис.1, *а* видно, что полосы поглощения эрбия узкие и слабые, что является одним из основных препятствий для получения эффективной генерации на стекле, не содержащем дополнительных сенсибилизаторов. Кроме того, область спектра от 550 до 900 *нм*, где высвечивается значительная доля световой энергии лампы накачки, даже при наличии в качестве сенсибилизатора ионов иттербия остается неиспользованной. Это обстоятельство и является одной из причин высоких порогов генерации иттербий-эрбиевых стекол.

Введение в качестве дополнительного сенсибилизатора ионов хрома, как видно из рис.1, *б*, позволяет увеличить коэффициент использования излучения лампы накачки и, тем самым, может понизить порог генерации лазера. В фосфатном стекле спектр поглощения ионов хрома имеет вид широких полос, с максимумами вблизи 460 *нм* и 650 *нм*, которые перекрывают видимую область спектра. Полоса же люминесценции хрома захватывает широкую область спектра – от 750 до 1000 *нм*, с максимумом вблизи 820 *нм*, которая перекрывается с областью поглощения иттербия. Это и обеспечивает эффективную передачу энергии от хрома к иттербию.

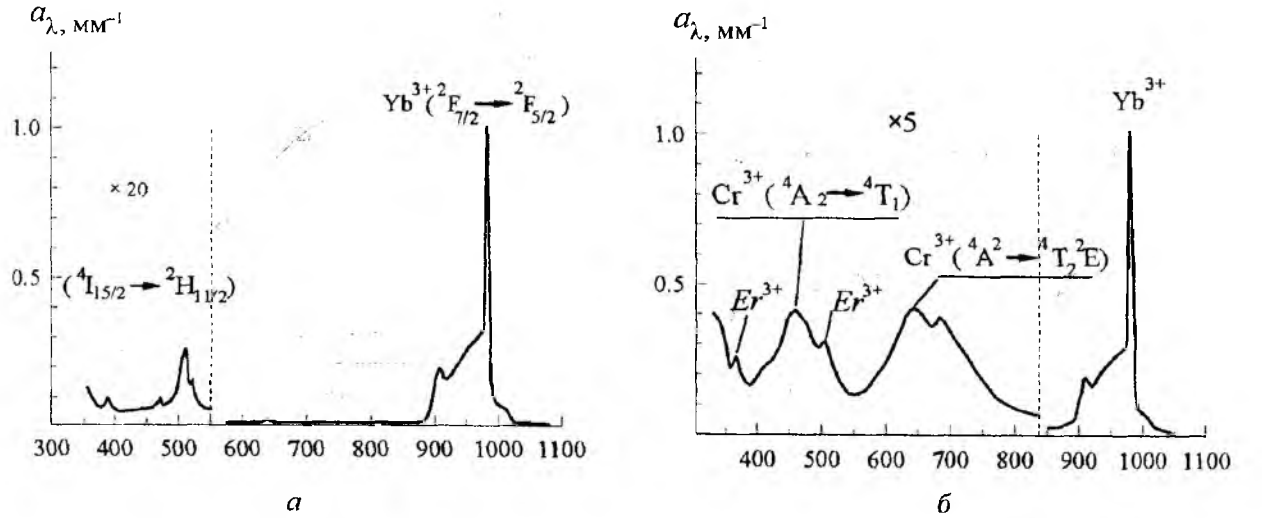


Рис. 1

Основные кинетические параметры ионов эрбия, такие как интенсивность люминесценции на начальной стадии $I_л$ и длительность ее затухания $\tau_л$, были измерены на дисковом тауметре для всех исследуемых стекол. Результаты этих измерений приведены на рис. 2. Здесь представлены концентрационные зависимости интенсивности люминесценции эрбия на начальной стадии $I_л$ (а) и длительности ее затухания $\tau_л$ (б) для не дейтерированного (1) и дейтерированного (2) стекол. Из этих кривых видно, что увеличение содержания хрома в стекле приводит к усилению сенсибилизирующего эффекта и характеризуется возрастанием интенсивности люминесценции ионов эрбия более чем в 1,5 раза. Это свидетельствует об эффективной хром-иттербий-эрбиевой передаче энергии, при этом область оптимальных концентраций хрома составляет 0,1÷0,14 *масс* %.

Следует отметить, что один из основных каналов тушения люминесценции ионов эрбия связан с разменом энергии электронного возбуждения активатора на валентные колебания акцептора, в качестве которого выступают оксигидрильные группы $(O_n\text{-}H_m)^-$, из которых наибольшим тушащим свойствами обладают группы гидроксила $(O\text{-}H)^-$. Индуктивно-резонансный механизм ион-колебательной безызлучательной передачи возбуждения приводит к деградации энергии метастабильного состояния эрбия, и, таким образом, к снижению квантового выхода, длительности люминесценции, КПД лазера и повышению порога генерации.

Спектр поглощения $(O\text{-}H)^-$-групп представляет собой широкую полосу в средней ИК – области спектра с максимумом на частоте, которая приблизительно соответствует волновому числу 3000 $см^{-1}$. Одним из основных способов, уменьшающих влияние гидроксильных групп, является дейтерирование расплава стекла, поскольку колебания связи O-D более низкочастотные, чем у связи O-H. Поэтому, применяя технологию обезвоживания стекломассы, можно существенно уменьшить тушение люминесценции ионов эрбия именно благодаря уменьшению интеграла перекрытия спектра их излучения и спектра поглощения гидроксильными группами.

Качественно оценить степень обезвоживания исследуемых стекол ЛФС-Э можно по спектрам поглощения. На рис.3 представлены спектры поглощения стекла ЛФС-Э с концентрацией хрома 0,12 *масс*% для необезвоженного (1) и обезвоженного (2) (путем их дейтерирования) стекол, рассчитанные по результатам измерения их пропускания на спектрофотометре ИКС-39. Видно, что применение технологического приема дейтерирования расплава стекломассы приводит к уменьшению поглощения группами $(O\text{-}H)^-$, при этом возрастают интенсивность и длительность люминесценции ионов эрбия (см. рис. 2).

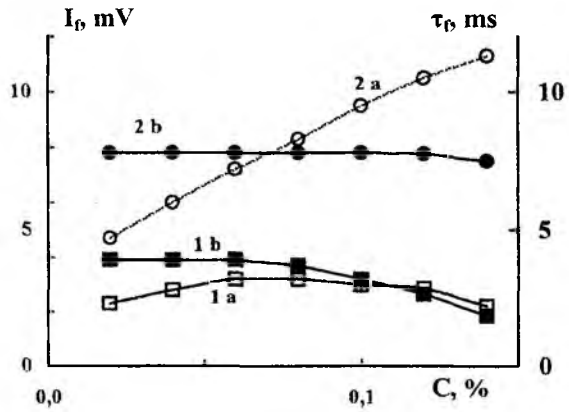


Рис. 2

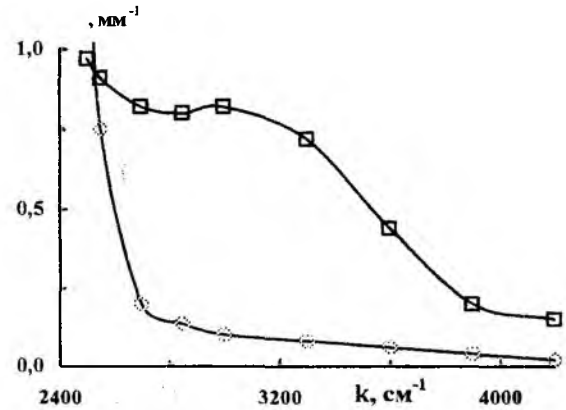


Рис. 3

Исследования показали, что коэффициент поглощения не превышал 0,15 *мм*$^{-1}$ на частоте 3000 *см*$^{-1}$ для всего концентрационного ряда по хрому. Это свидетельствует об удалении большей части гидроксильных групп.

Для лазерных экспериментов из стекла ЛФС-Э были изготовлены цилиндрические образцы активных элементов диаметром 4,0 *мм* и длиной 65,0 *мм*, основные характеристики которых представлены в табл. 2.

Таблица 2

№ п/п	Тип активного элемента	Концентрация Cr_2O_3, %
1	ЛФС-Э – 116	0,08
2	ЛФС-Э – 117	0,1
3	ЛФС-Э – 118	0,12
4	ЛФС-Э – 119	0,14

Лазерные исследования

В наших экспериментах применялись два типа лазерных систем, которые отличались геометрическими размерами головок и типом ламп вспышки. Первая установка была разработана для лампы типа ИНП-5/60, а вторая – для лампы типа ИНП-3/45 фирмы "ЗЕНИТ".

Ламповые системы накачки (ЛСН) использовали формирующую цепь, состоящую из катушки индуктивности и конденсатора, дающую униполярный импульс света. Для этих цепей значения индуктивности L, емкости C, и зарядного напряжения конденсатора Vo выбирались такими, чтобы с данной лампой был реализован близкий к критическому разряд требуемой длительности и энергии. Для расчета этих ЛСН использовались результаты предыдущих наших исследований [9], что обеспечивало также максимальное спектральное согласование излучения лампы и полосы поглощения лазерной среды.

Первая из упомянутых систем накачки применялась на начальном этапе исследований для проверки генерационных свойств разных стекол. Активный элемент устанавливается в кварцевый отражатель с диффузным покрытием, который не был оптимальным с точки зрения согласования размеров. Электрическая цепь разряда здесь содержала батарею конденсаторов емкостью C=1400 *мкФ* и катушку общей индуктивностью L=800 *мкГн*, при этом длительность накачки, измеренная по уровню 0,5 от максимума импульса света $\tau_{0,5}$, составляла около 2 *мс*. Данная система накачки обеспечивала плавную регулировку энергии разряда в диапазоне 20÷1200 *Дж*. Резонатор лазера длиной 300 *мм* был собран из плоских зеркал с коэффициентами отражения R_1= 99,5 % и R_2= 90 % (на длине волны λ=1,54 *мкм*). Наличие генерации регистрировалось фотоэлектрическим приемником ФК-20, подключенным к осциллографу С8-2, а энергия лазерного излучения определялась прибором ИКТ-1Н.

На рис. 4 представлена осциллограмма импульса свободной генерации лазерного стекла ЛФС-Э № 117, наложенная на импульс накачки (одно деление соответствует 500 *мкс*). Видно, что в данной системе задержка лазерного импульса составляет около 1,0 *мс* по отношению к импульсу накачки, и примерно равна длительности его фронта.

Сравнительные результаты испытаний разных стекол в этой системе показали, что их порог W_p и энергия генерации W_o при одинаковой энергии накачки W_p=343 *Дж* оказались сравнимыми по порядку величины. Некоторое различие было связано, по-видимому, лишь с наличием неоднородностей в активных элементах.

Вторая экспериментальная установка применялась для оптимизации параметров системы накачки и резонатора лазера, генерирующего на стеклах типа ЛФС-Э. В этой системе активный элемент устанавливался внутри полого кварцевого отражателя с зеркальным покрытием, для которого условия согласования размеров были выполнены намного лучше, чем в первой системе. В работе также были предприняты меры для сведения к минимуму потерь на поглощение в неосвещенных торцевых зонах активного элемента. Это достигалось путем использования специальных металлических оправок, оставляющих неосвещенными не более 3 *мм* с каждой стороны. Кроме того, в этом случае величины элементов цепи разряда – емкость батареи конденсаторов и индуктивность катушки – можно было изменять в широких пределах: C=700÷1400 *мкФ*; L = 200÷3200 *мкГн*. Это позволяло нам изменять длительность светового импульса накачки в диапазоне 0,8÷3,2 *мс*, при этом форма импульса разряда оставалась униполярной во всех случаях.

На первом этапе мы исследовали влияние добротности резонатора лазера на эффективность генерации. Экспериментальные результаты, проведенные с разными зеркалами резонатора, показали, что для данной системы, при четырехкратном превышении над порогом, оптимальным по энергии и КПД генерации оказалось выходное зеркало, имеющее коэффициент отражения около 70 %.

Затем мы изучили влияние длительности светового импульса накачки на эффективность лазера на стекле, активированном Er^+. С этой целью были проведены сравнительные измерения выходной энергии лазера при одинаковой энергии заряда накопительных конденсаторов, но для разных параметров цепи разряда. Значения выходной энергии W_0 и длительности генерации $\tau_{0,5}$, полученные для образца стекла ЛФС-Э 119 при энергии накачки W_p=63 *Дж*, представлены в табл. 3. Отсюда видно, что эффективность лазеров на стекле ЛФС-Э, активированном Er^+, в диапазоне (0,8÷4 *мс*) слабо зависит от длительности импульса накачки.

Таблица 3

$\tau_{0,5}$, *мс*	0,8	1,4	1,5	1,7	2,1	2,75	3,6
W_o, *мДж*	428	475	490	485	490	449	415

Некоторое увеличение выходной энергии лазера при увеличении длительности импульса от 0,8 до 2 *мс* может быть связано с тем, что здесь сказывается относительно большое время передачи энергии от Yb^{3+} к Er^{3+} [10]. В то же время незначительное уменьшение W_{out} при увеличении длительности импульса более 2 *мс*, очевидно, обусловлено использованием в этом случае большей индуктивности, которая вносит соответственно большие потери.

Необходимо отметить, что время задержки лазерного импульса по отношению к импульсу накачки для всех исследованных длительностей импульсов, как и в предыдущей системе, оказалось примерно равным длительности его фронта, что согласуется и с результатами других исследований [3].

На рис. 5 показаны типичная зависимость энергии лазерного излучения W_{out} от энергии накачки W_{pump}, полученная для стекла ЛФС-Э-116 во 2-й системе при коэффициенте отражения выходного зеркала 70 %.

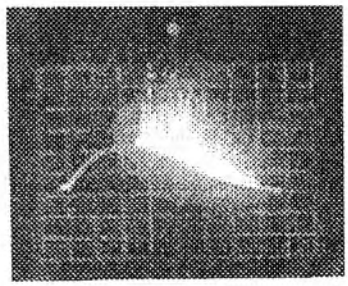


Рис. 4

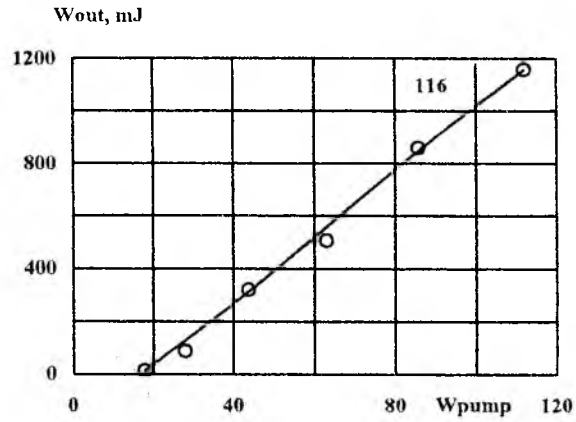


Рис. 5

Выводы

В результате проведенных исследований:

1. Синтезированы иттербий-эрбиевые стекла с концентрационным рядом по хрому.

2. Изучены их спектрально-люминесцентные характеристики. Показано, что применяя технологию обезвоживания расплава стекла, путем дейтерирования, можно существенно уменьшить тушение люминесценции ионов эрбия.

3. Изучено влияние химического состава эрбиевого стекла, условий накачки и добротности резонатора на энергетические характеристики лазера. Показано, что некоторые образцы отечественного эрбиевого стекла марки ЛФС-Э в оптимальных условиях могут обеспечить достаточно высокий КПД генерации в свободном режиме ~1,3 %, что сравнимо с зарубежными аналогами. Используя же более современные технологические приемы синтеза стекла ЛФС-Э (стадий обезвоживания, барботирования) при увеличении вместимости варочного сосуда до 50 *л*, можно надеяться на получение лазерных стекол с улучшенными энергетическими параметрами в самое ближайшее время.

Список литературы: 1. *Л.О. Бышевская-Конопко Л.О., И.Л. Воробьев, А.А. Изынеев, П.И. Садовский, С.Н. Сергеев.* Квантовая электроника. 31, 861 (2001). 2. *M. Tilleman, S. Jackel, I. Moshe.* Optical Engineering, 37, 12 (1999). 3. *Н.Е. Алексеев, В.П. Гапонцев, М.Е. Жаботинский* и др. Лазерные фосфатные стекла. М.: Наука, 1980 . С.352. 4. Snitzer E., Yong C.G. // In: Lasers a Series of Agrances. N.Y. Dekker, 1968. V. 2. P. 131. 5. *А.А. Изынеев, П.И. Садовский.* Квантовая электроника. 24, 791 (1997). 6. *Н.В. Данильчук, С.Г. Лунтер, Ю.П. Николаев, Г.Т. Петровский* и др. Передача энергии и генерация в фосфатных стеклах, активированных хромом, иттербием и эрбием. ДАН СССР, 266, 1115 (1982). 7. *С.Г. Лунтер, А.Г. Мурзин, М.Н. Толстой* и др. Квантовая электроника. 11, 103 (1984). 8. *С.Г. Лунтер, В.М. Митькин, Ю.К Федоров.* Оптический журнал. 70, 65 (2003). 9. *V.V. Shevchenko.* Telecommunications and Radio Engineering, 59, 106 (2003). 10. Jiang Shibin, Hamlin Scott J., Myers John D., Rhonehouse Daniel L., Myers Michael J. Report of CLEO'96 – conference (1996).

[1]*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины*
[2]*Изюмский казенный приборостроительный завод*

Поступила в редколлегию 25.01.2010

УДК 612.172.2

М.Л. КОЧИНА, д-р биол. наук, А.А.КАМИНСКИЙ

КОМПЬЮТЕРНЫЙ РИТМОГРАФ

Введение

В последние годы сформулирован новый подход к оценке функционального состояния (ФС) человека [4, 5], объединяющий представления о вегетативном гомеостазе и регуляторных системах и положение о том, что организм человека представляет собой ультрастабильную систему. Установлена связь статистических и спектральных характеристик сердечного ритма с определенным типом вегетативного гомеостаза (гомеокинеза) и физиологическими показателями, которые характеризуют функциональное состояние организма [6].

Важной задачей является определение интегральных показателей ФС, характеризующих состояние целого организма. Требованиям интегрального показателя ФС хорошо отвечают разные характеристики сердечного ритма (например, длительность R-R интервалов), отражающие управляющие влияния на сердечный пейсмекер со стороны нервных центров через метаболическую, сосудистую и центральную нервную системы [7 - 9].

Особый интерес представляют изменения показателей сердечного ритма, возникающие в условиях профессиональной деятельности, когда необходимо принимать оперативное решение о возможности дальнейшего выполнения человеком производственного задания, на основании анализа достаточно коротких записей кардиосигнала, при наличии большого количества помех и артефактов [1, 2, 7, 8].

Общими недостатками существующих приборов для оценки ФС организма по динамике R-R интервалов является то, что они строятся, как правило, на основе многоэлектродных кардиографов (например, система «Кардиосенс» [10]), что создает неудобства при решении эргономических задач, либо в них используются оптические датчики пульса – пальцевая плетизмография (система «Микрос 2000» [3]). Запись плетизмограммы не имеет четко выраженных ритмичных пиков, соответствующих каждому сокращению сердца, а также на таких записях встречается большое количество артефактов, поэтому снижается точность определения динамики R-R интервалов.

Таким образом, актуальной задачей является разработка новых методов съема, передачи и обработки информации, характеризующей состояние сердечного ритма, поскольку его изменение отражает реакцию организма на любые воздействия внешней среды, и портативных устройств для их реализации.

Цель работы является разработка компьютерного ритмографа и алгоритма обработки кардиосигнала.

Техническая реализация и принцип действия ритмографа

На рис. 1 приведена функциональная схема разработанного нами ритмографа, позволяющего регистрировать электрокардиограмму (ЭКГ), фильтровать и передавать данные в ПК.

Сигнал от электродов поступает на дифференциальные входы инструментального усилителя, обладающего высоким входным сопротивлением (порядка 10 *МОм*). Задача этого усилителя – предварительное усиление сигнала и согласование сопротивлений. Далее сигнал поступает на кардиофильтр, который включает в себя последовательно соединенные режекторный фильтр (РФ), фильтр нижних частот (ФНЧ) и фильтр высоких частот (ФВЧ). РФ служит для подавления наводки от сети электропитания, ФВЧ – для отсечки постоянной составляющей биопотенциалов человека, ФНЧ – для подавления высокочастотных помех. Установка РФ вызвана тем, что для двухэлектродной ЭКГ наводка от сети не является синфазной помехой, в отличие от трехэлектродной, следовательно, высокий коэффициент подавления синфазной помехи инструментального усилителя в этом случае бесполезен.

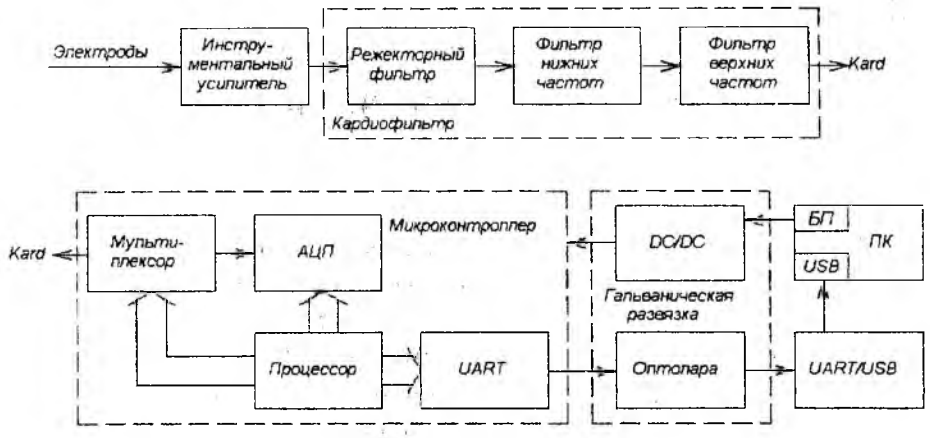


Рис. 1

С выхода кардиофильтра сигнал поступает на вход мультиплексированного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) встроенного в микроконтроллер (МК). Процессор МК преобразует данные поступающие АЦП в пакеты данных, которые передаются далее в ПК посредством универсального асинхронного приемо-передатчика (UART). Между ПК и устройством установлена гальваническая развязка, состоящая из оптопары (развязка по шине данных) и преобразователя питания (DC/DC преобразователь) (развязка по питанию). Для соединения USB порта ПК с устройством предусмотрен мост UART/USB.

Полоса пропускания ФНЧ определялась исходя из средней активной ширины спектра кардиограммы (27 *Гц*). Для минимизации искажений вносимых фильтром был использован ФНЧ Баттерворта второго порядка, т.к. он имеет максимально плоскую АЧХ и умеренную фазовую нелинейность. В качестве ФВЧ использовался фильтр второго порядка с полосой среза равной 0,7 *Гц*.

На рис. 2 представлен фрагмент кардиосигнала здорового человека, на котором обозначены информативные показатели, исследование которых позволяет оценить ФС.

С целью оценки искажений, вносимых фильтром, было проведено сравнение показателей эталонного сигнала, поступающего на вход кардиофильтра, с показателями сигнала на его выходе. Результат сравнения представлены на рис. 3. Очевидно, что выходной сигнал отстает от входного. В табл. 1 представлены ошибки, вносимые фильтром в значения исследуемых показателей.

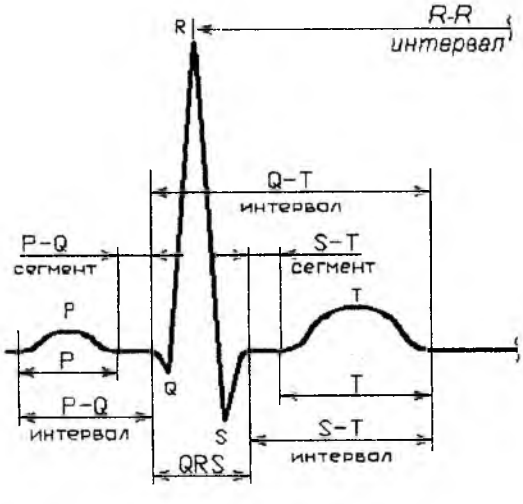


Рис. 2

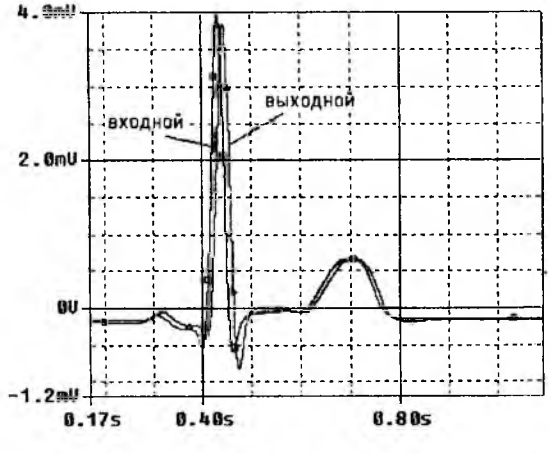


Рис. 3

Таблица 1

Показатель	Сигнал на входе	Сигнал на выходе	Ошибка, %
P (амплитуда), *мкВ*	186	178	4,3
R (амплитуда), *мкВ*	4,25	3,81	10,3
T (амплитуда), *мкВ*	966	894	7,4
P (ширина), *мс*	98	92	6,1
T (ширина), *мс*	220	205	6,8
PQ (интервал)	133	132	0,7
QRS (интервал), *мс*	62	67	8,1
QT (интервал), *мс*	342	329	3,8
R-R (интервал), *с*	1,25	1,25	0

Среднее значение ошибки амплитудных показателей составляет 7,3 %, временных показателей - 4,3%, это означает, что фильтр вносит умеренные искажения в форму сигнала. R-R интервал, который является входной величиной для ритмографа, передается без искажений.

Дальнейшая обработка информации осуществляется цифровыми методами с помощью разработанной нами оригинальной программы. Основная задача этой программы заключается в поиске R зубцов (выделение QRS комплексов).

Методика определения R-R интервалов

Задачу выделения QRS комплексов решают разнообразными методами с различной степенью успеха [11]. Существуют методы выделения QRS комплексов во временной области по совокупности признаков наиболее точно характеризующих искомый образ (например, амплитуда и длительность R зубца, скорость нарастания и спада фронта) [11]. Но поскольку форма QRS комплексов многообразна, возникают сложности с выбором и описанием признаков. Поэтому больше распространены методы, основанные на косвенном поиске QRS комплексов [11]. В этом случае сигнал ЭКГ преобразуется линейными и нелинейными методами таким образом, чтобы экстремумы полученной функции указывали на те интервалы времени, в которых вероятней всего расположен QRS комплекс. Далее в найденном интервале осуществляется поиск экстремума, который должен соответствовать R зубцу. Вследствие большей универсальности, будем использовать метод, основанный на косвенном выделении QRS комплексов.

Для иллюстрации работы разрабатываемого алгоритма будем использовать сигнал представленный дискретными значениями $y[k]$, $k = 1,...,K$, (где K - общее количество выборок), являющейся записью реальной ЭКГ длительностью 2 *мин* (на всех рисунках будет отображаться отрывок длительностью 10 *с*). На рис. 4 отображена исходная ЭКГ.

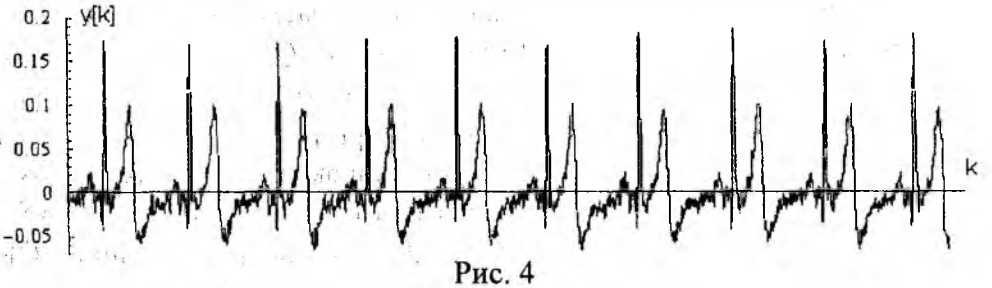


Рис. 4

Перейдем от исходной последовательности наблюдений $y[k]$ к последовательности величин $y_f[k]$:

$$y_f[k] = y[k] - \frac{1}{2 \cdot W} \sum_{i=-W}^{W} y[k-i],\ k = W,...,K-W, \qquad (1)$$

где W =20 - ширина окна скользящего сглаживания.

Такой прием позволяет выделить те компоненты сигнала, длительность которых соизмерима с шириной окна (рис. 5). Продолжительность QRS комплекса существенно меньше продолжительности зубцов P и T, и если задаться шириной окна равной продолжительности QRS комплекса, то после такого преобразования фрагменты соответствующие R зубцам станут преобладать на фоне других.

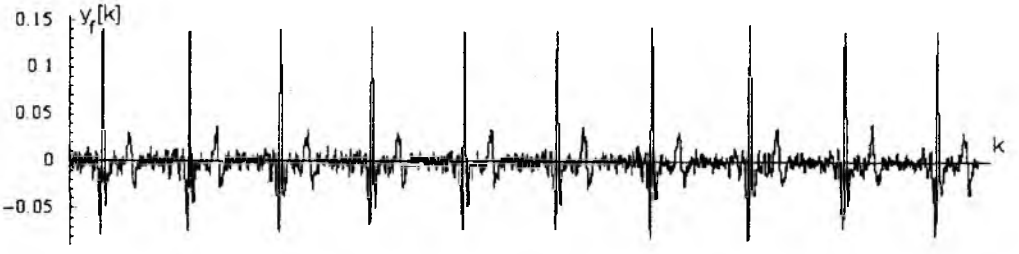


Рис. 5

Далее выполним квадратичное преобразование полученной последовательности, результат которого показан на рис. 6. Такое нелинейное преобразование необходимо для того, чтобы усилить контраст искомых фрагментов.

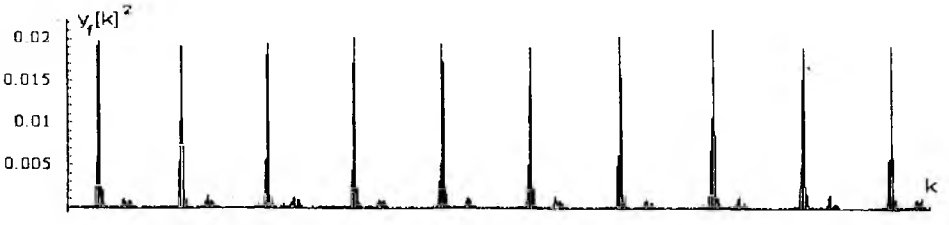


Рис. 6

Последовательность $y_f^2(k)$, $k = 1,...,K-2W$ имеет четко выраженные экстремумы, временное появление которых соответствует R зубцам на ЭКГ.

Далее необходимо найти такие номера точек $k = k_{QRSi}$, в которых последовательность $y_f^2(k)$ превышает некоторое пороговое значение:

$$y_f^2[k] \geq \rho,\ k = W,...,K-W, \tag{2}$$

Но перед этим необходимо найти значение порога ρ. Такую задачу можно решить следующим образом: задаться перечнем допустимых значений порога ρ, далее, последовательно подставляя значения ρ в условие (2), найти такие ρ, для которых число найденных QRS комплексов либо совпадает, либо имеет наименьшее расхождение. На рис. 7 представлен график зависимости числа найденных QRS комплексов $\#QRS$ от значения порога. В данном случае порог ρ может иметь широкий диапазон значений, при которых число найденных QRS комплексов одинаково. Но также необходимо задаться допустимым значением $\#QRS$, т.к. при ρ=0,022…0,03 число найденных QRS комплексов тоже одинаково и равно недопустимому значению $\#QRS$=0. Допустимые значения $\#QRS$ выбираются исходя из заданных граничных значений ЧСС.

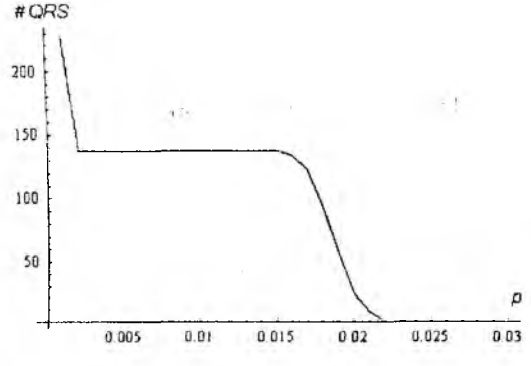


Рис. 7

На рис. 8 показано рабочее окно разработанной программы. В верхней части окна представлена запись ЭКГ с выделенными R зубцами, а в нижней части – ритмограмма, полученная в результате дифференцирования последовательности $R_{\max}[i]$. Полученная последовательность является входной величиной для алгоритмов определения показателей вариабельности сердечного ритма ВСР [3].

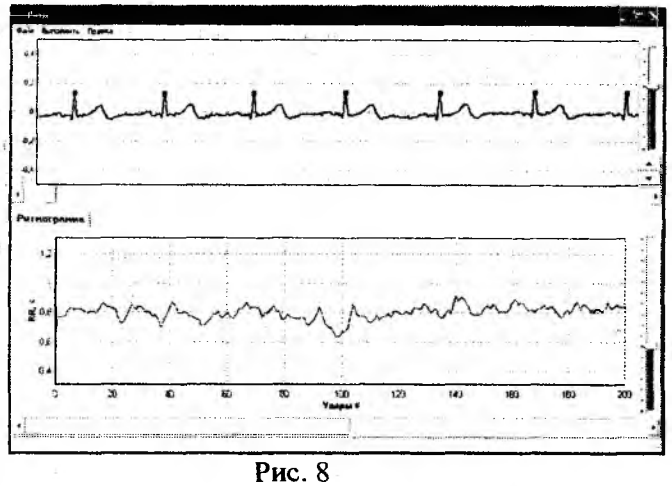


Рис. 8

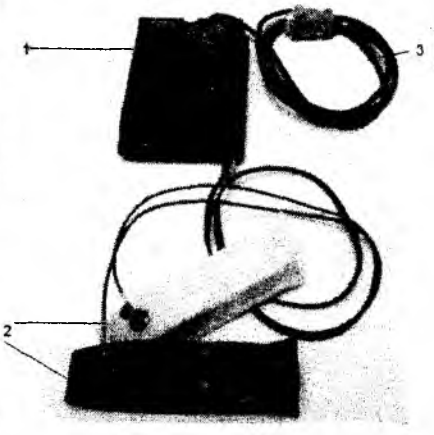


Рис. 9

На рис. 9 представлена фотография макета разработанного ритмографа, который состоит: 1 – приставки к ПК, 2 – электродов, 3 – соединительного кабеля с ПК.

Заключение

Разработанный компьютерный ритмограф позволяет осуществить съем, фильтрацию, передачу и обработку кардиосигнала. Оригинальный алгоритм обработки кардиосигнала позволяет выделять R-R интервалы, по которым возможно определять показатели вариабельности сердечного ритма, характеризующие ФС человека в динамике профессиональной деятельности.

Ритмограф может быть использован при проведении психофизиологической экспертизы, профессионального отбора, для оценки состояния сердечно-сосудистой системы человека.

Список литературы: 1. *Анализ* сердечного ритма / Под ред. Д. Жемайтите, Л. Тельксниса. – Вильнюс : Мокслас, 1982. 130 с. 2. *Баевский Р.М., Кириллов О.И., Клецкин С.З.* Математический анализ изменений сердечного ритма при стрессе. М.: Наука, 1984. – 221 с. 3. *Варіабельність* серцевого ритму: Стандарти вимірювання, фізіологічної інтерпретації та клінічного використання / Пер. з англ. Львів, 2002. 70 с. 4. *Ильин В.Н.* Применение теории ультрастабильных систем для оценки функционального состояния организма человека // УСиМ. 2000. N1. С.14–19. 5. *Ільїн В.М.* Особливості адаптації організму людини до гіпербарії залежно від типу вегетативного гомеостазу: Автореф. дис. ... д-ра біол. наук: 03.00.13 / Інст. фізіології ім. О.О. Богомольця. Київ, 2000. 32 с. 6. *Ільїн В.М., Кальниш В.В., Курданов Х.А.* Структурно–лінгвістичний підхід до оцінки функціонального стану організму людини // Доп. НАНУ. 2001. № 6. С.185–189. 7. *Сапова Н.И.* Ритмокардиография как один из методов, позволяющий оценивать функциональные резервы организма // Мат. Всесоюз. конференции "Функциональные резервы и адаптация". Киев, 1990. С.105-106. 8. *Conny M. A., Louis A. A., Kollee*, al. Heart Rate Variability (REVIEW) // Annals of Internal Medicine. 1993. v.118. p.436-447. 9. Heart Rate Variability. Standards of measurements, physiological interpretation, and clinical use / Task Force of the European Society of Cardiology and the North American Society of Pacing and Electrophysiology // Circulation. 1996. Vol. 93. P. 1043-1065. 10. http://www.xai-medica.com/cardiosens+ 11. Wan H., Cammarota J.P, Akin A., and others, "Comparison of QRS peak detection algorithms in extracting HRV signal", Proceedings – 19th International Conference // IEEE / EMBS Oct. 30 Nov. 2. 1997 Chicago, IL, USA.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 28.01.2010

УДК 621.372.85

Д.В. МАЙБОРОДА, С.А. ПОГАРСКИЙ, д-р.физ.-мат. наук, И.И. САПРЫКИН

О ВЫБОРЕ ОПТИМАЛЬНОЙ ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЧАСТИЧНО ЭКРАНИРОВАННЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ

История вопроса о создании эффективных физико-топологических моделей элементов и узлов, реализуемых на различных модификациях микрополосковых линий (МПЛ) уходит в 70-е годы XX столетия [1-5]. К настоящему времени известно достаточно большое число такого рода моделей. Среди наиболее известных можно упомянуть модели экранированной МПЛ, желобковой МПЛ, частично-экранированной без боковых стенок, копланарной (рис.1).

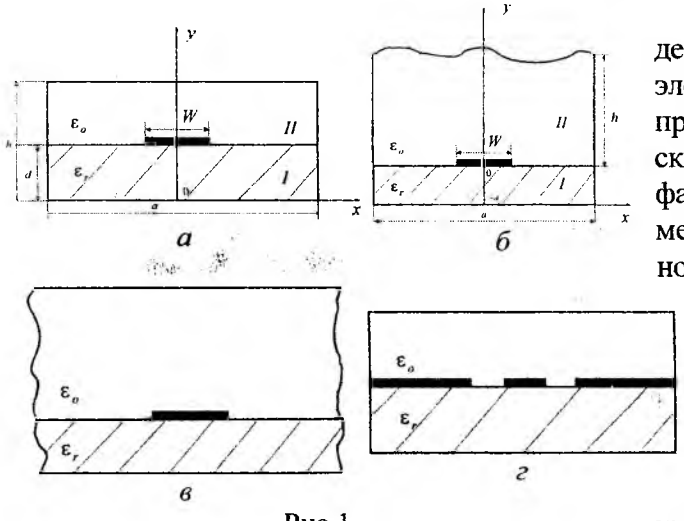


Рис.1

Однако оптимальность этих моделей при расчете ряда параметров элементов МПЛ не всегда оказывается приемлемой с точки зрения практических приложений. Объяснением этому факту является то, что реальные элементы МПЛ и узлы являются частично экранированными: практически всегда присутствует боковой экран, выполняющий как чисто механическую функцию – придание конструкции механической жесткости, так и функцию элемента, определяющего спектральный состав распространяющихся волн в выбранном частотном диапазоне (рис. 2).

Кроме того, при конструировании целого класса функциональных устройств, например антенн вытекающих волн, с использованием щелевых или дополнительных микрополосковых излучателей [6,7], отсутствие верхней экранирующей плоскости является функциональным требованиям. Еще одним существенным фактором, определяющим режимы работы базовой канализирующей структуры, является фактор поддержания одномодового режима или управления спектральным составом распространяющихся волн в заданном частотном диапазоне. В связи с этим представляется целесообразным изучение возможностей некоторых моделей, позволяющих исследовать спектральные характеристики канализирующих систем, определять их оптимальность и эффективность с точки зрения использования ресурсов вычислительной техники.

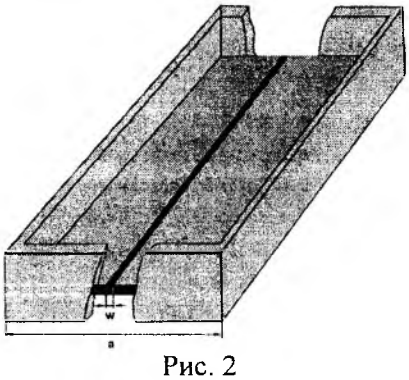


Рис. 2

Постановка и схема решений граничных задач

Наиболее близкими прототипами к реально используемой на практике структуре являются две физико-топологические модели – экранированной МПЛ (рис. 1, *а*) и желобковой МПЛ (рис. 1б). Общий подход к постановке граничных задач и их решения состоит в следующем. Как правило, при формулировке граничной задачи предполагается, что микрополосковый проводник является бесконечно тонким (на практике толщина этого проводника примерно в 10^3 раз меньше толщины диэлектрической подложки), и ребро микрополоскового проводника представляет собой геометрическую сингулярность, а электромагнитное поле имеет здесь особенность. Поэтому высокой эффективностью и быстрой сходимостью будут

обладать лишь те вычислительные алгоритмы, которые учитывают эту особенность. Учет особенностей может обеспечить использование специальных базисов для представления полей или токов на границе областей, имеющих точки геометрической сингулярности. Эти базисы представляют собой полные системы функций, каждая из которых удовлетворяет двум условиям: 1) условию Мейкснера на том конце отрезка проводника, где электромагнитное поле имеет особенность; 2) требуемому граничному условию на другом его конце, где особенности нет. В качестве таких базисов используем полиномы Чебышева первого и второго рода: $\varphi_n(x)=\frac{1}{\sqrt{1-u^2}}T_{2n}(u)$, $\phi_n(x)=\sqrt{1-u^2}U_{2n+1}(u)$, где $u=1-x$; $T_{2n}(u)$ – полиномы Чебышева первого рода порядка $2n$; $U_{2n+1}(u)$ -полиномы Чебышева второго рода, порядка $2n+1$.

Экранированная МПЛ. Схематическое изображение структуры с системой обозначений представлено на рис. 1, *а*. Граничная задача формулируется относительно продольных составляющих E_z и H_z полей в частичных областях, удовлетворяющих уравнению Гельмгольца. Касательные составляющие полей на границе раздела частичных областей при $y=d$; $W/2\le x\le a/2$ представляем в виде рядов, почленно удовлетворяющих требуемым граничным условиям на конце интервала $(W/2,a/2)$:

$$E_{x0}(x)=\sum_{n=0}^{\infty}C_n\varphi_n^e(x);\quad E_{z0}(x)=\sum_{n=0}^{\infty}D_n\phi_n^e(x);\ H_{x0}(x)=\sum_{k=0}^{\infty}F_k\varphi_k^h(x);\ H_{z0}(x)=\sum_{k=0}^{\infty}G_k\phi_k^h(x),\ (1)$$

где C_n, D_n, F_k, G_k – неизвестные амплитудные коэффициенты; $\{\varphi_n^e\},\{\phi_n^e\},\{\varphi_k^h\},\{\phi_k^h\}$ - полные системы функций, учитывающие свойства искомых полей на интервале $W/2\le x\le a/2$. Потребуем выполнение граничных условий:

$$E_{z1}=E_{z2}=\begin{cases}0 & при\ 0\le x\le W/2,\\ E_{z0} & при\ W/2\le x\le a/2;\end{cases}\quad H_{z1}=H_{z2}=H_{z0}\ при\ W/2\le x\le a/2;$$

$$E_{x1}=E_{x2}=\begin{cases}0 & при\ 0\le x\le W/2,\\ E_{x0} & при\ W/2\le x\le a/2;\end{cases}\quad H_{x1}=H_{x2}=H_{x0}\ при\ W/2\le x\le a/2. \qquad (2)$$

В (2) учтена симметрия структуры относительно оси OY

Используя далее стандартные подстановки и преобразования, в конечном итоге может быть получена однородная система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) I рода относительно коэффициентов разложения касательных составляющих электрического поля на интервале $W/2\le x\le a/2$:

$$\sum_{n=0}^{\infty}c_{kn}\bar{C}_n+\sum_{n=0}^{\infty}d_{kn}D_n=0;\ \sum_{n=0}^{\infty}c'_{kn}\bar{C}_n+\sum_{n=0}^{\infty}d'_{kn}D_n=0, \qquad (3)$$

где $k=1,2,3,..;\ \bar{C}_n=jC_n$. СЛАУ (3) имеет нетривиальное решение при условии, что

$$\det\begin{bmatrix}c_{kn} & d_{kn}\\ c'_{kn} & d'_{kn}\end{bmatrix}=0, \qquad (4)$$

которое есть суть дисперсионное уравнение относительно фазовых постоянных собственных типов волн.

Желобковая МПЛ. Схематически изображение структуры с системой представлено на рис. 1, *б*. Граничная задача формулируется относительно электрического $\bar{\Pi}^e$ и магнитного $\bar{\Pi}^m$ векторов Герца в частичных областях, имеющих только y – проекции и удовлетворяющих уравнению Гельмгольца. Потребуем выполнение граничных условий на границе раздела частичных областей при $y=0$. С учетом симметрии относительно оси OY они будут иметь вид:

$$\left.\begin{matrix} E_z^{(1)} = E_z^{(2)} \\ E_x^{(1)} = E_x^{(2)} \end{matrix}\right| y = 0;\ W/2 \le x \le a/2; \qquad E_z^{(1)} = E_z^{(2)} = E_x^{(1)} = E_x^{(2)} = 0 \Big| y = 0; 0 \le x \le W/2; \tag{5}$$
$$\left.\begin{matrix} H_x^{(1)} = H_x^{(2)} \\ H_z^{(1)} = H_z^{(2)} \end{matrix}\right| y = 0;\ W/2 \le x \le a/2;$$

и на микрополосковом проводнике:

$$H_x^{(1)} = H_x^{(2)} = -I_z \Big| y = 0; 0 \le x \le W/2; \tag{6}$$
$$H_z^{(1)} = H_z^{(2)} = I_x \Big| y = 0; 0 \le x \le W/2;$$

где I_x, I_z – поперечная и продольная плотности токов, соответственно. Выполнение условий (5), (6) приводит к системе функциональных уравнений, которая с использованием метода моментов может быть преобразована к СЛАУ I рода. Для этого функции поверхностных токов раскладываются по полной системе базисных функций, представляющей собой полиномы Чебышева 1-го и 2-го рода

$$I_z = \left[1 - \left(\frac{x'}{W/2}\right)^2\right]^{-1/2} \sum_{n=0}^{\infty} a_n T_n\left(\frac{x'}{W/2}\right);\ I_x = \left[1 - \left(\frac{x'}{W/2}\right)^2\right]^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} b_n T_n\left(\frac{x'}{W/2}\right); \tag{7}$$

аналитически учитывающие особенности функций распределения токов вблизи ребер микрополоскового проводника. В конечном итоге может быть получена СЛАУ I рода

$$\sum_{j=0}^{\infty} a_j \alpha_{mj} + \gamma \sum_{j=0}^{\infty} b_j \beta_{mj} = 0;\ m = 0,1,2..;\ \gamma \sum_{j=0}^{\infty} a_j \beta_{mj} + \gamma \sum_{j=0}^{\infty} b_j \chi_{mj} = 0 \quad m = 1,2. \tag{8}$$

относительно неизвестных коэффициентов a_j, b_j в токовых разложениях (7), γ - постоянная распространения. Отличительной особенностью матричных коэффициентов $\alpha_{mj}, \beta_{mj}, \chi_{mj}$ является то, что в них учтен факт полубесконечности боковых экранов.

Результаты численных экспериментов

В ходе численных экспериментов изучался вопрос о том, существуют ли такие соотношения геометрических и электрофизических параметров рассматриваемой физико-топологических моделей при которых они максимально точно описывали бы спектральные характеристики реальной структуры (рис. 2). При вариациях параметров учитывалось возможное изменение волнового сопротивления структуры и поддержание его значения в интервале 50 ± 5 *Ом*.

В качестве исследуемой экранированной МПЛ выбрана структура со следующими параметрами: $W = 1$ *мм*, $d = 1$ *мм*, $\varepsilon_r = 9.8$, $a = 48$ *мм*, $h - d = 3$ *мм*. При таком отношении параметров $Z_в \approx 50$ *Ом*. В табл. 1 приведены результаты численных экспериментов по определению влияния параметра $h - d$ на точность и скорость нахождения величины $\sqrt{\varepsilon_{эфф}} = \gamma / k_0$ на фиксированной частоте $f = 4.75$ *ГГц* для основной волны квази –Т, где $k_0 = 2\pi/\lambda$, величины P и Q – это верхние пределы суммирования внутренних сумм в матричных элементах $c_{kn}, c'_{kn}, d_{kn}, d'_{kn}$.

Таблица 1

P	Q	β/k_0 $h-d=3$ *мм*	β/k_0 $h-d=5$ *мм*	β/k_0 $h-d=10$ *мм*	β/k_0 $h-d=20$ *мм*	β/k_0 [8] $h-d=12.7$ *мм*
3	3	3.0995	3.0999	3.1201	3.1201	3.1535
6	6	2.8915	2.8961	2.9401	2.9401	2.9405
10	10	2.8001	2.8010	2.8590	2.8590	2.8593
20	20	2.7915	2.7942	2.7967	2.7967	2.7968

Для структуры с таким набором параметров при $(h-d)/d=5$ известна экспериментально измеренная величина $\sqrt{\varepsilon_{эфф}}=\gamma/k_0=2.65$ [9]. Как видно из данных, приведенных в табл. 1, удовлетворительный результат с погрешностью в третьем знаке после запятой достигается при использовании сравнительно небольшого числа членов рядов -10 и небольшом числе базисных функций -10. При этом затрачиваемое время для расчета одной точки дисперсионной кривой колеблется в интервале 30 – 40 *с*. При расчете дисперсионных кривых высших типов волн для достижения точности порядка 10^{-3} необходимо увеличивать число членов рядов и число базисных функций до 30 – 40. На рис. 3 приведен фрагмент дисперсионной кривой характеристики, рассчитанной с использованием описанной методики (сплошная линия), маркерами указаны известные значения из [10]. Можно констатировать совпадения значений с графической точностью.

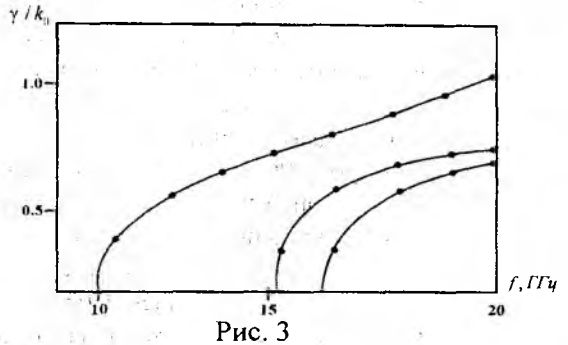


Рис. 3

Физико-топологическая модель желобковой МПЛ (рис. 1б) больше отвечает функциональным требованиям по сравнению с экранированной МПЛ, ввиду отсутствия верхней экранирующей плоскости. Строгое решение электродинамической задачи строится в предположении существования полубесконечных боковых экранирующих плоскостей. При нахождении приближенного решения вводится вспомогательный параметр h (при условии $h\to\infty$ – приближенное решение переходит в строгое). Путем численных экспериментов можно установить, при каких значениях параметра h влиянием конечности высоты экрана можно пренебречь. Иными словами, каково влияние параметра h на величину $\sqrt{\varepsilon_{эфф}}$ волны типа квази-Т, и как зависит распределение частот возбуждения высших типов волн от величины h.

В качестве исследуемой желобковой МПЛ выбрана структура с параметрами: $W=1$ мм, $d=1$ мм, $\varepsilon_r=9.8$, $a=48$ *мм*. В табл.2 приведены результаты численных экспериментов на частоте $f=4.75$ *ГГц*.

Как видно из таблицы, высота боковых стенок достаточно слабо влияет на значение $\sqrt{\varepsilon_{эфф}}$ при достижении значения $h-d=20$ *мм*. Экспериментально измеренное значение $\sqrt{\varepsilon_{эфф}}\approx 2.66$. Затрачиваемые ресурсы вычислительной техники оказываются несколько более высокими по сравнению с экранированной МПЛ: порядок систем увеличивается до 20, а затрачиваемое время – до 50 *с*.

Установлено, что при малых значениях h для вычисления критических частот высших типов волн существенно возрастает требуемый порядок системы (до 100) и время расчетов. При достижении величины $(h-d)/d=20$ для вычисления значения $f_{кр}$ высших типов с погрешностью 10^{-3} требуется порядок систем 30 – 40.

Таблица 2

P	Q	β/k_0 $h-d=5$ *мм*	β/k_0 $h-d=10$ *мм*	β/k_0 $h-d=20$ *мм*	β/k_0 $h-d=50$ *мм*	β/k_0 $h-d=100$ *мм*
3	3	3.3516	3.2164	3.1312	3.1308	3.1307
6	6	3.2106	3.0052	2.9551	2.9501	2.9500
10	10	3.1157	2.9592	2.9095	2.9081	2.9080
20	20	2.9999	2.8931	2.7985	2.7988	2.7998

Таким образом, проведенные численные эксперименты показали, что обе физико-тополо-гические модели приемлемы для использования при моделировании частотных характеристик структур с отсутствующей верхней экранирующей плоскостью. При этом, обе модели дают завышенные значения $\sqrt{\varepsilon_{эфф}}$ для основной волны по сравнению с известными экспериментальными данными: экранированная МПЛ – 5.29%, желобковая МПЛ – 5.1%. Обе модели сравнимы по затрачиваемым ресурсам вычислительной техники.

Список литературы: 1. *Yamashita E., Mittra R.* Variational method for the analysis of microstrip lines // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 1968. Vol. 16, №4. P.251-256. 2. *Mittra R., Itoh T.* Charge and potential distribution in shielded striplines // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1970.Vol. 18, №3. P.149-156. 3. *Mittra R., Itoh T.* A new technique for the analysis of the dispersion characteristics of microstrip lines // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1971. Vol. 19, №1. P.47-56. 4. *Майборода Д.В., Погарский С.А.* Электродинамические характеристики многоэлементных структур на МПЛ // Радиотехника, 2007. Вып. 151. С. 266-270. 5. *Mayboroda D.V., Pogarsky S.A., Pshenichnaya S.V., Saprykin I.I.* The hybrid metal-dielectric structure for wide-band applications // The Procidings of 4th International conference on ultra-wide-band and ultra short impulse signals (UWBUSIS-2008), Sevastopol, 2008. – P.92-94. 6. *Chou G.-J., Tzuang C.-K.C.* An integrated quasi-planar leaky-wave antenna // IEEE Trans. on Antennas and Propag, 1996. Vol. 44, №8. P. 1078-1085. 7. *Oliner A.A., Lee K.S.* Microstrip leaky wave strip antennas // IEEE Int. Antennas Propag. Symp. Dig., Philadelphia, Pa, 1986. P. 443-446. 8. *Hassan E.E.* Field solution, polarization and eigenmodes of shilded microstrip transmission line // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 1986. Vol. 34, №8. P.845-852. 9. *Справочник* по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств // С.И. Бахарев, В.И. Вольман, Ю.Н.Либб и др.; под ред. В.И.Вольмана. М.: Радио и связь, 1982. 328 с. 10. *Yamashita E., Atsuki K.* Analysis of microstrip-like transmission lines by uniform discritization of integral equations // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 1976. Vol. 24, №4. P.195-200.

Харьковский национальный университет
имени В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 17.01.2010

УДК 681.7.068.4

Г.В. ТКАЧЕНКО

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОК ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ И ОКСИДА КРЕМНИЯ, ЗАПОЛНЕННЫХ НЕМАТИЧЕСКИМ ЖИДКИМ КРИСТАЛЛОМ

Введение

Композитные материалы с жидкими кристаллами (ЖК) исследуются уже более ста лет, начиная с изучения сверхмикрометровых капель нематика в изотропной среде [1]. В середине 1980-х годов в этом направлении начался новый период в связи с открытием новых композитных материалов, нашедших применение в управляемых электро- и термооптических рассеивающих окнах, плоско-панельных дисплеях, голографии, оптических сетях и вычислительных системах. В этих материалах молекулы ЖК заключены в полимерных или пористых структурах, поэтому силы поверхностного якорения и объемного упорядочивания одновременно влияют на критические температуры и межфазовые переходы, образование стабильных конфигураций директора, ориентационные, гидродинамические и другие свойства ограниченного ЖК. До настоящего времени поведение ЖК в различных пористых матрицах, таких как полимерная мембрана Nuclepore, мембрана Anopore из оксида алюминия, стекло Vycor и другие, с порами различных форм и размеров исследовалось с помощью различных экспериментальных техник [2]: тепловая калориметрия, ядерный парамагнитный резонанс, диэлектрическая спектроскопия, поляризационная микроскопия, динамическое рассеяние света и др.

Пористый кремний (ПКр), получаемый электрохимическим травлением [3], оказался перспективным материалом-носителем для создания управляемых оптоэлектронных устройств [4] благодаря простоте изготовления пористых матриц с требуемой геометрией и спектральными характеристиками, а также их совместимости с технологиями кремниевой микроэлектроники. Поскольку пленка ПКр имеет толщину всего несколько микрометров, большая часть вышеперечисленных техник не подходит для ее исследования. Анализ композита ПКр-ЖК осложнен тем, что как матрица, так и внедренный ЖК, обладают анизотропной природой. Тем не менее, современная техника изучения тонких пленок - спектроскопическая эллипсометрия – может дать необходимую информацию о количестве внедренного ЖК и преимущественной ориентации его директора внутри пор [5].

Данная работа посвящена эллипсометрии пленок пористого кремния и пористого оксида кремния (ПОКр), заполненных нематическим ЖК. Сначала дан краткий экскурс в физику пористого кремния и описан метод изготовления пленок ПКр, их оксидирования и заполнения ЖК. Далее представлены результаты эллипсометрии образцов ПКр и ПОКр, вначале пустых, затем заполненных широко применяемой нематической жидкокристаллической смесью E7. Эффективные обыкновенный и необыкновенный показатели преломления ЖК в порах найдены из экспериментальных данных с использованием приближения эффективной среды (ПЭС) для анизотропного композитного материала. Проведено сравнение полученных температурных зависимостей показателей преломления ЖК в ограниченной геометрии с аналогичными зависимостями для ЖК в массивной ячейке.

Изготовление образцов и заполнение их жидким кристаллом

Пористый кремний был открыт в 1950-х годах во время попыток провести электрополировку кремния в плавиковой кислоте [6], [7]. При низких плотностях тока, как и при высоких концентрациях электролита, вместо электрополировки наблюдается образование микроскопических пор. В начале 1990-х годов была открыта люминесценция ПКр в видимом диапазоне при комнатной температуре [8], [9]. Возможность создания оптоэлектронных устройств на основе ПКр вызвала огромный интерес исследователей. Между тем, многие применения ПКр находятся на стадии разработки. Большинство из них основано на морфологии ПКр.

ПКр образуется при электрохимическом травлении подложек из кристаллического кремния в растворах на основе HF [3]. Подложка служит анодом; ее задняя сторона прижимается к алюминиевой пластине, тогда как передняя уплотняется нерастворимым кольцом и помещается в электролит. Катод изготавливается из платины или другого устойчивого к кислоте проводящего материала. Когда к подложке в растворе прикладывается потенциал, в системе индуцируется электрический ток.

Единственной важной реакцией с переносом заряда в системе Si/HF является уменьшение количества воды с последующим выделением газообразного водорода. Растворение кремния происходит только при поляризации анода. Точная химия процесса все еще является предметом дискуссий, однако установлено, что дырки h^+ необходимы на начальных стадиях как для электрополировки кремния, так и для формирования пор. Механизм анодирования можно представить в виде упрощенной реакции:

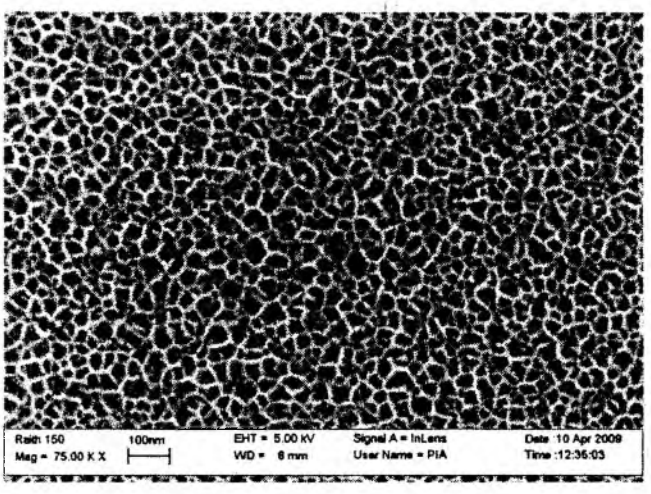


Рис. 1

$$Si + 6F^- + 2H^+ + 2h^+ \rightarrow SiF_6^{2-} + H_2 \uparrow . (1)$$

Тепло и свет ускоряют образование электронно-дырочных пар в подложке и влияют на процесс растворения. В кремнии *p*-типа имеется избыток дырок, поэтому он может растворяться и в темноте, тогда как в случае кремния *n*-типа дырки являются неосновными носителями и для травления подложку необходимо освещать.

В связи с квантовыми ограничениями в тонких стенках кремния электрохимическое травление происходит только на концах пор [9]. Поэтому поры растут вглубь подложки в соответствии с ориентацией ее кристаллических плоскостей. Чаще всего используют кремниевые подложки с ориентацией <100>, в которых при травлении образуются квазицилиндрические поры, перпендикулярные поверхности подложки [3].

Морфология ПКр зависит от типа и концентрации примесей в кремнии и от параметров электрохимического травления. Данные подложка и электролит обычно позволяют получить только один тип пористой структуры. Нормативы Международного союза теоретической и прикладной химии дают следующую классификацию [3]: поры диаметром менее 2 *нм* характерны для микропористого кремния, в пределах 2–50 *нм* – мезопоры, диаметр макропор более 50 *нм*. Сильно легированный кремний *p*- или *n*-типа при анодировании в водных растворах HF обычно образует мезопоры диаметром 20–50 *нм*. В случае слабо легированного кремния *p*-типа размеры пор находится в пределах 1–5 *нм*. Электрохимическое травление подложек *n*-типа в темноте (при слабом легировании) или с освещением (среднее легирование) приводит к образованию макропор диаметром порядка микрона [10].

Важнейшим параметром ПКр является пористость, определяемая как доля пустоты в пористом слое. Пористость непосредственно зависит от условий анодирования и может быть измерена путем гравиметрического [3] или эллипсометрического анализа пористых монослоев. Здесь использовалась эллипсометрическая техника, которая будет описана ниже.

В данной работе пористые структуры изготавливались из сильно легированных кремниевых подложек *p*+-типа с удельным сопротивлением 0.01 *Ом/см* и толщиной 400 *мкм*. Анодирование проводилось в растворе плавиковой кислоты (50% $HF:C_2H_5OH = 3:7$) в темноте при комнатной температуре. Электрохимическое травление квазилинейно только на коротких промежутках времени [3], поскольку в зоне травления накапливаются продукты реакции, изменяя концентрацию электролита. В связи с этим, в нашей установке электрический

ток подавался импульсами по 0.2 *с*, разделенными паузами по 5 *с*. Полученные пористые структуры были исследованы с помощью сканирующего электронного микроскопа с автоэмиссионной пушкой (SEM-FEG Gemini 300, Carl Zeiss). Как видно на рис. 1, вытравленные поры имеют средний диаметр 50 *нм*, соответствующий границе между мезо- и макропорами. Такие поры очень удобны для создания на основе ПКр управляемых устройств оптоэлектроники ближнего ИК диапазона: они достаточно широкие для заполнения веществами вроде жидких кристаллов, и в то же время диаметр пор много меньше рабочей длины волны, поэтому можно пренебречь рассеянием и моделировать распространение света в пористой структуре с использованием ПЭС.

Пористому кремнию свойственна высокая химическая активность. Под воздействием окружающего воздуха структура становится частично оксидированной и ее оптические свойства изменяются. Для устранения этой проблемы используют термическое оксидирование. Такую обработку также используют для расширения диапазона применения устройств на основе ПКр: в отличие от пористого кремния пористый оксид прозрачен и в видимом диапазоне [11]. При оксидировании происходит частичное или полное замещение кремния в стенках оксидом SiO_2, который также изотропно нарастает внутрь поры и сокращает ее объем. В соответствии с [11], объемная доля SiO_2 в стенках, вдвое больше доли оксида, выросшего внутрь поры. ПКр обычно оксидируют в чистом кислороде за два шага. Первый шаг – преоксидирование – производится при низкой температуре (300–400°C) и необходим для выборочного оксидирования кремния на поверхности и облегчения проникновения оксида в стенки пор. Кроме того, преоксидирование снижает повреждение текстуры материала во время второго, высокотемпературного (800–900°C) шага оксидирования [12].

Заполнение образцов ПКр и ПОКр жидкокристаллической смесью E7 производилось в вакууме при температуре выше точки просветления ЖК [4]. Внутри специальной вакуумной камеры находится пипетка с ЖК и образец пористой пленки, лежащий на нагревательной пластине с программным управлением. Температура пластины повышается до 80°C, затем камера откачивается до давления около 1 *мм рт. ст.* При таких условиях воздух и влага уходят из пор и жидкого кристалла. Затем поверхность образца полностью покрывается слоем ЖК. Нагреваясь, жидкий кристалл переходит в изотропное состояние, становится менее вязким и легко заполняет поры под действием капиллярных сил. Примерно через 5 часов клапан вакуумной камеры открывается, атмосферное давление заталкивает ЖК в поры, обеспечивая отличное заполнение образца. После этого нагреватель отключается, жидкий кристалл остывает и возвращается в нематическую фазу, в порах устанавливается равновесная конфигурация директора.

Эллипсометрия образцов ПКр и ПОКр, заполненных E7

Стандартная спектроскопическая эллипсометрия основана на измерении двух физических величин: относительного изменения амплитуды, Ψ, и относительного изменения фазы, Δ, светового сигнала при взаимодействии со слоистой структурой [14]. Эти два параметра связаны с коэффициентами отражения (или пропускания), отнесенными к оптическому отклику от поверхности: спектры Ψ и Δ зависят от показателей преломления слоев, их толщин и, в случае анизотропных пленок, ориентации их оптических осей (естественно, они зависят и от любого физического параметра, влияющего на оптические свойства материала, например, от температуры).

Для анизотропных сред применяется обобщенная спектроскопическая эллипсометрия (ОСЭ), использующая формализм матрицы Джонса 2×2. Таким образом можно обобщить параметры Ψ и Δ для случая, когда изменение происходит в поляризации света. Шесть параметров ОСЭ связаны с матрицами Джонса для отраженного $\mathbf{J}^{\mathbf{r}}$ или прошедшего $\mathbf{J}^{\mathbf{t}}$ луча следующими уравнениями:

$$\tan\Psi \cdot e^{i\Delta} = \frac{J_{pp}}{J_{ss}}; \quad \tan\Psi_{sp} \cdot e^{i\Delta_{sp}} = \frac{J_{sp}}{J_{ss}}; \quad \tan\Psi_{ps} \cdot e^{i\Delta_{ps}} = \frac{J_{ps}}{J_{pp}}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{J} = \mathbf{J}^{\mathbf{r}}, \mathbf{J}^{\mathbf{t}}$; $\mathbf{J}^{\mathbf{r}} = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{ss} \end{pmatrix}$; $\mathbf{J}^{\mathbf{t}} = \begin{pmatrix} t_{pp} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{ss} \end{pmatrix}$; r_{pp}, r_{ss}, r_{ps}, r_{sp} (t_{pp}, t_{ss}, t_{ps}, t_{sp}) – коэффициенты отражения (пропускания) для *p*-, *s*- и кроссполяризации соответственно.

Чтобы получить численные значения искомых параметров образца, необходимо создать его оптическую модель и задать процедуру подгонки, которая приводит в соответствие данные, генерируемые моделью, и экспериментальные результаты. Среднеквадратическая ошибка, равная измеренной разнице между данными эксперимента и модели, является показателем качества используемой модели.

В связи с неоднородностью, присущей структуре пористого кремния в плоскости слоя, широко применяется оптическая модель с использованием ПЭС Брюггемана [13]. Пористый кремний, полученный электрохимическим травлением, содержит анизотропно расположенные нити и поры. Поэтому необходимо обобщить изотропное ПЭС, чтобы учесть двулучепреломление, обусловленное формой пор. Влияние формы пор можно исследовать с помощью переменных деполяризующих факторов L_i для эллиптических полостей (i обозначает проекции на главные оси эллипсоида x, y и z). Для Si подложки с ориентацией <100> деполяризующие факторы удовлетворяют соотношениям: $L_x=L_y=L_{xy}$ и $L_z+2L_{xy}=1$ (ось z перпендикулярна плоскости подложки). Компоненты ε_i тензора эффективной диэлектрической проницаемости пленки ПКр вычисляются с помощью обобщенной формулы Брюггемана для двух сред [13]:

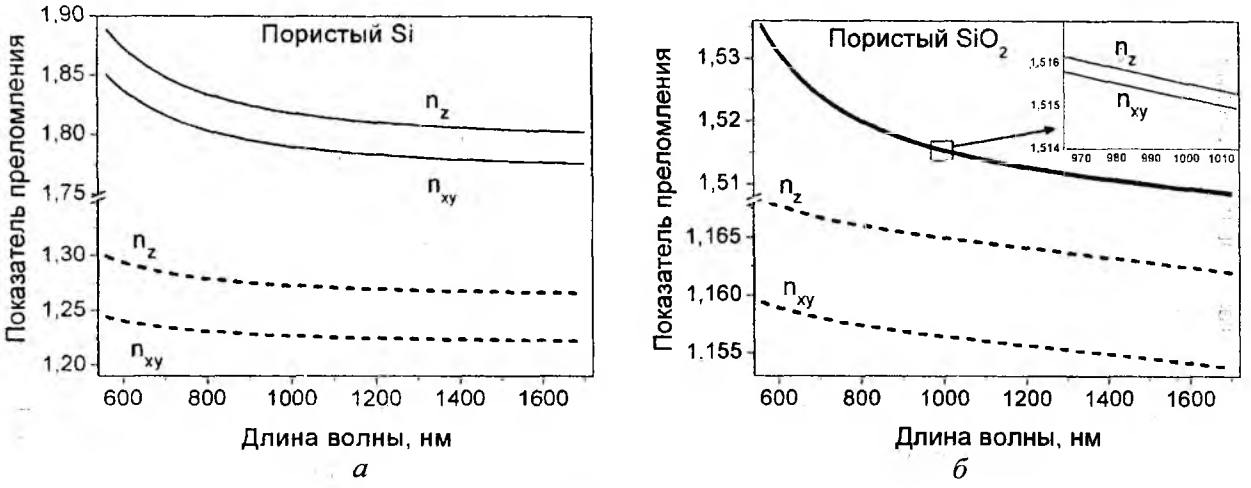
$$\frac{\varepsilon_{кремний} - \varepsilon_i}{\varepsilon_i + L_i(\varepsilon_{кремний} - \varepsilon_i)} p_{кремний} + \frac{\varepsilon_{воздух} - \varepsilon_i}{\varepsilon_i + L_i(\varepsilon_{Si} - \varepsilon_i)}(1 - p_{кремний}) = 0, \qquad (3)$$

где $i=xy, z$; $\varepsilon_{кремний}$, $\varepsilon_{воздух}$ – диэлектрические проницаемости кремния и воздуха соответственно; $p_{кремний}$ – объемная доля кремния. Для полностью оксидированного образца $p_{кремний}$ нужно заменить объемной долей оксида кремния $p_{оксид}$.

Было изготовлено два однослойных образца пористого кремния, один из них полностью оксидировали. Образцы обмерили с помощью спектроскопического эллипсометра с переменным углом VASE® от J. A. Woollam Co. Inc. Для увеличения количества экспериментальных данных и, соответственно, повышения качества модели, измерение параметров ОСЭ производилось при нескольких значениях угла падения и на различных длинах волн в диапазоне от 500 до 1700 *нм* (детально процедура сбора данных описана в [5]). Все данные были проанализированы с помощью программного обеспечения к эллипсометру WVASE32® [14], в результате были получены значения показателей преломления, толщин и объемных долей компонентов среды.

Эллипсометрия образцов до заполнения ЖК позволила найти значения параметров пористых матриц. Образцы заполнили Е7, далее поверхность пористых слоев была очищена от ЖК потоком чистого азота. Управление температурой заполненных образцов осуществлялось специальной нагревательной камерой от CaLCTec S.R.l. с микропроцессором, обеспечивающим стабильность температуры и точность 0.1°C.

Для моделирования незаполненных образцов использовалось уравнение (3). Путем подгонки найдены толщины слоев, объемные доли материалов пористых матриц и значения деполяризационных факторов: h = 874±4 *нм*, $p_{кремний}$ = 15.7±0.1%, L_{xy} = 0.356±0.002 и L_z = 0.288±0.002 для образца пористого кремния; и h = 423.5±4 *нм*, $p_{оксид}$ = 37.0±0.2%, L_{xy} = 0.37±0.02 и L_z = 0.26±0.02 для пористого оксида. Полученные показатели преломления n_{xy} и n_z анизотропных слоев показаны пунктиром на рис. 2, *а*, *б* для образцов ПКр и ПОКр соответственно.



а *б*

Рис. 2

Очевидно, анизотропия матрицы ПКр значительно выше, чем у ПОКр (0.05 к 0.009 на длине волны 600 *нм*). Это объясняется тем, что в образце ПОКр контраст между показателями преломления стенки поры и воздуха существенно меньше, чем в случае ПКр.

Показатели преломления пористых слоев с Е7 в изотропной фазе были вычислены, используя уравнение (3) и параметры модели для пустых образцов, заменив при этом показатель преломления воздуха на соответствующие значения для изотропного ЖК (сплошные линии на рис. 2). Дисперсионная кривая для Е7 при 60°С экстраполирована из данных работы [15].

Заполнение образцов приводит к уменьшению их анизотропии до 0.03 и 0.0004 для ПКр и ПОКр соответственно. Следует отметить, что анизотропия заполненного образца ПКр все еще высока, тогда как в образце ПОКр ею можно пренебречь, поскольку контраст показателей преломления компонентов среды очень низок, и разница сравнима с погрешностью вычислений в WVASE32®.

Как уже было указано, показатели преломления ЖК необходимо найти с помощью процедуры подгонки. Поэтому параметры модели для пустой матрицы должна быть фиксированы при анализе заполненного образца. Иначе сильная корреляция между параметрами матрицы и ЖК приведет к неконтролируемой погрешности при вычислении показателей преломления ЖК. Анизотропия формы пористой матрицы в заполненном образце ПКр достаточно высока, она вносит вклад в результат вычисления показателей преломления композитной среды наравне с анизотропией нематического ЖК. Вклады этих компонентов невозможно различить, поэтому процедура подгонки не позволяет найти реальные значения показателей преломления нематического ЖК, заключенного в пленке пористого кремния.

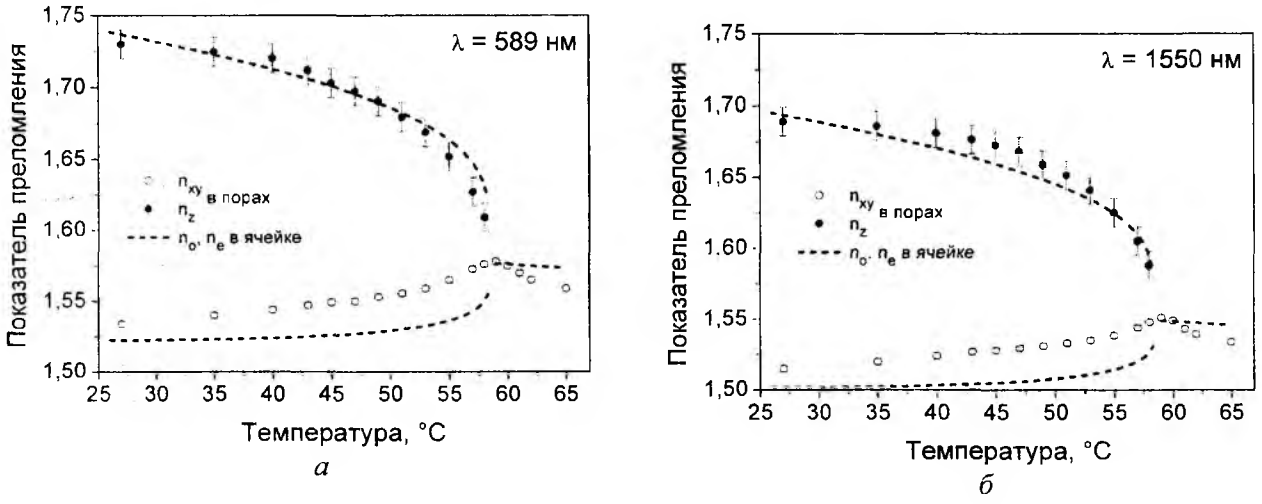
Поскольку анизотропия оксидированного образца пренебрежимо мала, появляется возможность определить показатели преломления Е7 в пленке ПОКр. В общем случае ЖК заполняет пористую матрицу неполностью [5], то есть композит содержит SiO_2, воздух и ЖК. Поэтому была использована формула Брюггемана для трех сред [13]:

$$\frac{\varepsilon_{оксид}-\varepsilon_i}{\varepsilon_{оксид}+2\varepsilon_i}p_{оксид}+\frac{\varepsilon_{воздух}-\varepsilon_i}{\varepsilon_{воздух}+2\varepsilon_i}p_{воздух}+\frac{\varepsilon_{ЖК,i}-\varepsilon_i}{\varepsilon_{ЖК,i}+2\varepsilon_i}p_{ЖК}=0, \qquad (4)$$

где $p_{воздух}$, $p_{ЖК}$ – объемные доли воздуха и ЖК в среде соответственно; $\varepsilon_{ЖК,i}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость ЖК в порах. Здесь анизотропия жидкого кристалла проявляется в различии значений $\varepsilon_{ЖК,xy}$ и $\varepsilon_{ЖК,z}$.

Использование в оптической модели уравнения (4) дает значение объемной доли оксида 38±0.2%, очень близкое к результату вычислений с помощью уравнения (3) (отличие всего на 1%). Содержание ЖК равно 58.4±0.2 %, что соответствует 94 % от объема пор.

Полученные зависимости показателей преломления Е7 от температуры для двух значений длины волны λ приведены на рис. 3.



а *б*

Рис. 3

Для сравнения на рис. 3 пунктиром показаны температурные зависимости обыкновенного n_o и необыкновенного n_e показателей преломления Е7 в массивной ячейке, экстраполированные из данных работы [15]. Просветление Е7 в пористой пленке наступает при той же температуре, что и в массивной ячейке. При температурах ниже точки просветления зависимости n_{xy} и n_z воспроизводятся при нагревании или охлаждении. Однако, если ЖК становится изотропным, ранее полученные данные не воспроизводятся при охлаждении, и наблюдается значительное уменьшение показателя преломления. Это объясняется тем, что ЖК в изотропной фазе необратимо вытекает из пор.

Обнаружено, что n_z нематика Е7, заключенного в образце ПОКр, близко к значению необыкновенного показателя преломления для ячейки (причем на длине волны 589 *нм* совпадение лучше). Однако погрешности измерений n_z и n_e достаточно большие. Зависимость n_{xy} возрастает, что свидетельствует о преимущественно осевой ориентации молекул ЖК в порах. В то же время, значения n_{xy} превышают n_o. Следовательно, значительная часть молекул наклонена к оси поры, и конфигурация директора ЖК близка к исчезающе-радиальной, наблюдаемой ранее в макропорах диаметром более микрона [10].

Заключение

Проведено исследование тонких пористых пленок, полученных путем электрохимического травления кремниевых подложек и заполненных нематической жидкокристаллической смесью Е7. Спектроскопическая эллипсометрия использована для получения информации о количестве, эффективных обыкновенном и необыкновенном показателях преломления и преимущественной ориентации жидкого кристалла в пористой среде.

Пустая пленка пористого кремния имеет довольно высокую анизотропию, и после заполнения изотропным жидким кристаллом анизотропия полученного композита все еще велика. В результате анизотропия матрицы затрудняет измерение показателей преломления Е7 в пористом кремнии. Однако эллипсометрия оказалась успешной при анализе жидкого кристалла в полностью оксидированном образце. Сравнительно небольшая анизотропия пористого оксида кремния уменьшается в 20 раз после заполнения жидким кристаллом благодаря низкому контрасту показателей преломления SiO_2 и Е7. Таким образом, считаем пористый носитель изотропным и находим показатели преломления внедренного анизотропного жидкого кристалла. Сравнение полученных данных с показателями преломления Е7 в массивной ячейке указывает на то, что молекулы жидкого кристалла в поре ориентированы наклонно к ее оси. Точка просветления Е7 в пленке мезопористого кремния совпадает со значением для массивной ячейки.

Список литературы: 1. *Lehmann O.* Flüssige Kristalle. W. Engelmann. Leipzig. 1904 2. *Crawford G. and Žumer S.* Liquid Crystals in Complex Geometries. Taylor & Francis Ltd. 1996 3. *Canham L.* Properties of Porous Silicon. Inspec/IEE. London. 1997 4. *Tkachenko G.V., Tkachenko V., De Stefano L. and Sukhoivanov I.A.* Tunable NIR filter based on a free-standing porous silicon film containing nematic liquid crystal // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. 2009. V. 11, P. 105106-1 – 105106-7 5. *Marino A., Abbate G., Tkachenko V., Rea I., De Stefano L. and Giocondo M.* Ellipsometric study of liquid crystal infiltrated porous silicon // Molecular Crystals and Liquid Crystals. 2007. V. 465, P. 359-370 6. *Uhlir A.* Electrolytic shaping of germanium and silicon // The Bell System Technical Journal. 1956. V. 35, P. 333-347 7. *Turner D.* Electropolishing silicon in hydrofluoric acid solutions // Journal of the Electrochemical Society. 1958. V. 105, P. 402-408 8. *Canham L.* Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers // Applied Physics Letters. 1990. V. 57, P. 1046-1048 9. *Lehmann V. and Gösele U.* Porous silicon formation: a quantum wire effect // Applied Physics Letters. 1991. V. 58, P. 856 10. *Leonard S., van Driel H., Busch K., John S., Birner A., Li A., Muller F., Gösele U. and Lehmann V.* Attenuation of optical transmission within the band gap of thin two-dimensional macroporous silicon photonic crystals // Applied Physics Letters. 1999. V. 75, P. 3063-3065 11. *Pirasteh P., Charrier J., Soltani A., Haesaert S., Haji L., Godon C. and Errien N.* The effect of oxidation on physical properties of porous silicon layers for optical applications // Applied Surface Science. 2006. V. 253, P. 1999–2002 12. *Pap A., Kordás K., Tóth G., Levoska J., Uusimäki A., Vähäkangas J., Leppävuori S. and George T.* Thermal oxidation of porous silicon: study on structure // Applied Physics Letters. 2005. V. 86, P. 041501-1 – 041501-3 13. *Spanier J. and Herman I.* Use of hybrid phenomenological and statistical effective-medium theories of dielectric functions to model the infrared reflectance of porous SiC films // Physical Review B. 2000. V. 61, P. 10437-10450 14. *Woollam J., Johs B., Herzinger C., Hilfiker J., Synowicki R. and Bungay C.* Overview of Variable Angle Spectroscopic Ellipsometry (VASE), Part I: Basic Theory and Typical Applications // Proceedings of Optical Metrology. 1999. CR72, P. 3-28 15. *Li J., Wu S., Brugioni S., Meticci R. and Faetti S.* Infrared refractive indices of liquid crystals. Journal of Applied Physics. 2005. V. 97, P. 073501-1 – 073501-5

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.01.2010

УДК 621.396

В. А. ПУЛЯЕВ, д-р. техн. наук, Е. И. СОКОЛ, д-р. техн. наук, А. В. БОГОМАЗ, Д. П. БЕЛОЗЁРОВ

ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ ПРИ РАСЧЁТЕ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Введение

В настоящее время методология получения геофизической информации в немалой степени основывается на использовании данных специализированных радиолокационных систем. Успешно используются и данные из экспериментальных исследований ионизированной области геокосмоса методом некогерентного рассеяния (НР), который признан одним из наиболее информативных и точных при изучении состояния ионосферы и анализе динамики ее поведения [1, 2]. Он позволяет получать практически весь набор параметров этой среды, и основан на анализе сигнала, рассеянного ионосферной плазмой. Это рассеяние обусловлено наличием флуктуаций электронной плотности при тепловом движении ионов и электронов.

Метод НР охватывает набор различных методических подходов и алгоритмических процедур, среди которых наиболее важная роль отводится статистическому анализу радиолокационных данных и параметрической идентификации по ним состояния ионосферной плазмы [3, 4]. От корректного функционирования этих процедур во многом зависит достоверность результатов дистанционного мониторинга околоземного космического пространства.

Особенность решения рассматриваемой прямой задачи рассеяния [5] заключается в том, что результаты решения используются в алгоритмах идентификации состояния ионосферы с использованием данных измерений радара НР [6].

В целом, функционирование алгоритма решения прямой задачи заключается в том, что на его входе необходимо осуществлять перебор всех возможных сочетаний физико-химических параметров ионизированной среды. При этом с помощью аналитических расчётов он должна найти те статистические характеристики модельного сигнала рассеяния, которые максимально идентичны аналогичным характеристикам сигнала, возвращаемого в виде рассеяния при радиозондировании ионосферы.

Для обеспечения максимальной степени достоверности этой процедуры необходимо, чтобы в ней в полном объёме учитывались особенности структуры изменяемого с высотой ионного состава плазмы, а также учитывались особенности режимов зондирования ионосферы.

Цель исследований

Цель работы – уточнение и анализ корректности моделирования статистических характеристик сигнала рассеяния, которые предназначены для использования в процедурах оценки параметров харьковского радиолокатора НР как при многокомпонентном ионном составе ионосферной плазмы, так и при малых значениях электронной концентрации.

Анализ и моделирование АКФ сигнала НР

Оценка параметров ионосферы по полученным в процессе радиолокационного зондирования корреляционным (или спектральным) функциям сигнала рассеяния производится во время процедуры, когда анализируется разностный функционал вида [6]

$$\chi = |Z[F[f(\theta, x)] - \Psi(\theta)]| \Rightarrow \min, \qquad (1)$$

где θ – многомерный вектор ионосферных параметров; Ψ – операция расчёта в прямой задаче по отношению к задаваемому входному воздействию $\boldsymbol{\theta}$, к примеру, модельных автокорреляционных функций (АКФ) сигнала рассеяния; $f(\boldsymbol{\theta}, x)$ – рассеяние на тепловых флуктуациях электронной плотности в ионосферной плазме, получаемое как реакция на зондирующий импульс $x(t)$; F – операция расчёта АКФ сигнала рассеяния, поступающего на вход радара

НР; Z_0 – уточнение АКФ с целью учёта аппаратурно-методических особенностей режима зондирования.

Суть этой процедуры оценки состоит в поиске глобального экстремума (минимума) функционала среди множества решений прямой задачи $\Psi(\boldsymbol{\theta})$, для которой генерируются все предполагаемые положения вектора $\boldsymbol{\theta}$. В качестве компонентов вектора на данном этапе исследований рассмотрим следующие: T_e и T_i – термодинамические температуры ионосферной плазмы ($t = \dfrac{T_e}{T_i}$ – соотношение температур), N_e – электронная концентрация ионосферной плазмы, $\gamma_1 \ldots \gamma_n$ – составляющие ионного состава.

Рассмотрим аналитические зависимости, реализующие прямую задачу при расчёте параметров ионосферной плазмы, имеющей различную структуру, – в случае одно-, двух- и N-компонентного ионного состава.

Однокомпонентная ионосферная плазма.

Если говорят об однокомпонентной ионосферной плазме, то обычно подразумевают область F2 ионосферы, характеризуемой преобладанием ионов кислорода O^+. Как правило, область этого преобладания занимает высоты днём от 200 до 500 *км*, ночью же – от 250 до 400 *км*. В этом диапазоне нормированная спектральная функция ионной части распределения некогерентного рассеяния, образованного флуктуациями плотности в среде, которые вызывают локальные изменения её диэлектрической проницаемости, описывается выражением [7]

$$s_1(\theta) = \frac{1+t}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\alpha e^{-\theta^2}}{\left[1+t\left(1-\varphi(\theta)\right)\right]^2 + \pi t^2 \theta^2 e^{-2\theta^2}}, \qquad (2)$$

где $\theta = \alpha\Delta\omega = \alpha(\omega - \omega_0)$ – ионно-нормированная частота; $\omega_0 = \dfrac{2\pi}{\lambda_0} c$ – частота зондирования радиолокатора в метровом диапазоне волн; ω – частотные составляющие спектра НР; $\alpha = \dfrac{\lambda_0}{4\pi}\sqrt{\dfrac{m}{2kT_i}}$ – константа; m – масса ионов (к примеру, для атомного кислорода O^+ имеем $m = m_{O^+} = 16$ а.е.м.); $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ *Дж/К* – постоянная Больцмана; $\varphi(\theta) = 2\theta e^{-\theta^2} \int_0^{\theta} e^{x^2} dx$ – зависимость, получаемая в результате преобразования функции проводимости ионов и электронов.

Рассчитываемая с помощью аналитических зависимостей модельная огибающая АКФ r сигнала НР ионной части спектрального распределения, учитывая необходимость получения $i = 0, 1, \ldots, I$ её ординат с шагом по задержке $\Delta\tau$, рассчитывается как [8]

$$r(T_i, T_e; i\Delta\tau)_{i=0,1,\ldots,I} =$$

$$= \frac{2}{\alpha}\int_0^{\infty} s_1(\theta)\cos\left(\frac{\theta}{\alpha} i\Delta\tau\right) d\theta = \frac{2(1+t)}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\theta^2}\cos\left(\dfrac{\theta}{\alpha} i\Delta\tau\right)}{\left(1+t\left(1-\varphi(\theta)\right)\right)^2 + \pi t^2\theta^2 e^{-2\theta^2}}\, d\theta. \qquad (3)$$

При проведении моделирования спектральных функций сигнала НР с помощью (2) были получены результаты, которые представлены на рис. 1. Также получены в соответствии с выражением (3) взаимосвязанные с ними АКФ.

Примечание. Как показал тщательный анализ корректности формул (2) – (3), они действительны лишь для случая небольших отношений t. При значениях $t < 1$ или $t > 4$ возникает ощутимая ошибка, приводящая к нарушению нормировки модельных АКФ. Хотя такие значения t, как принято считать, и не встречаются в реальной плазме, но подобные АКФ всё же

нужны в процедурах поиска параметров, чтобы не возникало смещение результатов оценок при высотно-временном сглаживании результатов.

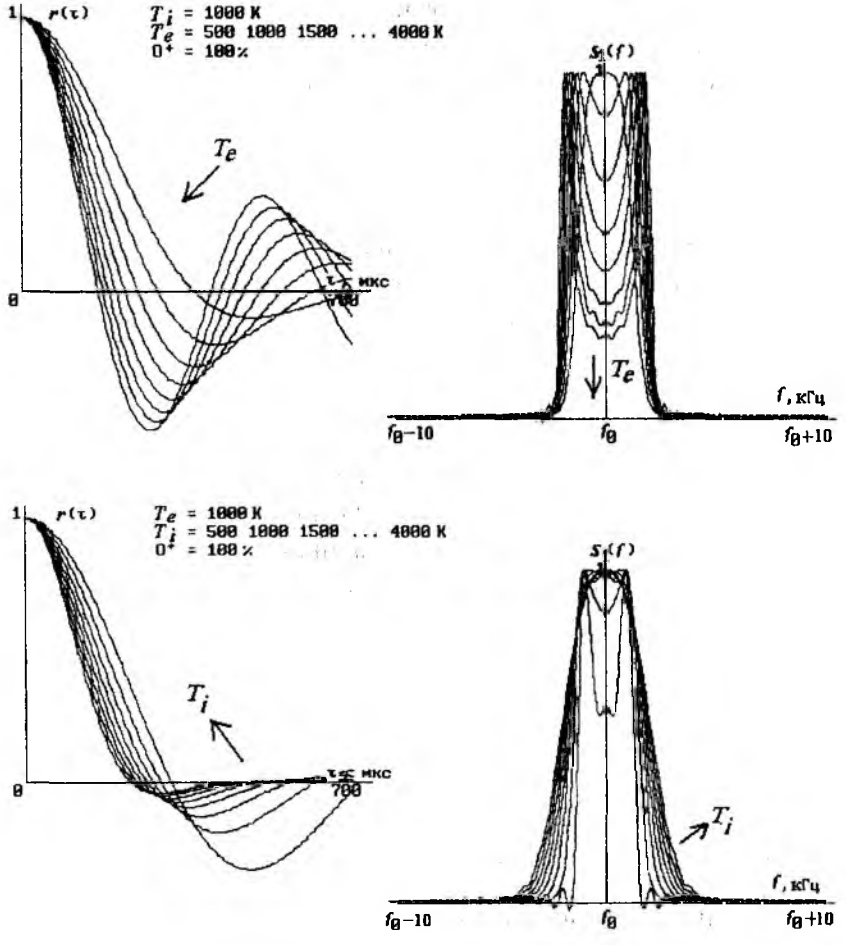


Рис. 1

Двухкомпонентная ионосферная плазма.

Чтобы упростить расчёты параметров, для диапазона высот 100 … 250 *км* ионосферная плазма считается состоящей из электронов и двух видов ионов γ : в верхней части диапазона – атомного кислорода O^+ ($m_1 = m_{O^+}$), в нижней – молекулярных ионов M^+ ($m_1 = m_{M^+} = 30$ *а.е.м.*). В качестве иона M^+ обычно подразумевается смесь молекулярных ионов NO^+, $O_2{}^+$ и $N_2{}^+$ (иногда только NO^+ и $O_2{}^+$), практически неразличимых в теории НР из-за близких значений их масс.

Для данных ионосферных условий нормированная спектральная функция может быть найдена из выражения

$$s_2(\theta) = \frac{1+t}{\pi} \times \frac{\alpha_1\left(\gamma_1 e^{-\theta^2} + \gamma_2\sqrt{\frac{m_2}{m_{i1}}}\cdot e^{-\frac{m_1}{m_1}\theta^2}\right)}{\left[1+t\left(1-\gamma_1\varphi(\theta)-\gamma_2\varphi\left(\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\theta\right)\right)\right]^2 + \pi t^2\theta^2\left(\gamma_1 e^{-\theta^2} + \gamma_2\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\cdot e^{-\frac{m_2}{m_1}\theta^2}\right)^2}, \quad (4)$$

где $\theta = \alpha_1\Delta\omega = \alpha_1(\omega-\omega_0)$; $\alpha_1 = \frac{\lambda_0}{4\pi}\sqrt{\frac{m_1}{2kT_i}}$; $\gamma_1 = \frac{[O^+]}{N_e}$; $\gamma_2 = \frac{[M^+]}{N_e} = 1-\gamma_1$.

Модельная АКФ для случая исследования плазмы, характеризуемой наличием двух сортов ионов, т.е. с учётом перехода её с одного ионного состояния в другое, рассчитывается как

$$r\left(T_i, T_e, \gamma_1, \gamma_2; i\Delta\tau\right)_{i=0,1,\ldots,I} = \frac{2}{\alpha_1}\int_0^{\infty} s_2(\theta)\cos\left(\frac{\theta}{\alpha_1} i\Delta\tau\right)d\theta. \qquad (5)$$

Многокомпонентная ионосферная плазма.

Ионный состав γ выше максимума слоя F2 (выше 400 … 500 *км*) считается таким, что в нём доминирующая роль иона атомного кислорода O^+ ($m_3 = m_{O^+}$) переходит к более легким ионам атомного гелия He^+ ($m_2 = m_{He^+} = 4$ *а.е.м.*) и атомного водорода H^+ ($m_1 = m_{H^+} = 1$ *а.е.м.*). Поэтому, если распределять элементы по мере роста их масс, можно использовать следующий набор коэффициентов: $\gamma_1 = \frac{[H^+]}{N_e}$, $\gamma_2 = \frac{[He^+]}{N_e}$ и $\gamma_3 = \frac{[O^+]}{N_e} = 1 - \gamma_1 - \gamma_2$. Для ситуации, когда необходим анализ состояния плазмы при *N*-компонентном ионном составе, вводится набор коэффициентов вида $\gamma_1, \gamma_2, \ldots, \gamma_{N-1}$ вплоть до последнего из них $\gamma_N = \frac{[NN^+]}{N_e} = 1 - \gamma_1 - \gamma_2 - \ldots - \gamma_{N-1}$, где NN^+ – условное обозначение последнего иона.

Запись нормированной функции ионной части спектрального распределения некогерентного рассеяния в этом случае выглядит как

$$s_N(\theta) = \frac{1+t}{\pi} \times \frac{\alpha_1 \sum_{n=1}^{N} \gamma_n \sqrt{\frac{m_n}{m_1}} \cdot e^{-\frac{m_n}{m_1}\theta^2}}{\left[k_D + 1 + t\left(1 - \sum_{n=1}^{N} \gamma_n \varphi\left(\sqrt{\frac{m_n}{m_1}}\theta\right)\right)\right]^2 + \pi t^2 \theta^2 \left(\sum_{n=1}^{N} \gamma_n \sqrt{\frac{m_n}{m_1}} \cdot e^{-\frac{m_n}{m_1}\theta^2}\right)^2}. \qquad (6)$$

Полученное выражение, в конечном итоге, позволяет для такого варианта ионного состава определять огибающую модельной АКФ уже согласно зависимости

$$r\left(T_i, T_e, \gamma_1 \ldots \gamma_N, i\Delta\tau\right)_{\substack{i=0,1,\ldots,I \\ n=1,2,\ldots,N}} = \frac{2}{\alpha_1}\int_0^{\infty} s_N(\theta)\cos\left(\frac{\theta}{\alpha_1} i\Delta\tau\right)d\theta. \qquad (7)$$

На рис. 2 представлены результаты моделирования с помощью (6) спектральных функций сигнала НР для плазмы с 3-компонентным ионным составом, а также полученных в соответствии с выражением (7) взаимосвязанных с ними АКФ.

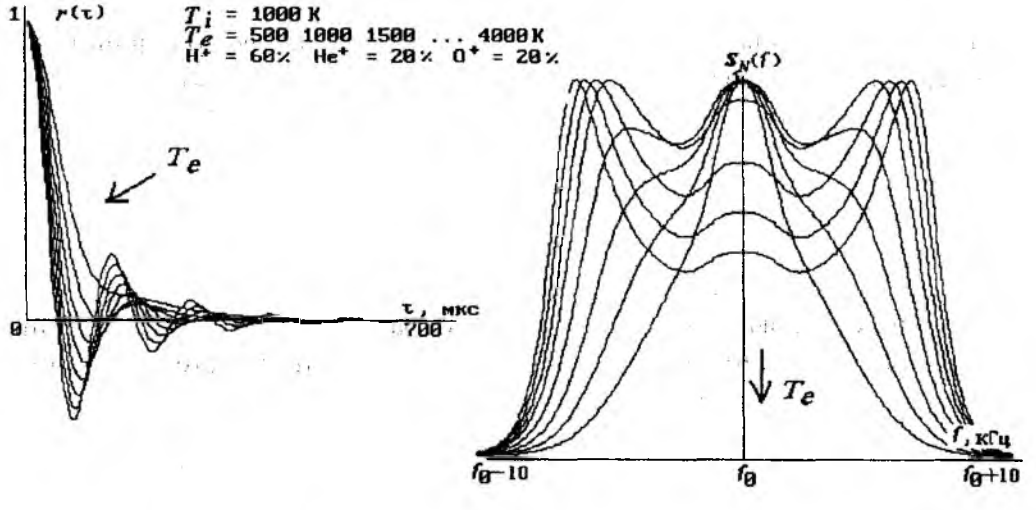


Рис. 2

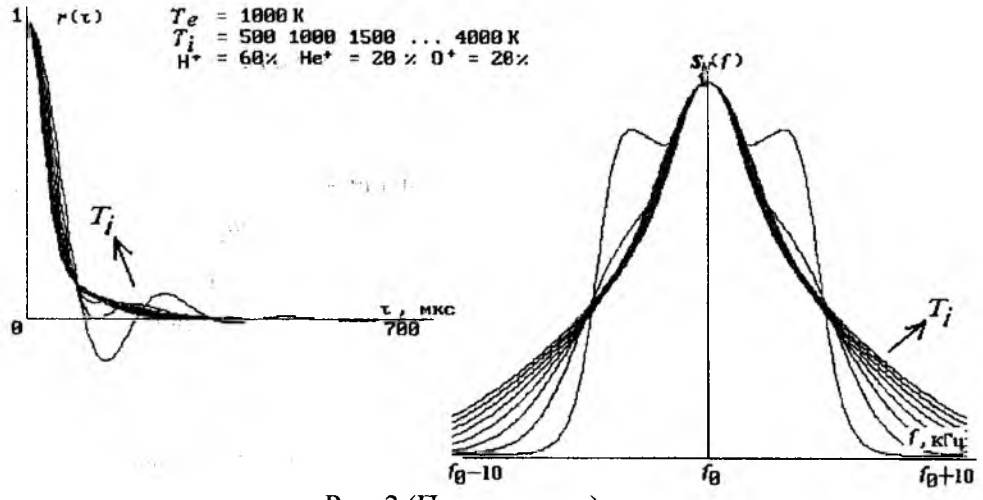


Рис. 2 (Продолжение)

К вопросу об учёте дебаевского радиуса экранирования электронов.

Как можно было заметить, в выражении (6) мы ввели ещё один параметр в виде величины k_D, связанной с дебаевским радиусом r_D экранирования для электронов. Необходимость его появления связана со следующими факторами.

Известно, что отсутствие сферической симметрии ионосферной плазмы создаёт различия в динамическом и тепловом режимах разных участков околоземного космического пространства. К примеру, если рассматривать внешнюю ионосферу над североамериканским и европейским регионами, то она характеризуется разной степенью плотности электронной концентрации N_e и отличается несовпадающими характерами поведения температур ионов и электронов. При интерпретации ионосферных данных это отличие удобно отслеживать, оценивая значение такой величины, как дебаевский радиус r_D.

Дебаевский радиус определяется согласно выражению [8]

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{4\pi N_e e^2}} \cong 69\sqrt{\frac{T_e}{N_e}}, \qquad (8)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства, и может принимать значения от долей сантиметра до десяти сантиметров. Если он связан с длиной волны λ_0 зондирующего сигнала соотношением $\lambda_0 >> r_D$, то при этом считают, что в данном случае рассеяние полностью обусловлено флуктуациями плотности ионов в плазме. Если же он связан соотношением $\lambda_0 << r_D$, то считают, что основной тон в плазме задаёт невозмущённое движение электронов.

На практике же режимы излучения зондирующих сигналов большинства радаров НР приводят к соотношению, которое приближается к виду $\lambda_0 \approx r_D$. Отсюда следует, что должен быть выработан компромиссный вариант, а значит – в выражение (6) необходимо ввести поправку k_D, учитывающую величину этого приближения:

$$k_D = \frac{4\cdot 10^{10}\pi k T_e}{\lambda_0^{\,2} N_e e^2}, \qquad (9)$$

где $e = 4.803 \cdot 10^{-10}$ *Кл* – заряд электрона в системе СГСЕ.

Чтобы продемонстрировать эффект влияния поправки с учётом той ситуации, что радар НР Харькова использует длину волны $\lambda_0 = 1.90$ *м*, а радар НР Хайстека – длину $\lambda_0 = 0.75$ *м* [9], выражение (9) было упрощено к виду

$$k_D^{(\text{Харьков})} \approx 2\cdot 10^5 \frac{T_e}{N_e}, \quad k_D^{(\text{Хайстек})} \approx 1.3\cdot 10^6 \frac{T_e}{N_e}.$$

Для данных численных показателей были проведены расчёты корреляционных функций с последующей оценкой параметров, показавшие следующее.

Так, например, в случае расчёта параметров ионосферы на высоте 1000 *км*, где при типичных показателях $N_e = 2 \cdot 10^{10}$ $м^{-3}$ её состояние обычно соответствует вариациям температуры T_e от 1000 до 3000 К, изменение значений k_D в случае работы харьковского радара НР будет варьироваться в интервале [0.01; 0.03]. Если в выражении (6) не учитывать эти величины, то возникнут неточности расчёта огибающих корреляционных функций и ошибки последующего оценивания с их помощью температур и количества электронов до единиц процентов. Аналогичные ионосферные условия в случае использования радара НР из Хайстека вызывают варьирование значений k_D уже в интервале [0.08; 0.24]. Ошибки оценивания параметров в этом случае будут на порядок большими.

Следует отметить положительный момент, что с величиной k_D в прямую задачу вводится дополнительная переменная N_e, т.е. оцениваемый вектор приобретает вид $\theta = \{N_e, T_i, T_e, \gamma_1, \gamma_2, \ldots, \gamma_N\}$. Это означает, что исчезает необходимость калибровки высотного профиля электронной концентрации за счёт привлечения сведений с ионозонда о критической частоте. В то же время значительно усложняется и на порядок замедляется расчёт параметров из-за увеличивающегося количества трудоёмких итерационных процедур.

Заключение

Таким образом, теория, которая определяет особенности функционирования прямой задачи рассеяния, позволяет при известных физико-химических параметрах ионизированной среды рассчитать спектральные и корреляционные функции сигнала НР практически для всех реальных случаев моделирования состава ионосферной плазмы.

Список литературы: 1. *Эванс Дж.* Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом НР // ТИИЭР, Т. 57, № 4, 1969. С. 139 – 177. 2. *Таран В.И.* Исследование ионосферы с помощью радаров НР в Харькове // Вестн. ХГПУ. Сб. науч. трудов. Вып.31. Харьков: ХГПУ, 1999. С. 3 – 9. 3. *Мазманишвили А. С., Пуляев В. А.* Разработка информационных технологий оценки параметров ионосферной плазмы в методе НР // Космічна наука і технологія. Т. 9, № 4. Київ: ГКО НАНУ, 2003. С. 73 – 78. 4. *Пуляев В. А.* Статистическое оценивание параметров ионосферы в методе НР // Радиотехника. № 129. Харьков: ХНУРЭ, 2002. С. 98 – 102. 5. *Пуляев В. А.* Вычислительные методы при обработке корреляционных функций сигнала НР // Вестник ХГПУ. Сб. науч. трудов. Тем. вып. 103. Харьков: ХГПУ, 2000. С. 94 – 96. 6. *Пуляев В. А.* Оценка параметров ионосферной плазмы в методе НР // Східно-Європейський журнал передових технологій. № 5(5). Харків: Технологічний центр, 2003. С. 12 – 14. 7. *Ситенко А. Г.* Электромагнитные флуктуации в плазме. Харьков: ХГПУ, 1965. 183 с. 8. *Гринченко С. И.* Градиентный метод обработки АКФ НР сигнала области F2 ионосферы // Радиотехника. № 125. Харьков: ХНУРЭ, 2002. С. 33 – 36. 9. *Рогожкин Е. В., Пуляев В. А., Лысенко В. Н.* Зондирующие сигналы для исследования ионосферы методом НР. Монография. Харків: НТУ "ХПІ", 2008. 256 с.

Институт ионосферы НАН и МОН Украины,
НТУ "Харьковский политехнический институт"

Поступила в редколлегию 01.12.2009

УДК 537.874

М.Е. КАЛИБЕРДА, С.А. ПОГАРСКИЙ, д-р физ.-мат. наук, В.Е. КУЗЬМЕНКО

МЕТОД СИНГУЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В ЗАДАЧЕ ДИФРАКЦИИ ВОЛН ТИПА H_{0m} И E_{0m} НА СИСТЕМЕ АКСИАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Изучение вопроса трансформации полей на неоднородностях в различных волноведущих структурах необходимо при проектировании различных устройств СВЧ диапазона [1], [2]. Практический интерес представляют неоднородности в круглых и коаксиальных волноводах, возбужденных аксиально-симметричными волнами типа H_{01} и T, так как на их основе возможно создание ряда функциональных устройств, таких как режекторные фильтры и резонирующие системы, обладающих высокой добротностью [3, 4]. В работах [5, 6] использованы методики, применяющие те или иные модификации метода частичных областей для решения задач дифракции на одиночном препятствии в круглых волноводах. В работе [4] при помощи факторизации трансформанты Фурье магнитной функции Герца построено решение задачи дифракции на одиночной кольцевой щели во внутреннем проводнике коаксиального волновода. Вместе с тем, в технике СВЧ находят широкое использование структуры, имеющие в своем составе ограниченные последовательности однотипных неоднородностей, расположенных эквидистантно. Методы, предложенные в [7, 8], позволяют охватить большой круг задач дифракции на цилиндрических структурах, таких как структуры с конечными и периодическими бесконечными последовательностями гофр или патрубков, заполненных диэлектриком, диэлектрическими и металлическими вставки. Большой универсальностью отличается операторный метод, позволяющий моделировать электродинамические характеристики структур с идентичными периодическими последовательностями неоднородностей, в частности разрывами центрального проводника во внутренней трубе коаксиального волновода или диафрагмами в круглом волноводе [9, 10].

Достаточно хорошо приспособленными для исследования неоднородностей в круглом волноводе являются методы сингулярных интегральных уравнений [7, 11]. Идея этих методов заключается в сведении парных интегральных уравнений к системе сингулярных интегральных уравнений с дополнительными условиями на конечном числе отрезков с использованием параметрических представлений интегральных операторов.

Существует несколько подходов к решению задач дифракции на ограниченных системах неоднородностей. Один из них заключается в отыскании матрицы рассеяния одиночного препятствия с помощью, например метода вычетов [6]. Далее, с использованием обобщенных матриц рассеяния, свойства структуры определяются в целом. Однако в отличие от использования комбинации методов при применении метода сингулярных интегральных уравнений вид интегрального уравнения и его ядро не зависит от числа неоднородностей. Последний подход в комбинации с методом дискретных особенностей [12, 13] для решения сингулярного интегрального уравнения с дополнительными условиями показал свою эффективность при решении ряда задач дифракции [14 - 17].

Постановка граничной задачи и метод ее решения

Будем исследовать дифракцию волн H_{0m}- и E_{0m}- на конечноэлементной системе кольцевых щелей во внутренней трубе коаксиального волновода. Будем предполагать, что стенки волновода являются идеально проводящими и бесконечно тонкими, а диэлектрик, заполняющий пространство, является однородным и изотропным. Геометрия исследуемой структуры представлена на рис.1. Для решения задачи воспользуемся методом сингулярных интегральных уравнений.

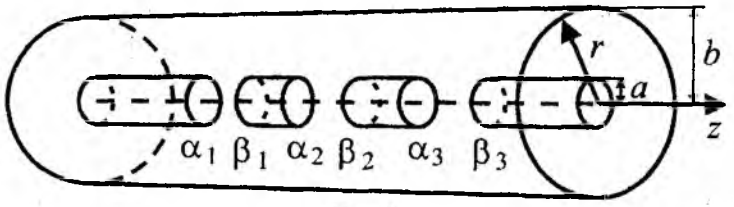


Рис.1

Обозначим $M \times [0;2\pi) = \bigcup_{q=1}^{m} (\alpha_q, \beta_q) \times [0;2\pi)$ – множество щелей во внутреннем проводнике коаксиального волновода. Процедура построения решений поставленной задачи для случаев H_{0m}- и E_{0m}- волн не имеет существенных различий, поэтому приведем подробную схему только для случая H_{0m}- волн. Компоненту E_φ рассеянного поля в цилиндрической системе координат представим в виде

$$E^s(r,z) = \begin{cases} E^+(r,z), & a < r < b, \\ E^-(r,z), & r < a. \end{cases}$$

Обозначим $\gamma(\xi) = \sqrt{1-\xi^2}$ с неотрицательной действительной и мнимой частями, μ_n^i – n-й корень уравнения $J_i(x) = 0$, η_n^i – n-й корень уравнения $G_{i,i}(x,a) = 0$,

$G_{i,j}(x,r) = \dfrac{J_i(xr)}{J_j(xb)} - \dfrac{Y_i(xr)}{Y_j(xb)}$, $J_i(x)$, $Y_i(x)$ – функции Бесселя первого и второго рода порядка i. Функции $E^\pm$, удовлетворяющие уравнению Гельмгольца, граничным условиям на плоскостях волновода и на щелях, а так же условиям излучения и на условию на ребре, представим в виде:

$$E^+ = \int_{-\infty}^{\infty} C(\xi) D_{1,1}(\xi, r) e^{ik\xi z} d\xi, \tag{1}$$

$$E^- = \int_{-\infty}^{\infty} C(\xi) \frac{J_1\{k\gamma(\xi)r\}}{J_1\{k\gamma(\xi)a\}} e^{ik\xi z} d\xi, \tag{2}$$

где k – волновое число,

$$D_{i,j}(\xi,r) = \frac{J_i\{k\gamma(\xi)r\} Y_j\{k\gamma(\xi)b\} - Y_i\{k\gamma(\xi)r\} J_j\{k\gamma(\xi)b\}}{J_1\{k\gamma(\xi)a\} Y_1\{k\gamma(\xi)b\} - Y_1\{k\gamma(\xi)a\} J_1\{k\gamma(\xi)b\}},$$

Подынтегральные функции в точках, соответствующих постоянным распространения волноводных волн, могут иметь полюса первого рода. Для того чтобы выполнялось условие излучения, путь интегрирования в (1), (2) выбран таким образом, чтобы он совпадал с вещественной осью всюду, за исключением точек, являющихся полюсами подынтегральной функции, а полюсы обходил на отрицательной полуоси сверху, а на положительной – снизу.

Функция $C(\xi)$ может быть найдена из парного интегрального уравнения

$$\int_{-\infty}^{\infty} C(\xi) e^{ik\xi z} d\xi = 0, \quad z \in \Re \setminus M, \tag{3}$$

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} C(\xi)\gamma(\xi) \left\{ D_{0,1}(\xi,a) - \frac{J_0(k\gamma(\xi)a)}{J_1(k\gamma(\xi)a)} \right\} e^{ikz\xi} d\xi = -f(z), \; z \in M, \tag{4}$$

где правая часть уравнения (4) представлена в виде

$$f(y) = \frac{\eta_p^1}{a} G_{0,1}(\eta_p^1, r) \exp\left\{ ik\gamma\left(\frac{\eta_p^1}{k}\right) z \right\},$$

если на систему щелей набегает волна из коаксиального волновода, и

$$f(y) = -\frac{\mu_p^1}{2a} J_0\left(\frac{\mu_p^1 r}{a}\right) \exp\left\{ik\gamma\left(\frac{\mu_p^1}{ka}\right)z\right\},$$

если волна набегает из круглого волновода.

Следуя идеям работы [11], можно показать, что парные интегральные уравнения (3), (4) эквивалентны сингулярному интегральному уравнению

$$\frac{1}{\pi}\int_M \frac{F(\zeta)}{\zeta - z} d\zeta + \frac{1}{\pi}\int_M K(z-\zeta)F(\zeta)d\zeta = f(z),\ z \in M, \tag{5}$$

с дополнительными условиями

$$\int_{\alpha_q}^{\beta_q} F(\zeta)d\zeta = 0,\ q = 1,...,m, \tag{6}$$

которое может быть решено методом дискретных особенностей [12], [13]. Ядро уравнения (5) имеет вид

$$K(x) = k\int_0^\infty \frac{\sin(k\xi x)}{\xi}\left\{\xi + \frac{\gamma(\xi)}{2}\left(D_{0,1}(\xi,a) - \frac{J_0(k\gamma(\xi)a)}{J_1(k\gamma(\xi)a)}\right)\right\}d\xi,$$

а функция $C(\xi)$ выражается через функцию $F(\zeta)$ следующим образом

$$C(\xi) = \frac{1}{2\pi i\xi}\int_L F(\zeta)\left(e^{-ik\xi\zeta} - 1\right)d\zeta.$$

Представим E^s в виде разложений по собственным волнам соответствующих волноводов. Для этого вычислим интегралы (1), (2):

$$E^+ = -2\pi i\sum_{n=1}^\infty \frac{\eta_n^1 D_{1,1}(\eta_n^1, r)}{k^2 D_{1,1}(\eta_n^1, a)\left\{bG_{1,0}(a,0) + aG_{0,1}(a,0)\right\}}\gamma^{-1}\left(\frac{\eta_n^1}{k}\right)C\left\{\pm\gamma\left(\frac{\eta_n^1}{k}\right)\right\}\exp\left\{\pm ik\gamma\left(\frac{\eta_n^1}{k}\right)z\right\}, \tag{7}$$

$$E^- = -2\pi i\sum_{n=1}^\infty \frac{J_1\left(\frac{\mu_n^1 r}{a}\right)}{J_0(\mu_n^1)}\frac{\mu_n^1}{(ka)^2}\gamma^{-1}\left(\frac{\mu_n^1}{ka}\right)C\left\{\pm\gamma\left(\frac{\mu_n^1}{ka}\right)\right\}\exp\left\{\pm ik\gamma\left(\frac{\mu_n^1}{ka}\right)z\right\}. \tag{8}$$

Выражения (7), (8) позволяют определить коэффициенты отражения и прохождения, а также коэффициенты преобразования волн в такого рода структурах.

Результаты численного моделирования

С помощью построенной выше модели осуществлен цикл численного моделирования характеристик исследуемой структуры. На рис. 2 представлены зависимости модуля коэффициента отражения r (кривая 1) и прохождения t (кривая 2) T - волны коаксиального волновода от волнового числа для структуры, состоящей из десяти эквидистантно расположенных щелей, $a = 0{,}6b$. Ширина щели $d = 0{,}2b$, а период следования щелей $L = 0{,}6b$. Вертикальными линиями показаны частоты возбуждения высших типов волн круглого и коаксиального волноводов. При kb, приближающемся к μ_1^0, наблюдаются осцилляции в зависимостях коэффициентов отражения и прохождения. Это связано с возбуждением распространяющихся волн в щелях. При $kb > \frac{\mu_1^0}{a}$ может происходить преобразование T-волны коаксиального волновода в E_{0n} - волну круглого волновода, а при $kb > \eta_1^0$ дополнительно в E_{0n} - волну коаксиального волновода.

Зависимости модуля коэффициентов преобразования tr T - волны коаксиального волновода в E_{01}^- - (кривая 1), E_{01}^+ - (кривая 2) волну круглого волновода и E_{01}^- - (кривая 3), E_{01}^+ - (кри-

вая 4) волну коаксиального волновода от волнового числа представлены на рис.3. Характерные размеры структуры выбраны такими же, как и для рис. 2. Индексами $\pm$ обозначены волны, распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях оси Oz. Вертикальными линиями показаны частоты возбуждения высших типов волн. Как видно из рисунка, существуют полосы частот, в пределах которых более 50% энергии падающей волны попадает в круглый волновод. Значительный рост коэффициента преобразования наблюдается на частотах, превосходящих частоту возбуждения второй волноводной волны в щели ($kb > \mu_2^0$).

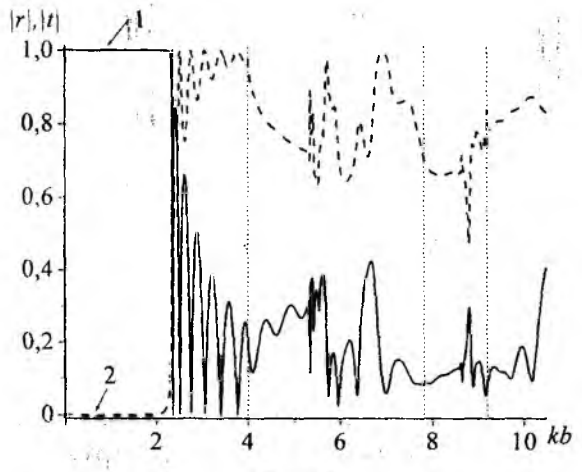


Рис. 2

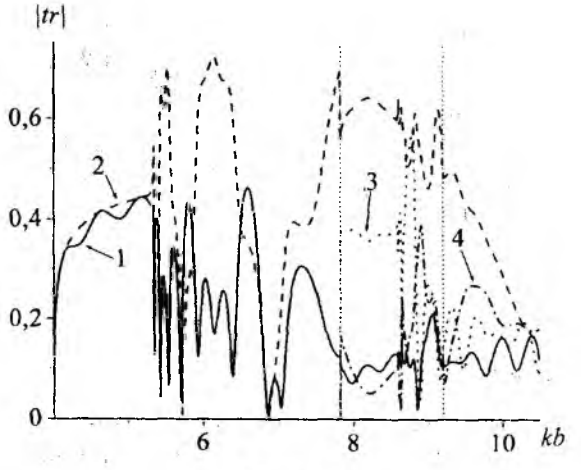


Рис. 3

На рис. 4 представлены зависимости модуля коэффициента отражения r (кривая 1), прохождения t (кривая 2) и преобразования tr H_{01} - волны круглого волновода в H_{01}^{-} - (кривая 3), H_{01}^{+} - (кривая 4) волну коаксиального волновода в зависимости от волнового числа для структуры, состоящей из десяти щелей, $L = 0{,}72322b$. Вертикальной линией показана частота возбуждения H_{01} -волны коаксиального волновода. Как и в случае T - волн коаксиального волновода, в случае H - волн имеются полосы запирания и пропускания. При $kb > \mu_2^1$ наблюдаются дополнительные осцилляции в зависимостях коэффициентов прохождения и отражения, вызванные возбуждением волны H_{02} в щелях. В случае если $kb > \eta_1^1$ происходит трансформация волн круглого волновода в волны коаксиального волновода, при этом коэффициент трансформации для некоторых значений параметра kb приближается к единице. Полученные зависимости свидетельствуют о том, что такого рода структура может работать в двух режимах: деления мощности и частотной селекции. Изменение периода следования щелей приводит к изменению ширины полос запирания и к изменению количества таких полос.

На рис. 5 представлены зависимости модуля коэффициента отражения H_{01} - волны круглого волновода от периода следования щелей L для структуры из двух (пунктирная кривая) и десяти (сплошная кривая) щелей для H_{01} - волны круглого волновода, $kb = 6{,}5$, $d = 0{,}2b$, $a = 0{,}6b$. При рассмотренных значениях частоты круглый волновод работает в одномодовом режиме, а коаксиальный волновод является запредельным для симметричных волн магнитного типа. Зависимости носят практически периодический характер с периодом $L/\lambda_g = 0{,}5$, где λ_g – длина волны в круглом волноводе. Отклонения от периодичности вызваны влиянием затухающих волноводных волн. На каждом из периодов присутствует $m-1$ осцилляций

(на единицу меньше, чем количество неоднородностей) в зависимостях. При увеличении числа неоднородностей наблюдается сужение полосы запирания вплоть до некоторого предельного значения, соответствующего случаю полубесконечной структуры.

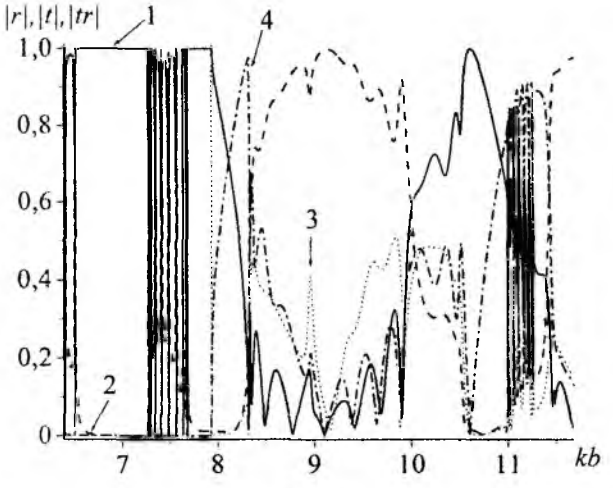


Рис.4

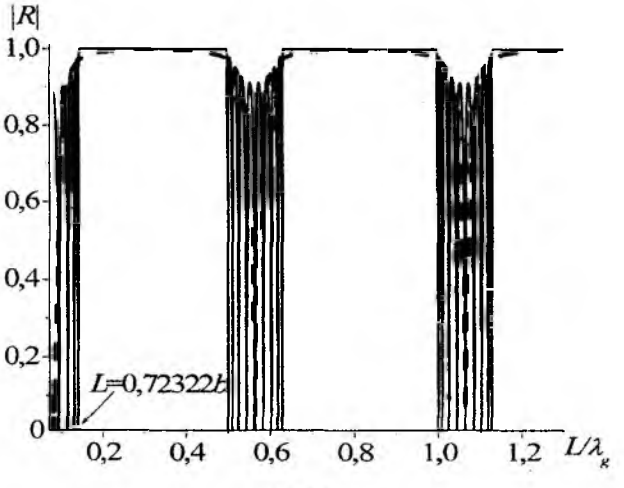


Рис.5

Выводы

Таким образом, с использованием метода сингулярных интегральных уравнений построена математическая модель аксиально-симметричной электродинамической структуры, имеющей в своем составе эквидистантную последовательность однотипных неоднородностей щелевого типа. Моделирование характеристик такого рода структур позволяет прогнозировать создание щелевого рода функциональных устройств СВЧ диапазона.

Список литературы. 1. *Погарский С. А.* Резонансы полубесконечных периодических структур в задачах синтеза частотно-селективных устройств // Тезисы докл. 7-й междунар. конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", "КрыМиКо-97", Севастастопольский гос. техн. университет, Севастополь. 1997. Т.1. С. 160-161. 2. *Naofumi Yoneda, Moriyasu Miyazaki, Hiroyuki Matsumura*, et al. A Design of Novel Grooved Circular Waveguide Polarizers // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2000. Vol. 48. №2. P.2446-2452. 3. *Модель А. М.* Фильтры СВЧ в радиорелейных системах. М.: Связь. 1967. 367 с. 4. *Вайслейб Ю. В.* Дифракция электромагнитных волн на кольцевой щели во внутренней трубе коаксиального волновода // Радиотехника и электроника. 1975. Т20. №7. С. 1362-1368. 5. *Лазарева Ю. В., Моденов В. П.* Метод проекционного сшивания в задаче дифракции на скачке поперечного сечения круглого волновода // Вестник Моск. ун-та. 2006. №4. Сер. 3. "Физика. Астрономия". С. 10-12. 6. *Van Blaricum G. F. Jr., Mittra R. A* Modified residue-calculus technique for solving a class of boundary value problems. Part I: Waveguide discontinuities // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1969. Т.17. №.6. P. 302-309. 7. *Гандель Ю. В., Стешенко С. А* Математические модели некоторых аксиально-симметричных задач волноводной дифракции// Электромагнитные волны и электронные системы. 2002. Т.7. №6. С.12-31. 8. *Orfanidis A. P., Kyriacou G. A., Sahalos J. N. A Mode*-Matching Technique for the Study of Circular and Coaxial Waveguide Discontinuities Based on Closed-Form Coupling Integrals // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2008. Т.48. №5. P. 880-883. 9. *Чумаченко В. А., Погарский С. А., Сапрыкин И. И.* Взаимодействие основной волны коаксиальной линии с ограниченной последовательностью неоднородностей в виде разрыва центрального проводника // Радиотехника. 2004. Т.136. С. 16-20. 10. *Chumachenko V. A., Pogarasky S. A.* Electrical waves diffraction by bounded sequence of periodical irises in circular waveguide // Proceedings of the 27-th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, San Diego (USA). 2002. P.285-286. 11. *Гандель Ю. В.* Метод парных и сингулярных интегральных уравнений в задачах дифракции на ограниченных решетках // Электромагнитные явления. 1998. Т.1. №2. С.220-232. 12. *Гандель Ю. В.* Метод дискретных особенностей в задачах электродинамики // Вопросы кибернетики. 1986. Вып. 124. С. 166-183. 13. *Гандель Ю. В., Еременко С. В., Полянская Т. С.* Математические вопросы метода дискретных токов: Обоснование числен-

ного метода дискретных особенностей решения двумерных задач дифракции электромагнитных волн. Ч. 2. Харьков: ХГУ. 1992. 145 с. 14. *Духопельников С. В.* Математические модели для расчета дифракции в цилиндрическом волноводе с патрубками частично заполненными диэлектриком // Вестник Харьк. нац. ун-та. 2007. №775. Сер. "Математическое моделирование. Информационные технологии. Автоматизированные системы управления". Вып. 7. С. 140-151. 15. *Калиберда М. Е., Погарский С. А.* Электродинамические характеристики плоского волновода с системой поперечных щелей // Радиофизика и радиоастрономия. 2008. Т.13. №4. С.263-269. 16. *Гандель Ю. В., Кравченко В. Ф., Сидельников Г. Л.* Математическая модель дифракции на конечноэлементной сверхпроводящей решетке, расположенной над плоским сверхпроводящим экраном // Дифференциальные уравниения. 1999. Т.35. №9. с. 1155-1161. 17. *Калиберда М.Е, Погарский С.А.* Сингулярное интегральное уравнение задачи дифракции собственных волн плоского волновода на системе поперечных щелей // Труды XIV Междунар. симпозиума «Методы дискретных особенностей в задачах математической физики» (МДОЗМФ-2009). 2009. Т.14. С.108-111.

Харьковский национальный
университет им. В. Н. Каразина

Поступила в редколлегию 07.12.2009

УДК 681.511

А.Р. САРАМОЛКИ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИФРОВОГО АЛГОРИТМА ОЦЕНКИ ФАЗЫ ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА, МАСКИРУЕМОГО НОРМАЛЬНЫМ ШУМОМ

Введение

Фазовые радиотехнические системы находят широкое применение в самых разнообразных областях человеческой деятельности, связанных с научными, проектными и конструкторскими разработками, способными привести к принципиально новым результатам познания околоземного и космического пространства.

Основным практическим применением фазовых радиотехнических систем является точное определение координат различных объектов, размещенных на земной и морской поверхностях, в околоземном и космическом пространстве.

Среди известных методов определения координат фазовый является наиболее точным и универсальным [1]. Одним из важных этапов функционирования фазовой радиотехнической системы является этап первичной обработки фазовых измерений. К настоящему времени хорошо разработанной является теория фазовых измерений в присутствии помех различной физической природы и, в частности, шумовых помех [2], синтезировано большое разнообразие аналоговых и цифровых алгоритмов, устройств и компьютерных программ [3, 4].

Вместе с тем ощущается определенный недостаток результатов экспериментальных исследований на уровне физических экспериментов лабораторного типа.

Цель выполненных исследований

На основе физического эксперимента объективно оценить точностные характеристики цифрового алгоритма оценки фазы, полученного в [5]. Алгоритмы обработки фазовых измерений, подобные исследованному, находят применение в фазовых радиотехнических системах, предназначенных для оценки траектории движения воздушных и космических объектов при летно-технических испытаниях и навигационном обеспечении движения самолетов и кораблей [1].

Содержание экспериментальных исследований

Исследовались точностные свойства цифрового алгоритма оценки фазы узкополосной смеси гармонического сигнала и нормального гаусовского шума, полученного в [5]

$$\varphi^{*} = arctg \frac{\sum_{i=1}^{n}\left\{a_i \cdot f_n\left[\Phi_y(t_i)\right] + b_i \cdot f_n\left[\Phi_y^{'}(t_i)\right]\right\}}{\sum_{i=1}^{n}\left\{a_i \cdot f_n\left[\Phi_y(t_i)+\frac{\pi}{2}\right] + b_i \cdot f_n\left[\Phi_y^{'}(t_i)+\frac{\pi}{2}\right]\right\}} + \Delta(f_n, q) + p\pi, \quad (1)$$

где $\Phi_y(t_i) = \varphi_0 + \xi_i$ – отсчет фазы в фиксированный момент времени $t_i \in 1...n$; φ_0 – начальная фаза сигнала; ξ_i – шумовая составляющая смеси в интервале однозначного показания фазометра, соответствующего 1-му «положительному» нулю информационного колебания $y(t)'' = E(t)\cdot\sin\Phi(t)$ ($E(t)$ – огибающая, $\Phi(t)$ – мгновенная полная фаза); $\Phi_y^{'}(t_i) = \varphi_0 + \xi_i^{'}$ – отсчет фазы, соответствующий 2-му «положительному» нулю информационного колебания $y(t)$ в интервале однозначного показания фазометра ($0 \div 2\pi$); $f_n[\ ]$ – нелинейная функция преобразования отсчета; $\Delta(f_n, q)$ – смещение оценки фазы; p – коэффициент (0; 1; 2), зависящий от знаков сумм в числителе и знаменателе [5];

$$a_i = \begin{cases} 1 \ при \ 0 < \Phi_y(t_i) < 2\pi; \\ 0 \ при \ \Phi_y(t_i) = 0; 2\pi \ ; \end{cases} \quad b_i = \begin{cases} 1 \ при \ 0 < \Phi'_y(t_i) < 2\pi; \\ 0 \ при \ \Phi'_y(t_i) = 0; 2\pi \ . \end{cases} \tag{2}$$

В процессе проведения и обработки результатов измерений использовались три функции нелинейного преобразования: $f_1(\Phi_i)$ – синусная, $f_2(\Phi_i)$ – треугольная, $f_3(\Phi_i)$ – параболическая.

$$f_1(\Phi_i) = \sin\Phi_i \qquad при \ 0 \le \Phi_i \le 2\pi;$$

$$f_2(\Phi_i) = \begin{cases} 2\dfrac{\Phi_i}{\pi} & при \ 0 \le \Phi_i \le \dfrac{\pi}{2}; \\ 2\left(1 - \dfrac{\Phi_i}{\pi}\right) & при \ \dfrac{\pi}{2} < \Phi_i \le \dfrac{3}{2}\pi; \\ 2\left(\dfrac{\Phi_i}{\pi} - 2\right) & при \ \dfrac{3}{2}\pi < \Phi_i \le 2\pi; \end{cases} \tag{3}$$

$$f_3(\Phi_i) = \begin{cases} \dfrac{4}{\pi^2}\Phi_i(\pi - \Phi_i) & при \ 0 \le \Phi_i \le \pi; \\ 8 - \dfrac{4}{\pi^2}\Phi_i(3\pi - \Phi_i) & при \ \pi < \Phi_i \le 2\pi. \end{cases}$$

Особенность нелинейных преобразований $f_2(\Phi_i)$ и $f_3(\Phi_i)$ состоит в появлении смещения $\Delta(f_n, q)$. При отношении сигнал / шум по мощности q^2 максимальная величина $\Delta_{\max}$ определяется выражениями [6]:

$$\Delta_{\max}[f_2(\Phi_i)] = \frac{1}{18}\left(q^2\right) + \frac{1}{4}\left(q^2\right)^2 ; \tag{4}$$

$$\Delta_{\max}[f_3(\Phi_i)] = \frac{1}{54}\left(q^2\right) + \frac{1}{4}\left(q^2\right)^2 \tag{5}$$

Формирование фазовых отсчетов осуществлялось с помощью дискретного фазометра, в состав которого входили: формирователь информационного и опорного гармонических сигналов $f_o = f_{on} = 1000$ *Гц*; калиброванный фазовращатель (0÷360°); узкополосный фильтр ($f_o = 1000$ *Гц*, $\Delta f = 30$ *Гц*); генератор шума; сумматор; измеритель временных интервалов (электронный частотомер ЧЗ-35А); квадратичный вольтметр.

Параметры единичной фазовой выборки рассчитывались при выбранном энергетическом отношении сигнал / шум $2\mu = \dfrac{P_c' \cdot T}{N_o} > 15$; P_c – мощность сигнала (эффективная); T – длительность выборки $T = \Delta t \cdot n_{\min}$; $\Delta t = 1/\Delta f \approx 0{,}06$ с; $n_{\min} = 40$ при $q^2 = 0{,}1$. Общее необходимое число выборок N определялось по методике, изложенной в [7] и составило 12.Оценка среднего φ^*, дисперсии σ_φ^2 и смещения $\Delta(f_n, q)$ осуществлялись для пяти значений отношения сигнал / шум по мощности; $q_1^2 = 10$; $q_2^2 = 1$; $q_3^2 = 0{,}5$; $q_4^2 = 0{,}25$; $q_5^2 = 0{,}1$. Величины μ и q^2 связаны простым соотношением $\mu = q^2 \cdot T \cdot \Delta f$. ($T$ – длительность выборки; Δf – полоса фильтра). Все необходимые расчеты выполнялись на ЭВМ. Данные сформированных выборок отсчетов фазы вводились в ЭВМ в виде двоично-десятичного кода, снимаемого с цифрового выхода фазометра ЧЗ-35А.

В таблице приведены результаты экспериментальной оценки смещения среднего значения при использовании различных функций преобразования.

$\varphi_0 = 217$ град; $n = 40$; $N = 12$					
q	$\overset{*}{\varphi}_{S_1}$	$\overset{*}{\varphi}_{S_2}$	$\overset{*}{\varphi}_{S_3}$	$\Delta\overset{*}{\varphi}_2$	$\Delta\overset{*}{\varphi}_3$
10	217,3	215,8	218,05	+ 1,5	- 0,75
3	217,5	216,1	218,3	+ 1,4	- 0,8
1	217	216,17	217,8	+ 0,83	- 0,8
0,7	217,1	216,3	217,6	+ 0,7	- 0,5
0,5	208,5	208	209	+ 0,5	- 0,5
0,32	216,7	216,3	216,8	+ 0,4	- 0,1

Заключение

На основании экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

1. При постоянной частоте полезного сигнала значения оценки фазы, полученные экспериментально, являются несмещенными для случая обработки некоррелированной фазовой выборки по алгоритму (1) с функцией преобразования $f_1(\Phi_i)$ как при больших, так и при малых отношениях сигнал / шум. В случае обработки по алгоритму (1) с функциями преобразования $f_2(\Phi_i)$ и $f_3(\Phi_i)$ имеет место смещение оценки, убывающее с уменьшением отношения сигнал / шум.

2. Точность оценки фазы гармонического сигнала в шуме близка к потенциально возможной при больших отношениях сигнал / шум для всех трех видов функций преобразования отсчетов фазы. При малых отношениях сигнал / шум значения среднеквадратического отклонения оценки лежат в пределах, теоретически расчитанных в [5].

3. Выбор временных интервалов снятия отсчетов фазы при условии их некоррелированности не имеет принципиального значения, т.к. для получения нужной точности оценки достаточно обеспечить определенное число этих отсчетов.

Список литературы: 1. *Кинкулькин И.Е., Рубцов В.Ф., Фабрик М.А.* Фазовый метод определения координат. М.: Сов. радио, 1979. 280 с. 2. *Фалькович С.Е.* Оценка параметров сигналов. М.: Сов. радио, 1974. 334 с. 3. *Березин Л.В., Вейцель В.А.* Теория и проектирование радиосистем: Учеб. пособие для вузов / Под ред. В.Н.Типугина. М.: Сов. радио, 1977. 448 с. 4. *Пестряков В.Б., Кузенков В.Д.* Радиотехнические системы: Учебник для вузов. М.: Радио и связь, 1985. 376 с. 5. *Печенин В.В., Сарамолки А.Р.* Потенциальная точность цифровой обработки фазовых измерений, маскируемых аддитивным нормальным шумом / В.В.Печенин, А.Р.Сарамолки. Системи обробки інформації. Х., 2009. Вип. 3(77). С. 75 – 78. 6. *Савинов В.А.* Цифровое устройство для обнаружения и грубого измерения частоты сигнала // Труды МАИ, 1970. Вып. 201. С. 26 – 28. 7. *Митропольский А.К.* Техника статистических вычислений. М.: Наука, 1971. 375 с. 8. *Фалькович С.Е., Бендерский М.М., Горбуненко Б.Ф.* Эффективность обработки знаковой функции узкополосного сигнала при частотно-фазовых измерениях. / Системы управления летательных аппаратов. Тем. сб. науч. тр. Х.: ХАИ. Вып. 2, 1974. С. 3 – 9.

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е.Жуковского «ХАИ»

Поступила в редколлегию 04.12.2009

УДК 621.385

И.Н. БОНДАРЕНКО, канд. техн. наук, Ю.С. ВАСИЛЬЕВ, О.Н. ТКАЧЕНКО

КОМПЕНСАЦИЯ ВНОСИМЫХ ПОТЕРЬ В РЕЗОНАТОРАХ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ С АКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Введение

Измерительные преобразователи, основой которых являются микроволновые резонаторы, позволяют производить высокочувствительные измерения самых различных параметров и характеристик [1]. Изменения измеряемых параметров при этом связываются с изменениями резонансной частоты и добротности резонаторного измерительного преобразователя (РИП). Чем выше добротность резонатора, тем более высокая точность и чувствительность достигаются при измерениях. Для этого обычно стараются конструкцию резонатора и вид колебаний подбирать таким образом, чтобы обеспечить максимальную собственную добротность. Однако в результате взаимодействия электромагнитных полей резонатора либо непосредственно с тестируемым объектом, либо посредством элементов связи, добротность РИП, особенно в случае тестирования объектов с изначально высокими потерями, значительно уменьшается, что ведет к уменьшению чувствительности и точности при измерении соответствующих изменений. В связи с этим целесообразно рассмотреть возможности компенсации или ослабления влияния указанных факторов.

В работе [2] предлагается эту проблему решать с помощью использования так называемых активных резонаторов бегущей волны (АРБВ), представляющих собой схему кольцевого резонатора бегущей волны, в которую кроме чувствительного измерительного резонатора включены дополнительные элементы, обеспечивающие однонаправленное распространение волны и дополнительное ее усиление с целью компенсации потерь, вносимых измерительным резонатором. При этом в основном анализируются режимы работы и характеристики сигналов измерительной схемы, частью которой является АРБВ, подключаемый с помощью направленного ответвителя, и мало уделено внимания собственно резонатору бегущей волны и режимам его функционирования при различных схемных решениях.

Цель работы – анализ характера изменения АЧХ составного кольцевого резонатора бегущей волны (РБВ) в зависимости от параметров элементов, включаемых в его схему.

Основная часть

На практике кольцевые резонаторы бегущей волны выполняются чаще всего на основе волноводов прямоугольного сечения, подключенных к основному тракту с помощью направленного ответвителя. Поскольку в дальнейшем будут рассматриваться процессы, происходящие в самом кольце, далее будем рассматривать прямоугольный волновод, свернутый в виде кольца и замкнутый сам на себя. Допустим, что в некотором сечении АА возбуждается волна, распространяющаяся только в одном направлении. Тогда при средней длине кольца L, составляющей целое число длин волн $\lambda_в$ в рассматриваемой линии, должно происходить синфазное сложение бегущих волн и, следовательно, резкое увеличение напряженностей электрического и магнитного полей. Это является одним из признаков резонанса, типичным для всех полых резонаторов [3].

В режиме установившихся гармонических колебаний в однородной передающей линии бегущая волна может быть описана соотношением

$$E = E_m \cdot e^{-\gamma z} \cdot e^{j\omega t} = E_m \cdot e^{-\alpha z} \cdot e^{j(\omega t - \beta z)}, \qquad (1)$$

где E_m – напряженность электрической составляющей поля бегущей волны; $\gamma = \alpha + j\beta$ – постоянная распространения; α – постоянная затухания; $\beta = 2\pi/\lambda_в$ – фазовая постоянная; $\lambda_в$ – длина волны в линии (для прямоугольного волновода на волне H_{10} – $\lambda_в = \lambda \Big/ \sqrt{1-(\lambda/2a)^2}$, где

λ – длина волны в свободном пространстве; a – размер широкой стенки волновода); z – протяженность линии.

Для бегущей волны в линии, переходя к тригонометрическим функциям, можно записать выражение

$$E = E_m \cdot e^{-\alpha l} \cdot \cos(\omega_0 t - \beta l), \tag{2}$$

где l – длина линии или кольцевого резонатора.

Условие резонанса для РБВ – $l = n \cdot \lambda_в$, где n – целое число.

Задавая резонансную частоту, размеры линии передачи (в нашем случае прямоугольного волновода) и вид колебаний, можно рассчитать резонансную длину волны РБВ. Для волновода сечением 23×10 *мм*, типа волны H_{10}, частоты 10 *ГГц* получим:

$$\lambda_{в0} = \frac{c}{f_0 \cdot \sqrt{1-(c/2af)^2}} = \frac{3 \cdot 10^8}{10^{10} \cdot \sqrt{1-\left(\frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 23 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{10}}\right)^2}} = 0{,}04. \tag{3}$$

Из практических соображений величину n можно выбрать равной 10, тогда длина РБВ будет 0,4 *м*.

Поскольку условием резонанса является синфазное сложение волн в любом сечении линии при многократном прохождении волны, то будет происходить суммирование по k, где k – количество суммируемых волн.

Зависимость напряженности поля в кольце от частоты генератора для единичной амплитуды исходной волны может быть представлена в следующем виде:

$$E(f) = \sum_k e^{-\alpha k l} \cos\left(\frac{2\pi k l}{\lambda_в(f)}\right), \tag{4}$$

где $\lambda_в(f) = c/f \cdot \sqrt{1-(c/2af)^2}$.

Зависимость для мощности может быть представлена следующим образом:

$$P(f) = \sum_k e^{-2\alpha k l} \cdot \cos^2\left(\frac{2\pi k l}{\lambda_в(f)}\right). \tag{5}$$

Величина k находится из отношения

$$k = \frac{P_{вх}}{P_{вх} - P_{вых}}. \tag{6}$$

Соотношение величин $P_{вх}$ и $P_{вых}$ может быть оценено из следующего соотношения:

$$10 \lg\left(\frac{P_{вх}}{P_{вых}}\right) = 8{,}68 \cdot 2 \cdot \alpha \cdot l, \tag{7}$$

где 8,68·2·α – величина погонного затухания на единицу длины линии, из которой изготовлен кольцевой РБВ (для стандартного прямоугольного волновода (23×10 *мм*) эта величина составляет 0,143 *дБ/м* [3]).

Пользуясь выражениями (6) и (7) получим в этом случае величину $k \approx 31$. График амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) РБВ для выбранных параметров волновода и длины РБВ, построенный с использованием соотношения (5), приведен на рис.1. На рис.2 приведена зависимость добротности кольцевого РБВ от величины погонного затухания α (*неп/мм*).

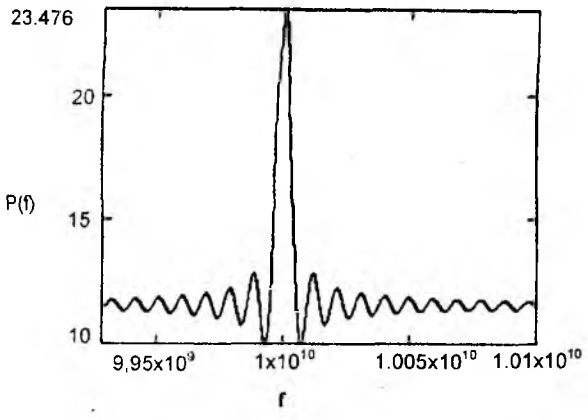


Рис.1. АЧХ кольцевого волноводного РБВ

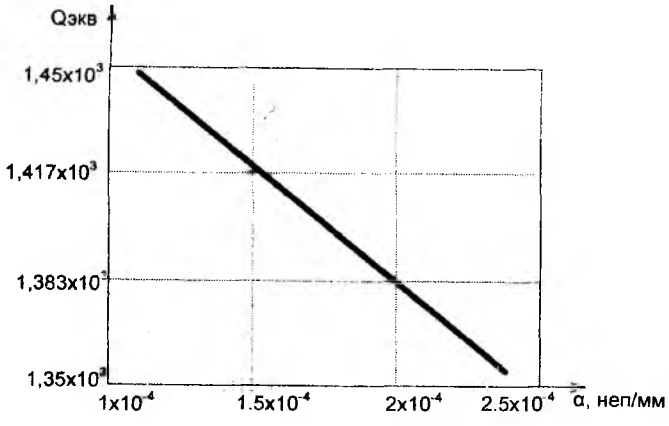


Рис.2. Зависимость Q РБВ от α

Рассмотрим теперь схему кольцевого волноводного РБВ, в которую включен на проход резонансный измерительный преобразователь (РИП) (рис. 3).

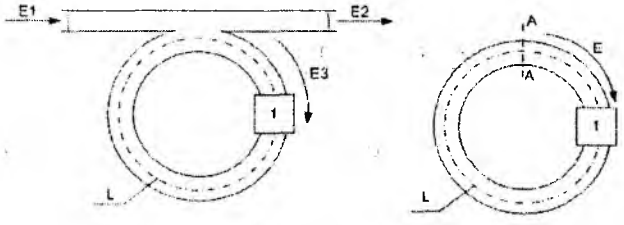


Рис. 3. Кольцевой волноводный РБВ с РИП (1), включенным на проход

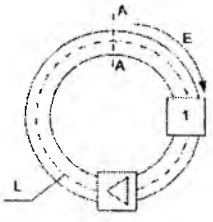


Рис. 4. РБВ с РИП и резонансным усилителем

Уравнение резонансной кривой колебательного контура обычно записывается в следующем виде:

$$k = \frac{1}{\sqrt{1+a^2}}, \tag{8}$$

где $a = Q_н\left(f/f_p - f_p/f\right) \approx 2\Delta f Q_н / f_p$ – обобщенная расстройка; f – частота измерительного генератора; Δf – отклонение частоты измерительного генератора f от резонансной частоты f_p.

Коэффициент передачи проходного резонатора с учетом коэффициентов связи:

$$K_p = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\frac{1}{\sqrt{1+a^2}}, \tag{9}$$

где β_1, β_2 – коэффициенты связи ($\beta_i = \dfrac{Q_0}{Q_{внi}} = \dfrac{\overline{P_{внi}}}{P_p}$); Q_0 – собственная добротность резонатора; $Q_{внi}$ – внешняя добротность; $\overline{P_{внi}}$ – средняя мощность потерь в соответствующем элементе связи или мощность, излучаемая из резонатора через соответствующий элемент связи при выключенном источнике сигнала; $\overline{P_p}$ – средняя мощность потерь собственно в резонаторе.

С учётом коэффициента передачи проходного резонатора, выражение для АЧХ примет вид:

$$E(f)=\sum_k e^{-\alpha lk}\cdot\left[\frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\right]^k\cdot\left[\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]^2}}\right]^k\times$$
$$\times\cos\left[\frac{2\pi kl}{\lambda_в(f)}+k\cdot arctg\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]\right]. \qquad (10)$$

По мощности выражение для АЧХ запишется следующим образом:

$$P(f)=\sum_k e^{-2\alpha lk}\cdot\left[\frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\right]^k\cdot\left[\frac{1}{1+\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]^2}\right]^k\times$$
$$\times\cos^2\left[\frac{2\pi kl}{\lambda_в(f)}+k\cdot arctg\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]\right]. \qquad (11)$$

Величина k в этом случае может быть определена с учетом формулы (6) и следующего соотношения:

$$10\lg\left(\frac{P_{вх}}{P_{вых}}\right)=8{,}68\cdot 2\cdot\alpha\cdot l+10\lg\left(\frac{(1+\beta_1+\beta_2)^2}{4\beta_1\beta_2}\right). \qquad (12)$$

Анализ выражений (6) и (12) показывает, что при включении РИП в кольцо РБВ величина k значительно уменьшается (до нескольких единиц и менее) и может быть увеличена только при больших значениях коэффициентов связи (рис. 5). Увеличение коэффициентов связи ведет к росту эквивалентной добротности схемы РБВ с РИП в целом (рис.5, *б*) и в то же время к деградации резонансных свойств собственно РИП и, соответственно, такое схемное решение не может быть использовано на практике.

Затухание, вносимое в схему РБВ в результате включения РИП, может быть скомпенсировано включением в цепь РБВ дополнительного усилителя.

Рассмотрим схему РБВ с РИП, в которую дополнительно включен резонансный усилитель (рис. 4). В данном случае, характеристика резонансного усилителя представляется в виде характеристики одиночного колебательного контура, с коэффициентом передачи на резонансной частоте равным K_p. АЧХ такой системы может быть представлена выражением [4]:

$$E(f)=\sum_k e^{-\alpha lk}\cdot\left[\frac{K_p}{\sqrt{1+\left[\frac{(f-f_0)}{\Delta f_c}\right]^2}}\right]^k\cdot\left[\frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\right]^k\cdot\left[\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]^2}}\right]^k\times$$
$$\times\cos\left[\frac{2\pi kl}{\lambda_в(f)}+k\cdot arctg\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]+k\cdot arctg\left[\frac{(f-f_0)}{\Delta f_{yc}}\right]\right]. \qquad (13)$$

где K_p – коэффициент усиления резонансного усилителя; Δf_{yc} – полоса пропускания резонансного усилителя.

По мощности выражение для АЧХ запишется следующим образом:

$$P(f)=\sum_k e^{-2\alpha lk}\cdot\left[\frac{K_p}{1+\left[\frac{(f-f_0)}{\Delta f_{yc}}\right]^2}\right]^k\cdot\left[\frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\right]^k\cdot\left[\frac{1}{1+\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]^2}\right]^k\times$$

$$\times\cos^2\left[\frac{2\pi kl}{\lambda_в(f)}+k\cdot arctg\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]+k\cdot arctg\left[\frac{(f-f_0)}{\Delta f_{yc}}\right]\right].$$

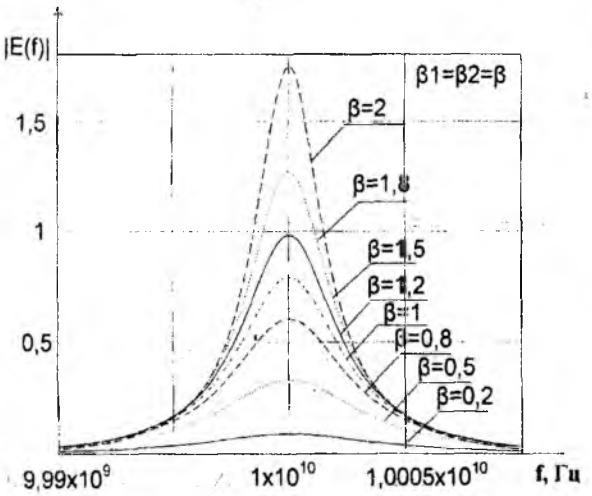


Рис. 5. Зависимость АЧХ РБВ с РИП от β

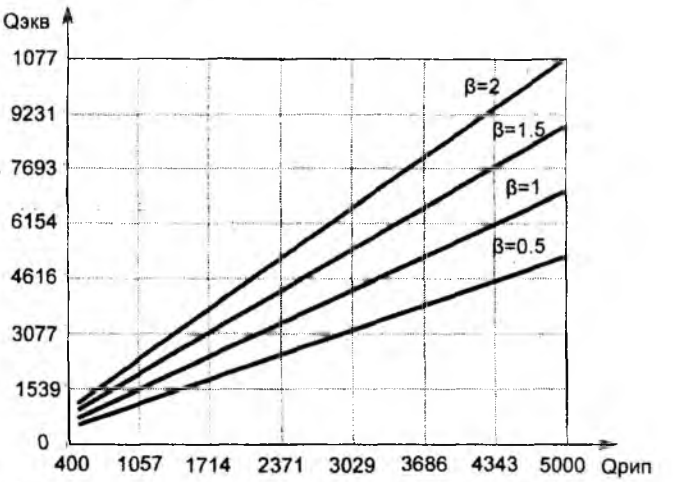


Рис. 6. Зависимость $Q_{экв}$ РБВ с РИП от $Q_{РИП}$ при различных β

(14)

Величина k в этом случае может быть определена с учетом формулы (6) и следующего соотношения:

$$10\lg\left(\frac{P_{вх}}{P_{вых}}\right)=8{,}68\cdot 2\cdot\alpha\cdot l+10\lg\left(\frac{(1+\beta_1+\beta_2)^2}{4\beta_1\beta_2}\right)+10\lg\left(\frac{1}{K_p}\right). \qquad (15)$$

Графики АЧХ, построенные с учетом (13), приведены на рис. 7 и 8. На рис. 9 приведены зависимости величины эквивалентной добротности АРБВ от добротности РИП и параметров резонансного усилителя (полосы пропускания и коэффициента усиления).

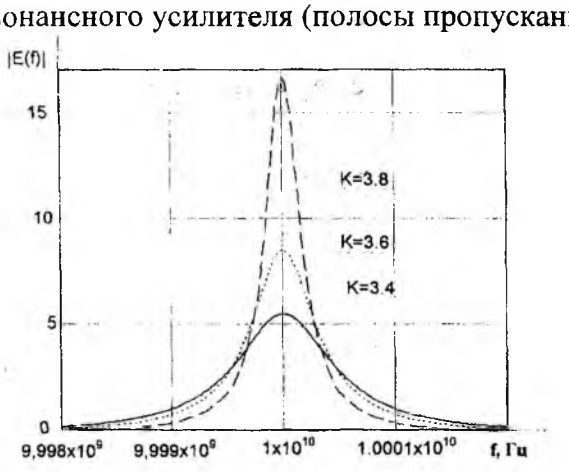


Рис. 7. Зависимость АЧХ АРБВ от К резонансного усилителя

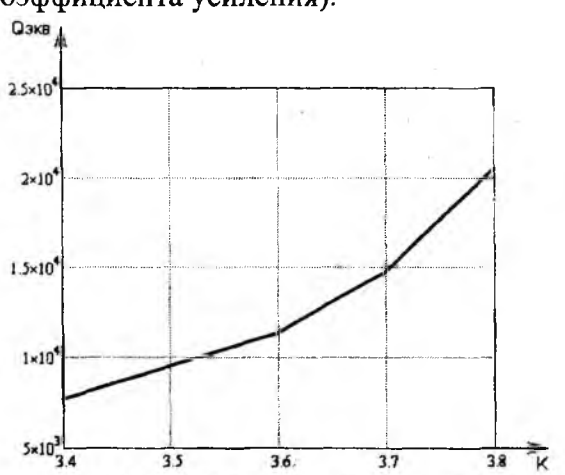


Рис. 8. Зависимость $Q_{экв}$ от К резонансного усилителя

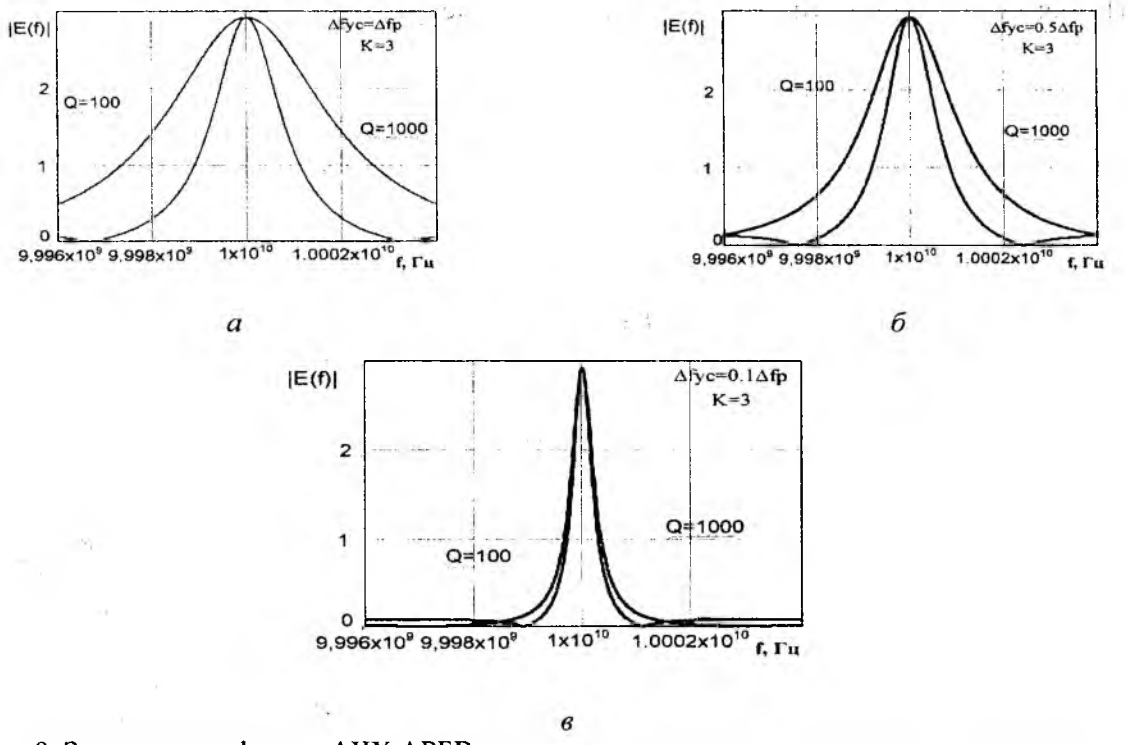


Рис.9. Зависимости формы АЧХ АРБВ от полосы пропускания резонансного усилителя при $Q_{РИП}=10^2$ и $Q_{РИП}=10^3$

Для ослабления влияния характеристик резонансного усилителя на АЧХ АРБВ и сохранения более сильной связи характеристик РИП и АРБВ предпочтительным представляется использование в схеме РБВ нерезонансного усилителя.

В этом случае АЧХ РБВ может быть представлена выражением [4]:

$$E(f)=\sum_k e^{-\alpha lk}\cdot(K)^k\cdot\left[\frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\right]^k\cdot\left[\frac{1}{\sqrt{1+\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]^2}}\right]^k\times$$
$$\times\cos\left[\frac{2\pi kl}{\lambda_в(f)}+k\cdot arctg\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]+k\cdot\varphi_{ус}\right]. \qquad (16)$$

где $\varphi_{ус}$ – сдвиг фазы сигнала в усилителе (в идеальном случае $\varphi_{ус}=2\pi f\tau$, где τ – время задержки сигнала в усилителе).

По мощности выражение для АЧХ запишется следующим образом:

$$P(f)=\sum_k e^{-2\alpha lk}\cdot(K)^k\cdot\left[\frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2}\right]^k\cdot\left[\frac{1}{1+\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]^2}\right]^k\times$$
$$\times\cos^2\left[\frac{2\pi kl}{\lambda_в(f)}+k\cdot arctg\left[\frac{2Q_н(f-f_0)}{f_0}\right]+k\cdot\varphi_{ус}\right]. \qquad (17)$$

Величина k при этом также определяется с помощью соотношений (6) и (15), как и в предыдущем случае.

Графики АЧХ АРБВ для данного случая приведены на рис. 10 и 11.

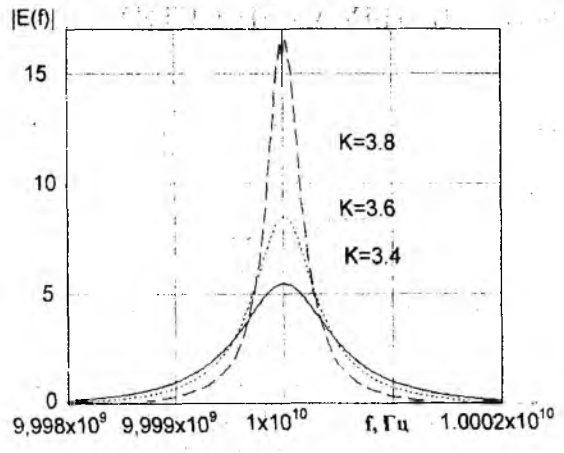


Рис.10. Зависимость АЧХ АРБВ от К нерезонансного усилителя при $\varphi_{yc} = 0$

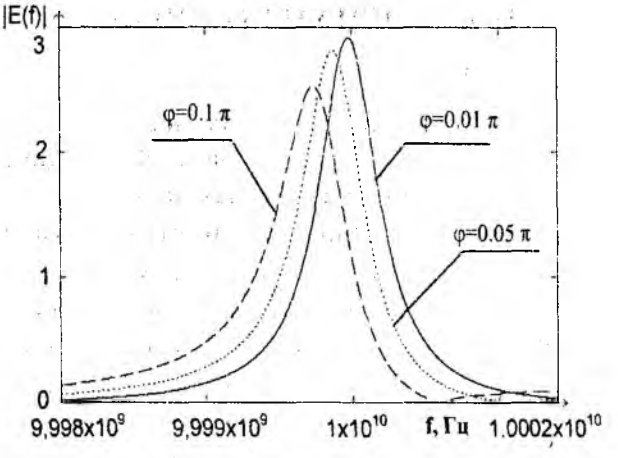


Рис.11. Зависимость АЧХ АРБВ от различных величин набега фазы в нерезонансном усилителе

Характер изменения формы АЧХ АРБВ при росте коэффициента усиления нерезонансного усилителя подтверждает увеличение эквивалентной добротности АРБВ с увеличением коэффициента усиления. При этом влияние параметров РИП на эквивалентную характеристику остается определяющим. Однако следует отметить, что фазовый сдвиг сигнала в нерезонансном усилителе приводит к смещению значения центральной частоты АЧХ АРБВ и снижению эквивалентной добротности за счет нарушения фазовых условий резонанса РБВ. Этот фактор может быть существенно снижен и даже полностью скомпенсирован с помощью специального перестраиваемого компенсирующего фазовращателя, включаемого в кольцевую цепь составного АРБВ.

В случае превышения коэффициентом усиления некоторого критического значения схема АРБВ как с резонансным, так и с нерезонансным усилителем самовозбуждается и переходит в осцилляторный режим, а АЧХ превращается в спектр частот генерации, ширина которого определяется характеристиками используемого усилителя.

Выводы

Рассмотрены и проанализированы характеристики волноводных резонаторов бегущей волны при включении в их кольцевую цепь таких элементов, как резонансные измерительные преобразователи с разными вносимыми потерями, узкополосных и широкополосных усилителей с разными коэффициентами усиления и полосами усиливаемых частот. Оценены возможности компенсации потерь, вносимых резонансными преобразователями, при сохранении их заметного влияния на АЧХ РБВ с активными элементами.

Проведенные исследования доказывают возможность создания на основе АРБВ устройств, позволяющих компенсировать статические потери, вносимые в РИП исследуемым образцом или чувствительным элементом, при сохранении и увеличении чувствительности к изменениям измеряемых величин.

Список литературы: 1. *Chen L.F., Ong C.K., Neo C.P. et al.* Microwave Electronics. Measurements and Materials Characterization. John Wiley & Sons, Ltd., 2004. 537p. 2. *Сафонов В.В.* Микроволновые устройства с активными резонаторами: Дис. … канд. техн. наук. Днепропетровск, 2007. 186с. 3. *Лебедев И.В.* Техника и приборы СВЧ. т.1. М.: Высш. шк., 1970. 440с. 4. *Бондаренко И.Н., Ткаченко О.Н.* Компенсационные свойства резонаторов бегущей волны с активными элементами. Материалы 19 Междунар. Крымской конференции «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь, 2009. С. 795-796.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 25.01.2010

УДК 621.391

М.А. ГОГОЛЕВА

МОДЕЛЬ БАЛАНСИРОВКИ СТАНЦИЙ С УЧЕТОМ ИХ АКТИВНОСТИ ПО ДОМЕНАМ КОЛЛИЗИЙ В МНОГОКАНАЛЬНЫХ MESH-СЕТЯХ

Введение

Mesh-сети являются новым перспективным классом широкополосных беспроводных сетей передачи мультимедийной информации, который в последнее время нашел широкое применение. Одним из главных аспектов их построения является принцип самоорганизации архитектуры, обеспечивающий такие возможности, как устойчивость сети при отказе отдельных компонентов, масштабируемость сети, контроль состояния сети и сниженное энергопотребление. Самоорганизация в данных сетях подразумевает под собой повышение степени автоматизации и адаптивности управления структурой сети и ее функциональными характеристиками. Но, несмотря на бурное развитие mesh-сетей, проблема повышения производительности является одной из основополагающих. Причем, даже с недавним принятием стандарта IEEE 802.11 n, основанного на поддержке технологий MIMO (Multiple Input – Multiple Output) и расширении полосы сигнала до 40 *МГц*, данная проблема остается достаточно актуальной. Для повышения производительности подобного рода сетей в рамках спецификации IEEE 802.11 s рекомендуется использовать несколько частотных каналов и применять mesh-станции с двумя или более радиоинтерфейсами. В связи с этим, актуальной задачей является распределение частотных каналов в многоканальной mesh-сети, которая относится к классу задач структурной самоорганизации.

Особенности частотного планирования в современных беспроводных технологиях

Основой для реализации mesh-сетей на сегодняшний день являются стандарты серии IEEE 802.11. Если рассматривать особенности частотного планирования в современных беспроводных технологиях, то в Северной Америке, Канаде и большей части Европы используется 11 каналов шириной 22 *МГц*, что позволяет организовать в диапазоне 2,4–2,483 ГГц три неперекрывающихся канала передачи – 1, 6, 11, с интервалом 5 *МГц* (таблица). Для некоторых стран Европы (Франция, Англия) для технологий IEEE 802.11 b/g доступны каналы 1÷13, что позволяет использовать в качестве неперекрывающихся уже четыре канала – 1, 5, 9 и 13. В Японии разрешается использование всех 14 каналов, но 14-й канал закреплен только за стандартом 802.11 g/n.

Канал	Частота (GHz)	США и Канада	страны Европы	Япония
1	2,412	да	да	да
2	2,417	да	да	да
3	2,422	да	да	да
4	2,427	да	да	да
5	2,432	да	да	да
6	2,437	да	да	да
7	2,442	да	да	да
8	2,447	да	да	да
9	2,452	да	да	да
10	2,457	да	да	да
11	2,462	да	да	да
12	2,468	нет	да	да
13	2,472	нет	да	да
14	2,484	нет	нет	Только 802.11 b

Обзор известных алгоритмов распределения частотных каналов в mesh-сетях

Необходимо отметить, что для поддержки одновременно нескольких частотных каналов (ЧК) каждая станция многоканальной сети должна быть оснащена двумя и более радиоинтерфейсами (РИ). Это позволяет уменьшить число станций, работающих на одном частотном канале, что приводит к существенному снижению интерференции и возможных коллизий, а в конечном итоге – минимизировать потери и задержки пакетов, повысив суммарную производительность многоканальной сети (МКС) [5].

Существует достаточно обширная классификация алгоритмов по распределению каналов в Mesh-сети серии стандартов IEEE 802.11 (рис. 1), например алгоритмы по скорости адаптации каналов (Rate-Adaption Channel Algorithm), алгоритмы эффективной рассылки (Efficient Multicast Algorithms), алгоритмы по способу управления каналами (C-Hyacinth, D-Hyacinth) и т. д.



Рис. 1. Алгоритмы распределения частотных каналов

По способу управления выделяют алгоритмы с централизованным управлением, при котором весь контроль за назначением каналов осуществляется единственной станцией (например, шлюзом), с распределенным управлением, когда каждый из узлов принимает решение о назначении каналов на свои радиоинтерфейсы самостоятельно, а также гибридный способ, при котором за назначение каналов отвечают всего несколько станций сети, например, все лидеры кластеров. Как показали исследования [5], даже при использовании всего двух радиоинтерфейсов на каждой из mesh-станций удается добиться значительного увеличения пропускной способности сети по сравнению с одноканальным решением. Однако для получения приемлемого, но далеко не оптимального результата, процесс решения задачи распределения частотных каналов в МКС в целом носит итерационный характер. В случае, когда к приведенной последовательности двух задач (закрепление РИ за соседней станцией с разбивкой сети на кластеры и выделение РИ mesh-станций одного кластера определенного частотного канала) добавляется третья задача – задача маршрутизации, то в методе соответственно растет и число итераций. Таким образом, чем выше требования к согласованности получаемых решений, тем больше итераций необходимо выполнить в ходе расчетов, тем более инерционным становиться сам процесс распределения ЧК по РИ, что является недостатком таких методов.

Алгоритмы распределения каналов можно также классифицировать по длительности привязки к радиоинтерфейсам. При использовании статического алгоритма распределение каналов происходит редко, при динамическом – часто, и при гибридном – часть каналов распределяются редко и часть часто. Одно из преимуществ данных алгоритмов состоит в быстрой реакции на перегрузку или загруженность станций. В случаях изменения топологии сети используются алгоритмы распределения каналов, основанные на скорости адаптации каналов к изменению сетевой структуры и эффективной рассылки об изменениях топологии. Одними

из основных недостатков данных алгоритмов являются высокая временная задержка при повторном распределении каналов между радиоинтерфейсами mesh-станций в сети и увеличение в сети служебной информации.

При анализе данных алгоритмов стоит отметить, что эффективность распределения частотных каналов в МКС напрямую зависит от согласованности решений задач кластеризации, закрепления радиоинтерфейсов и выделения им соответствующих частотных каналов. Помимо этого, следует, также, учитывать активность и территориальную удаленность станций, что влияет на выбор маршрута передачи данных, энергопотребление станции и т.д. Активность станций зависит от ряда факторов, таких как количество подключенных пользователей, интенсивность входящего и исходящего трафика, типа трафика (речь, видео, данные) и т.д.

Недостатки алгоритмов обусловлены несовершенством положенных в их основу математических моделей, отсутствием в них процедуры распределения частотных каналов. Поэтому, необходимо разработать математическую модель, которая учитывает активность станций, достаточно полно описывает МКС как объект исследований, и позволяет получать искомые результаты необходимой точности с приемлемыми временными и вычислительными затратами.

Математическая модель распределения частотних каналов с учетом активности mesh-станций

В основу данной работы положено усовершенствование ранее предложенной модели распределения частотных каналов в многоканальной mesh-сети [6] Кроме того, предусматривается, что N – количество mesh-станций; m – число радиоинтерфейсов на одной mesh-станции; K – количество неперекрывающихся частотных каналов в mesh-сети. В качестве управляющей выбрана булевая переменная:

$$x_{i,j}^{k} \in \{0,1\} \quad (i = \overline{1,N};\ j = \overline{1,m};\ k = \overline{1,K}), \tag{1}$$

причем $x_{i,j}^{k} = \begin{cases} 1, \text{ если } j\text{-й РИ } i\text{-й станции работает на } k\text{-м ЧК;} \\ 0, \text{ в противном случае.} \end{cases}$

При расчете искомых переменных $x_{i,j}^{k}$ в соответствии с физикой решаемой задачи необходимо выполнять ряд важных условий-ограничений:

1. Условие включения i-й станции в сеть:

$$\sum_{k=1}^{K} \sum_{j=1}^{m} x_{i,j}^{k} \geq m^* \quad (i = \overline{1,N}), \tag{2}$$

где $1 \leq m^* \leq m$ – целочисленный параметр, характеризующий минимально необходимое число включенных РИ на произвольно выбранной mesh-станции;

2. Условие выделения j-му радиоинтерфейсу i-й станции не более одного ЧК:

$$\sum_{k=1}^{K} x_{i,j}^{k} \leq 1 \quad (i = \overline{1,N};\ j = \overline{1,m}); \tag{3}$$

3. Условие закрепления k-го частотного канала на i-й станции не более чем за одним радиоинтерфейсом:

$$\sum_{j=1}^{m} x_{i,j}^{k} \leq 1 \quad (i = \overline{1,N};\ k = \overline{1,K}); \tag{4}$$

4. Условие работы двух mesh-станций друг с другом не более чем на одном ЧК:

$$\sum_{k=1}^{K}\left[\sum_{j=1}^{m} x_{i,j}^{k}\cdot\sum_{l=1}^{m} x_{s,l}^{k}\right]\le 1 \quad \text{(для каждой } (i,s)\text{-пары mesh-станций одной TR, } i\ne s\text{)}, \quad (5)$$

которое вводится для устранения нежелательной структурной избыточности сети;

5. Условие связности сети (связности создаваемых доменов коллизий mesh-станций):

$$p=\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{m}\sum_{k=1}^{K} x_{i,j}^{k}\ge N+K-1, \quad (6)$$

выполнение которого совместно с условием (5) в условиях дефицита ЧК ($K\le N-1$) гарантирует, что число включенных РИ (p) с учетом числа mesh-станций и поддерживаемых в ТБС частотных каналов обеспечит связность сети.

6. Условия балансировки числа mesh-станций по доменам коллизий:

$$\sum_{i=1}^{N} d_{z,i}\cdot\beta_i\sum_{j=1}^{m} x_{i,j}^{k}\le\alpha \quad \text{(для каждой } (z,k)\text{-пары, } z=\overline{1,Z},\ k=\overline{1,K}\text{)}, \quad (7)$$

где β_i – коэффициент активности i-й станции; z – номер зоны устойчивого приема; α – верхний динамически управляемый порог числа mesh-станций в произвольно выбранном домене коллизий сети.

Для получения более точной формализации условия (7), рекомендуется использовать нормированный коэффициент активности mesh-станций, но условие при этом будет иметь нелинейный характер.

$$\sum_{i=1}^{N} d_{z,i}\cdot\left[\frac{\beta_i}{\sum_{k=1}^{K}\sum_{j=1}^{m} x_{i,j}^{k}}\right]\sum_{j=1}^{m} x_{i,j}^{k}\le\alpha \quad \text{(для каждой } (z,k)\text{-пары, } z=\overline{1,Z},\ k=\overline{1,K}\text{)}, \quad (8)$$

где выражение $\dfrac{\beta_i}{\sum_{k=1}^{K}\sum_{j=1}^{m} x_{i,j}^{k}}$ является нормированным коэффициентом активности станции, который учитывает рапределение трафика i-й станции по подключаемым радиоинтерфейсам, где $\sum_{k=1}^{K}\sum_{j=1}^{m} x_{i,j}^{k}$ - количество используемых РИ на i-й станции.

Расчет искомых переменных (1) и параметра α в соответствии с условиями-неравенствами (2) – (7), целесообразно осуществить в ходе решения оптимизационной задачи, обеспечивая минимум работающих mesh-станций в создаваемых доменах коллизий, что, как известно, способствует повышению общей производительности сети. Тогда в рамках предложенной математической модели (1) – (7) задача распределения ЧК в mesh-сети приобретает вид оптимизационной, в ходе решения которой необходимо обеспечить

$$\min_{x,\alpha}\alpha, \quad (9)$$

при выполнении условий (1) – (8). Сформулированная задача с точки зрения физики процессов, протекающих в mesh-сети, относится к классу задач балансировки числа Mesh-станций по доменам коллизий с учетом активности станций, а с математической точки зрения – это задача смешанного целочисленного нелинейного программирования – MILNP (mixed-integer nonlinear programming), в которой искомые переменные $x_{i,j}^{k}$ (1) являются булевыми, мини-

мизируемая переменная α является целочисленной, а ограничения на искомые переменные носят как линейный (1) – (4), (6) и (7), так и квадратичный (5) характер.

Выводы

Задача распределения частотных каналов в МКС является достаточно важной и способствует повышению уровня структурной самоорганизации mesh-сетей. Но, несмотря на большое количество предложенных алгоритмов распределения частотных каналов в многоканальных mesh-сетях, все они подразумевают под собой последовательное решение задач закрепления частотных каналов за радиоинтерфейсами, перераспределение каналов и т. д. С целью обеспечения адаптивности процессу распределения ЧК в МКС порядок закрепления частотных каналов за радиоинтерфейсами Mesh-станций может быть изменен (периодически или по требованию) в зависимости от динамики изменения исходных данных для решения поставленной задачи: общего числа Mesh-станций в сети, их характеристик, требований к связности МКС и т.д.

В рамках данной модели задача распределения частотных каналов представлена в виде задачи балансировки числа mesh-станций с учетом их активности и территориальной удаленности, создаваемым по доменам коллизий. Положительной чертой данной модели, также, является согласованность решений задач выделение на станции РИ и закрепление за ними частотних каналов. Дальнейшее развитие математической модели видится в учете функциональных характеристик сети и, следовательно, в решении задач структурно-функционального синтеза в многоканальных mesh-сетях.

Список литературы: 1. *Вишневский В.М., Портной Л.С., Шахнович И.В.* Энциклопедия WiMAX. Путь к 4G. М.: Техносфера, 2009. 472 с. 2. *Рошан П., Лиэри Д.* Основы построения беспроводных локальных сетей стандарта 802.11. М.: Издательский дом «Вильямс», 2004. 304 с. 3. *Duffy K., Leith D.J., Li T., Malone D.* Modeling 802.11 mesh networks // IEEE Comm. Magazine.New York: 2007. vol. 10, no 6. PP 635-637. 4. *Naveed A., Salil S. Kanhere, Sanjay K. Jha.* Topology Control and Channel Assignment in Multi-radio Multi-channel Wireless Mesh Networks // Proc. of MASS '07. 2007. №7. PP. 1-9. 5. *Ляхов А.И., Пустогаров И.А., Шпилев С.А.* Многоканальные mesh-сети: анализ подходов и оценка производительности // Информационные процессы. 2008. Т. 8, № 3. С. 173-192. 6. *Лемешко А.В., Гоголева М.А.* Трехиндексная математическая модель распределения частотных каналов в многоканальных MESH-сетях.// Збірник наукових праць. НАУ ІПМЕ. ім. Г.Є. Пухова. 2009. № 54. С. 94-103. 7. *Raniwala, A. Tzi-cker Chiueh.* Architecture and algorithms for an IEEE 802.11-based multi-channel wireless mesh network // Proc. of INFOCOM '05. Vol. 3. PP. 2223- 2234. 8. *Naveed A., Salil S. Kanhere, Sanjay K. Jha.* Topology Control and Channel Assignment in Multi-radio Multi-channel Wireless Mesh Networks // Proc. of MASS '07., 2007. №12. PP. 1-9.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.01.2010

УДК 386.2+521.2:629.705:391.26

Т.Е. РЕМАЕВА, А.Г. НЕРУХ, д-р физ.-мат. наук

ЭВОЛЮЦИЯ ВОЛН ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ПЛАЗМЫ ВНУТРИ СФЕРЫ

Сфера является одним из базовых элементов в современных нанотехнологиях, использующих наносферы, нанооболочки, плазмонные резонаторы и другие устройства, в которых определяющими являются субволновые процессы, ближнее поле, поверхностные плазмоны, силы электромагнитного поля. Датчики, улавливающие незначительные поля излучения [1], используют оптические свойства оболочек, которые очень чувствительны к любым изменениям показателя преломления среды, что позволяет использовать их для определения многих вирусов [2]. Биологические зонды, использующиеся для исследования деятельности клеток, базируются на кварцевой сфере с парамагнитными наночастицами внутри [3]. Новый оптический метод бриллюэновской микроскопии способен определять реологические характеристики биологических тканей в организме (механические свойства, такие как эластичность и вязкость) [4]. Оптические антенны могут стать важным приспособлением для нанобиовизуализации изображений с помощью усиления оптических полей в малых масштабах [5]. Техника оптического "захвата" для контроля объектов в наномасштабах является важным инструментом [6]. Звуковые волны, генерируемые светом, применяются в технологиях медицинской визуализации при диагностике рака и его лечении [7].

На данный момент результаты экспериментальных опытов с большим отрывом опережают достижения в области теоретических разработок. Последние ограничиваются исследованиями, моделируемыми одномерными и двумерными слоистыми структурами [8 – 11], где исследуемые поля определяются как гармонически меняющиеся во времени. Объекты реального мира ограничены во всех трех измерениях, что приводит к необходимости решения трехмерных краевых задач. Простейшая, но адекватная многим практическим приложениям, модель – это слоистая сферически-симметричная ограниченная область.

В данной работе разработан алгоритм решения начально-краевой задачи, описывающей распространение электромагнитных волн в сферически-симметричной нестационарной среде учетом векторной природы электромагнитного поля. Изучены процессы взаимодействия электромагнитного поля со сферической частицей, материал которой изменяется во времени таким образом, что первичный диэлектрик в результате резкой ионизации преобразуется в холодную изотропную плазму. Нестационарность среды внутри сферы является особенностью данного явления, что и определяет специфику решения электродинамической задачи, для которой в стационарном случае существует классическое решение.

Рассмотрим трехмерную сферически-симметричную задачу о нахождении решения уравнений Максвелла, когда диэлектрическая проницаемость среды изменяется во времени начиная с нулевого момента внутри некоторой области $V(t)$. Эта задача формулируется в форме интегрального уравнения Вольтера во временной области [12, 13]

$$\mathbf{E}(t,\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(t,\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi}(\nabla\nabla - \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2})\int_0^t dt' \int_{V(t')} d\mathbf{r}'\hat{G}(t-t',\mathbf{r}-\mathbf{r}')\hat{V}_e\mathbf{E}(t',\mathbf{r}') \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}_0(t,\mathbf{r})$ – начальное электромагнитное поле, которое существует в пространстве с проницаемостью ε до начального момента времени, $\hat{G} = \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\delta\left(t-t'-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{v}\right)\hat{I}$ – функция Грина во временной области, $v = c/\sqrt{\varepsilon}$ – фазовая скорость волн в фоновой среде, $\hat{I}$ – единичный тензор, $\hat{V}_e$ – оператор, описывающий свойства среды, в том числе и их изменение. Уравнение (1) полностью описывает эволюцию электромагнитного поля, так как в нем учтены как граничные, так и начальные условия. Следует отметить, что выражение (1) представ-

ляет собой уравнение только в точках области $V(t)$, а вне этой области является прямой квадратурной формулой, позволяющей вычислить внешнее поле по найденному внутреннему полю. Таким образом, электродинамическая задача разбивается на два этапа: вычисление внутреннего поля путем решения уравнения (1), и расчет внешнего поля по найденному внутреннему.

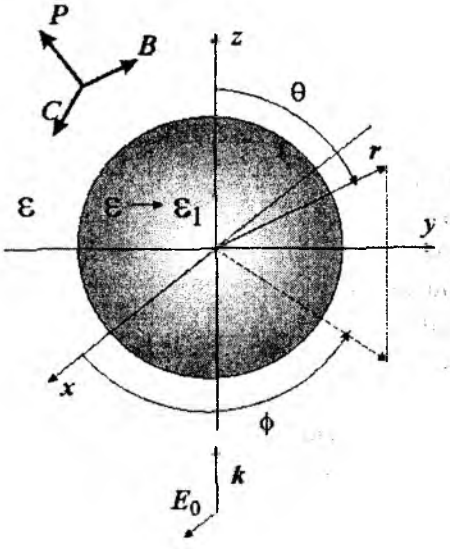


Рис. 1. Геометрия задачи. Плоская гармоническая волна падает на плазменную сферу, образующуюся в результате резкой ионизации среды.

Если размеры области V после нулевого момента времени не меняются, то применение преобразования Лапласа $\hat{L} = \int_0^\infty dt\, e^{-pt}$ к уравнению (1) сведет его к уравнению в пространственной области

$$\mathbf{E}(p,\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(p,\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi}(\nabla\nabla - \frac{p^2}{v^2})\int_V d\mathbf{r}' \frac{\exp(-p|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/v)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\hat{I}\hat{V}_e(p)\mathbf{E}(p,\mathbf{r}') \qquad (2)$$

Рассмотрим теперь ситуацию, когда в однородной среде, характеризуемой проницаемостью ε, в нулевой момент времени образуется сферическая область V, среда внутри которой ионизируется под действием внешнего источника, так что образуется плазма. Пусть плазма характеризуется плазменной частотой ω_e, радиус образовавшейся сферы равен a и центр сферы расположен в начале координат. При использовании такой модели оператор среды принимает следующий вид $\hat{V}_e = (\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} + \frac{\omega_e}{\varepsilon p^2} - 1)\hat{I}$, где величина ε_1 характеризует недиспергирующую часть диэлектрической проницаемости плазмы.

Решение уравнения (2) будем искать с помощью разложения в ряд по сферическим векторным функциям [11, 14]:

$$\begin{aligned}
\mathbf{L}_{mn}(pr,\Omega) &= \frac{1}{p}\frac{d}{dr}[j_n(pr)]\mathbf{P}_{mn}(\theta,\varphi) + \sqrt{n(n+1)}\frac{1}{pr}j_n(pr)\mathbf{B}_{mn}(\theta,\varphi), \\
\mathbf{M}_{mn}(pr,\Omega) &= \sqrt{n(n+1)}\,j_n(pr)\mathbf{C}_{mn}(\theta,\varphi) \qquad (1) \\
\mathbf{N}_{mn}(pr,\Omega) &= n(n+1)\,j_n(pr)\mathbf{P}_{mn}(\theta,\varphi) + \sqrt{n(n+1)}\frac{1}{pr}\frac{d}{dr}[rj_n(pr)]\mathbf{B}_{mn}(\theta,\varphi),
\end{aligned}$$

где $\mathbf{P}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$ – продольные и поперечные угловые функции телесного угла $\Omega=(\theta,\varphi)$ и $j_n(pr)$ – сферическая функция Бесселя. Использование этих функций позволяет представить ядро уравнения (2) в виде ряда [14]:

$$\frac{\exp(-p|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/v)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\hat{I}=-\frac{p}{v}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\frac{2n+1}{n(n+1)}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\Big[\mathbf{M}_{mn}(-ipr_</v,\Omega)\mathbf{M}^h{}_{mn}(-ipr_>/v,\Omega')+$$
$$+\mathbf{N}_{mn}(-ipr_</v,\Omega)\mathbf{N}^h{}_{mn}(-ipr_>/v,\Omega')+n(n+1)\mathbf{L}_{mn}(-ipr_</v,\Omega)\mathbf{L}^h{}_{mn}(-ipr_>/v,\Omega')\Big] \quad (4)$$

где $r_<$ ($r_>$) означает меньшую (большую) из величин r и r'. Функции $\mathbf{L}^h{}_{mn}$, $\mathbf{M}^h{}_{mn}$, $\mathbf{N}^h{}_{mn}$ отличаются от (3) функциями $h_n^{(2)}(pr)$ вместо $j_n(pr)$.

Пусть теперь первичное поле представляет собой плоскую волну $\mathbf{E}_0(t,\mathbf{r})=\mathbf{e}_x E_0 e^{i\omega(t-z/v)}$, распространяющуюся вдоль оси z, с вектором электрического поля направленным вдоль оси x. Преобразование Лапласа этой волны имеет следующий вид

$$\mathbf{E}_0(p,\mathbf{r})=\frac{E_0}{p-i\omega}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)}\big[\mathbf{M}_{-1n}(\omega r/v,\Omega)-\mathbf{M}_{1n}(\omega r/v,\Omega)-$$
$$-\mathbf{N}_{-1n}(\omega r/v,\Omega)-\mathbf{N}_{1n}(\omega r/v,\Omega)\big] \quad (5)$$

Будем искать решение уравнения (2) в виде суммы двух составляющих различной поляризации $\mathbf{E}(p,\mathbf{r})=\mathbf{E}^M(p,\mathbf{r})+\mathbf{E}^N(p,\mathbf{r})$:

$$\mathbf{E}^M(p,\mathbf{r})=\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\big[A_{mn}(p)\mathbf{M}_{mn}(\omega r/v,\Omega)+B_{mn}(p)\mathbf{M}_{mn}(-ipr/v_1,\Omega)\big] \quad (6)$$

$$\mathbf{E}^N(p,\mathbf{r})=\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=-n}^{n}\big[\bar{A}_{mn}(p)\mathbf{N}_{mn}(\omega r/v,\Omega)+\bar{B}_{mn}(p)\mathbf{N}_{mn}(-ipr/v_1,\Omega)\big] \quad (7)$$

где $v_1=\dfrac{cp}{\sqrt{\varepsilon_1 p^2+\omega_e^2}}$ – фазовая скорость в плазменной среде внутри сферы, а A_{mn}, B_{mn} – неизвестные коэффициенты. Подставляя эти выражения в (2), интегрируя по области сферы и выполняя ряд алгебраических преобразований, мы находим искомые коэффициенты

$$A_{-1n}=-A_{1n}=-\bar{A}_{-1n}=-\bar{A}_{1n}=\frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)}\frac{E_0}{p-i\omega}\varepsilon\frac{p^2+\omega^2}{\varepsilon_1 p^2+\omega^2\varepsilon+\omega_e^2} \quad (8)$$

$$B_{-1n}=B_{1n}=-\frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)}\frac{E_0}{p-i\omega}\frac{p^2(\varepsilon_1-\varepsilon)+\omega_e^2}{\varepsilon_1 p^2+\omega^2\varepsilon+\omega_e^2}\frac{U_n(\omega,p)}{U_n(-ivp/v_1,p)} \quad (9)$$

$$\bar{B}_{-1n}=\bar{B}_{1n}=-\frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)}\frac{E_0}{p-i\omega}\frac{p^2(\varepsilon_1-\varepsilon)+\omega_e^2}{\varepsilon_1 p^2+\omega^2\varepsilon+\omega_e^2}\frac{\bar{U}_n(\omega,p)}{\bar{U}_n(-ivp/v_1,p)} \quad (10)$$

$$U_n(s,p)=\frac{s}{v}j_{n+1}(sa/v)h_n^{(2)}(-ipa/v)+\frac{ip}{v}j_n(sa/v)h_{n+1}^{(2)}(-ipa/v) \quad (11)$$

$$\bar{U}_n(s,p)=\frac{s}{-ipa}j_n(sa/v)\Big[xh_n^{(2)}(x)\Big]'_{x=-ipa/v}+\frac{ip}{sa}h_n^{(2)}(-ipa/v)\big[xj_n(x)\big]'_{x=\omega a/v} \quad (12)$$

Все остальные коэффициенты в (6) и (7) равны нулю.

С учетом (5) выражение для поля внутри сферы приобретает вид

$$\mathbf{E}(p,\mathbf{r}) = \mathbf{E}^M(p,\mathbf{r}) + \mathbf{E}^N(p,\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon(p+i\omega)}{\varepsilon_1 p^2 + \varepsilon\omega^2 + \omega_e^2} E_0 \mathbf{e}_x e^{-i\omega z/v} +$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \left[B_{-1n}(p)\mathbf{M}_{-1n}\left(\frac{-ipr}{v_1},\Omega\right) + B_{1n}(p)\mathbf{M}_{1n}\left(\frac{-ipr}{v_1},\Omega\right) + \right. \tag{13}$$

$$\left. + \bar{B}_{-1n}(p)\mathbf{N}_{-1n}\left(\frac{-ipr}{v_1},\Omega\right) + \bar{B}_{1n}(p)\mathbf{N}_{1n}\left(\frac{-ipr}{v_1},\Omega\right) \right]$$

Применение обратного преобразования Лапласа к (13) определяет поле во временной области. Структура поля значительно усложняется, так как вместо одной гармонической зависимости начальной волны частоты ω, одинаковой для всех векторов в пространственной структуре поля (5), преобразованное поле имеет целый спектр частот. Этот спектр обусловлен наличием полюсов у функций (8) – (10).

Первое слагаемое в (13) описывает образование электромагнитных волн с новыми частотами $\pm\omega_1$, где $\omega_1^2 = \left(\omega^2\varepsilon + \omega_e^2\right)/\varepsilon_1$ определяется как частотой первичного волны, так и плазменной частотой. Следует отметить, что у этих волн изменяется только частота, пространственное распределение остается неизменным по сравнению с исходной волной. Волна частоты $+\omega_1$ распространяется в том же направлении, что и первичная волна, и имеет амплитуду $\frac{\varepsilon}{2\varepsilon_1}\left(\frac{\omega\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon\omega^2+\omega_e^2}}+1\right)$, волна частоты $-\omega_1$ распространяется в противоположном направлении и имеет меньшую амплитуду $\frac{\varepsilon}{2\varepsilon_1}\left(1-\frac{\omega\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon\omega^2+\omega_e^2}}\right)$. Фазовая скорость этих волн $v_{ph} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}}\sqrt{1+\frac{\omega_e^2}{\varepsilon\omega^2}}$ является действительной величиной при любой частоте падающей волны, т.е. для этих волн отсутствует явление закритичности. Однако область существования этих волн ограничена сжимающейся сферой $0 \le r \le a - ct/\sqrt{\varepsilon_1}$, которая к тому же существует только в течение временного интервала $0 < t < a/v_1$. Действительно, из асимптотического поведения функций $B_{mn}(p)$ и $\bar{B}_{mn}(p)$ следует, что все подынтегральное выражение в обратном преобразовании Лапласа на бесконечности пропорционально $\sim e^{pt + p(r-a)c/\sqrt{\varepsilon_1}}$. Это приводит к тому, что областью существования обратного преобразования Лапласа от суммы в (13) будет сферический слой $a - ct/\sqrt{\varepsilon_1} \le r \le a$, который образуется на поверхности сферы в нулевой момент и затем расширяется, пока его внутренние границы не "схлопнутся" в центре сферы в момент $t_0 = a\sqrt{\varepsilon_1}/c$. Полюса $\pm p_1 = \pm i\omega_1$ в членах суммы в (13) дают волны той же частоты, что и в первом слагаемом. Эти волны имеют знак противоположный знаку волн первого слагаемого и так как амплитуды этих волн

$$\mathbf{M}_{mn}(-ipr/v_1,\Omega)U_n(-ipv/v_1,p)\big|_{p=\pm i\omega_1} = \mathbf{M}_{mn}(\omega r/v,\Omega)U_n(\omega,p),$$

то в результате происходит их аннигиляция.

Таким образом, волны $\frac{\varepsilon}{2\varepsilon_1}\left(1 \pm \frac{\omega\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon\omega^2+\omega_e^2}}\right) E_0 \mathbf{e}_x e^{\pm i\omega t - i\omega z/v}$ существуют только в сжимающейся области сферы $0 \le r \le a - ct/\sqrt{\varepsilon_1}$, которая перестает существовать в момент $t_0 = a\sqrt{\varepsilon_1}/c$. Этим

явление трансформации волн существенно отличается от преобразования волн в неограниченной области, где начальная волна с частотой ω заменятся волной с новой частотой ω_1 полностью во всем пространстве [15].

Члены суммы в (13) дают значительно более сложный спектр. В первую очередь, это волны с частотой начальной волны ω, определяемые полюсом $p = i\omega$ в (9) и (10). Они возбуждаются волной, падающей на сферу после того, как диэлектрическая проницаемость среды изменилась. На ранней стадии эволюции поля эти волны существуют только в сферическом слое $a - ct/\sqrt{\varepsilon_1} \le r \le a$, как это следует из асимптотического поведения функций $B_{mn}(p)$ и $\bar{B}_{mn}(p)$ на бесконечности. После момента $t_0 = a\sqrt{\varepsilon_1}/c$ внутренние волны с частотой ω существуют во всем объеме сферы. Эти волны сохраняют частоту начальной волны, но изменяют пространственные параметры, которые теперь определяются новой фазовой скоростью волн: $\sim e^{i\omega t}\mathbf{M}_{\pm 1n}(r\sqrt{\varepsilon_1\omega^2 - \omega_e^2}/c, \Omega)$ и $\sim e^{i\omega t}\mathbf{N}_{\pm 1n}(r\sqrt{\varepsilon_1\omega^2 - \omega_e^2}/c, \Omega)$. В случае закритичности , когда частота падающей волны меньше плазменной, $\omega < \omega_e/\sqrt{\varepsilon_1}$, эти волны перестают быть распространяющимися, так как аргумент сферических гармоник становится мнимым. Поле этих волн гармонически меняется во времени, но его периодичность вдоль радиуса заменяется монотонным спаданием к центру сферу.

Другая группа волн, которая образуется в сферическом слое $a - ct/\sqrt{\varepsilon_1} \le r \le a$, – волны бесконечного спектра, определяемого нулями знаменателей (11) и (12) в (9) и (10) соответственно. Эти спектры различны для разных сферических векторов $\mathbf{M}_{\pm 1n}$ и $\mathbf{N}_{\pm 1n}$. Ситуация схожа с эффектом для различных поляризаций начальной волны в случае двумерной задачи, когда изменение проницаемости происходит в цилиндрическом резонаторе [8 – 11]. В том случае спектр образующихся волн для Е-поляризации начальной волны (вектор $\mathbf{E}$ параллелен осям цилиндра) представлен нулями знаменателя в (9), а для Н-поляризации (вектор $\mathbf{H}$ параллелен осям цилиндра) определяется нулями знаменателя в (10). Однако в двумерном случае эти два вида поляризации могут быть реализованы на практике независимо друг от друга, в то время как в рассматриваемом трехмерном случае обе поляризации существуют одновременно и не могут быть разделены, так как они являются компонентами одной плоской волны.

Бесконечный набор полюсов p_{nl} и $\bar{p}_{nl}$, $l = 0,1,2,\ldots$, определяемых нулями функций (11) и (12), формирует волны $\sim e^{p_{nl}t}\mathbf{M}_{\pm 1n}(-ip_{nl}r/v_1, \Omega)$ и $\sim e^{\bar{p}_{nl}t}\mathbf{N}_{\pm 1n}(-i\bar{p}_{nl}r/v_1, \Omega)$, частоты которых зависят от индекса n сферического вектора, рис. 2. Эти спектры включают в себя волны "шепчущей" галереи и волны Фабри – Перо [16 – 18].

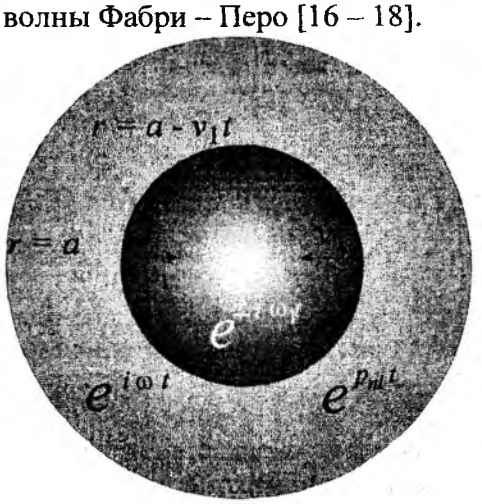


Рис. 2. Наборы волн в различных областях сферы на раннем этапе эволюции поля

Подстановка найденного внутреннего поля в интеграл (2) дает поле вне сферы. Оно состоит из начального и рассеянного полей $\mathbf{E}_{ex} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{sc}$. Последнее, также как и внутреннее поле, распадается на две составляющих, $\mathbf{E}_{sc} = \mathbf{E}_{sc}^M + \mathbf{E}_{sc}^N$:

$$\mathbf{E}_{sc}^M(p,\mathbf{r}) = -\frac{E_0}{p-i\omega}\frac{p^2(1-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1})+\frac{\omega_e^2}{\varepsilon_1}}{p^2+\omega_1^2}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)}\left[\mathbf{M}_{-1n}(-ipr/v,\Omega) - \right.$$
$$\left. -\mathbf{M}_{1n}(-ipr/v,\Omega)\right]\frac{U_n^b(\omega, vp/v_1)}{U_n^b(-ivp/v_1, p)} \tag{14}$$

$$\mathbf{E}_{sc}^N(p,\mathbf{r}) = -\frac{E_0}{p-i\omega}\frac{p^2(1-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1})+\frac{\omega_e^2}{\varepsilon_1}}{p^2+\omega_1^2}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)i^{n+1}}{2n(n+1)}\left[\mathbf{N}_{-1n}(-ipr/v,\Omega) + \right.$$
$$\left. +\mathbf{N}_{1n}(-ipr/v,\Omega)\right]\frac{\bar{U}_n^b(\omega, vp/v_1)}{\bar{U}_n(-ivp/v_1, p)} \tag{15}$$

где числители определяются следующими функциями

$$U_n^b(s,p) = \frac{s}{v}j_{n+1}(sa/v)j_n(-ipa/v) + \frac{ip}{v}j_n(sa/v)j_{n+1}(-ipa/v)$$
$$\bar{U}_n^b(s,p) = \frac{n+1}{a}\left(\frac{ip}{s}-\frac{s}{ip}\right)j_n(sa/v)j_n(-ipa/v_1) - \tag{16}$$
$$-\frac{ip}{v_1}j_{n+1}(sa/v)j_n(-ipa/v_1) - \frac{s}{v}j_n(sa/v)j_{n+1}(-ipa/v_1)$$

Знаменатели аналогичны знаменателям в выражениях для внутреннего поля – **Ошибка! Источник ссылки не найден.** и **Ошибка! Источник ссылки не найден.**. При вычислении (14) и (15) было учтено, что

$$U_n^b(\omega,p)U_n(-ivp/v_1,p) + U_n(\omega,p)U_n^b(-ivp/v_1,p) = -\frac{v}{pa^2}U_n^b(\omega, pv/v_1) \tag{17}$$

Как видно из (14), (15), внешнее поле состоит из волны частоты ω, определяемой полюсом $p = i\omega$, и волн со спектром, определяемым нулями функций $U_n(-ivp/v_1, p)$ и $\bar{U}_n(-ivp/v_1, p)$. Этот спектр такой же, как и во внутреннем поле. Волны с частотой ω_1 отсутствуют во внешнем поле, так как точки $p_\pm = \pm i\omega_1$ не являются особыми для выражений (14) и (15). Если частота падающей волны меньше плазменной, рассеянные волны этой частоты также являются монотонно спадающими от границы сферы, что является предпосылкой образования плазмон-поляритонов на поверхности сферы.

Таким образом, в работе произведен временной анализ преобразования электромагнитного поля гармонической плоской волны при образовании плазмы внутри сферической области. Этот анализ базируется на точном решении начально-краевой задачи для внешнего и внутреннего полей. Показано, что волны с частотой, равной частоте преобразованной волны в случае безграничной среды, существуют только в "схлопывающейся" части сферы в течение промежутка, равного времени, за которое волна пройдет от поверхности сферы до ее центра. За этот интервал времени создаются целые спектры волн, различных для разных векторных компонент поля. Поле вне сферы содержит рассеянные волны с частотой начальной волны и волны спектров, таких же как и во внутреннем поле. В случае закритичности плазмы на поверхности сферы

возможно образование плазмон-поляритонов. Волны, аналогичные волнам в нестационарной однородной бесконечной среде, существуют только в "схлопывающейся" области внутри сферы в течение конечного промежутка времени, после чего они переходят в бесконечный спектр волн. Это явление есть следствие ограниченности области, в которой происходит ионизация среды.

Список литературы: 1. *Schultz J.W., Cieszynski B.* Sub-wavelength measurement of electromagnetic inhomogeneities in materials.// Antennas and Propagation Magazine, IEEE. 2007. Vol. 49. No. 4. P.225 – 230. 2. *Lee M. and Fauchet Ph.* Nanoscale microcavity sensor for single particle detection // Opt. Lett. 32, Iss. 22. 2007. P.3284–3286. 3. *Bakalova R., Zhelev Z., Aoki I. and Kanno I.* Designing quantum-dot probes // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. No 9. P.487-489. 4. *Scarcelli G. and S. Hyun Yun.* Confocal Brillouin microscopy for three-dimensional mechanical imaging // Nature Photonics. 2008. Vol. 2. No 1. P. 39-43. 5. *Garcia-Parajo M. F.* Optical antennas focus in on biology, Nature Photonics. 2008. Vol. 2. No 4. P.201-203. 6. *Reece P. J.* Finer optical tweezers // Nature Photonics. 2008. Vol. 2. No. 6. P.333-335. 7. *Emelianov S. Y., Pai-Chi Li, and O'Donnell M.* Photoacoustics for molecular imaging and therapy // Physics Today. 2009. Vol. 05. P.34-39. 8. *Sakhnenko N., Nerukh A., Benson T. and Sewell P.* Whispering Gallery Mode transformation in a switched micro-cavity with concentric ring geometry // accepted to Optical and Quantum Electronics. 2009. Vol. 40. No 11. P. 813. 9. *Sakhnenko N., Nerukh A., Benson T. and Sewell P.* Near Field Pattern Images in 2D Circular Resonator with Time-Varying Plasma // the IEEE Transactions on Plasma Science. 2008. Vol. 36. No. 4. P.1222-1223. 10. *Sakhnenko N., Nerukh A., Benson T., Sewell P.* Investigation of 2-D electromagnetic transients in a circular cylinder with time discontinuity in permittivity via the resolvent method // Optical and Quantum Electronics. 2007. Vol.39. P.825-836. 11 .*Sakhnenko N., Benson T. M., Sewell P., Nerukh A.* Transient Transformation of Whispering Gallery Resonator Modes due to Time Variations in Dielectric Permittivity // Optical and Quantum Electronics. 2006. Vol. 38. P.71-81. 12. *Nerukh, A. G. and Khizhnyak, N. A.* Modern problems of transient macroscopic electrodynamics (in Russian) // Test-Radio, Kharkov, Ukraine. 1991. 13. *Nerukh A.G. , Scherbatko I.V. and Marciniak M.* Electromagnetics of modulated medium with applications to photonics // published by National Institute of Telecommunications, Warsaw, Poland. 2001. 14. *Morse P.M. and Feshbach H.*, Methods of theoretical physics.// McGraw-Hill, New York. 1953. 15. *Morgenthaler F. R.* Velocity modulation of electromagnetic waves // IRE Trans. Microwave Theor. Tech. 6. 1958. P.167-172. 16. *Born M., Wolf E.* Principles of optics // Pergamon Press. 1964. 17. *Kavokin A.V., Baumberg J.J., Malpuech G., Laussy F.P. Microcavities* // Oxford University Press. 2007. 18. *Novotny L., Hecht B.* Principles of nano-optics.// Camdridge University Press. 2006.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.11.2009

УДК 621.396.9

А.И. ЛИТВИН-ПОПОВИЧ, В.Н. ОЛЕЙНИКОВ, канд. техн. наук

ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДОВ ОЦЕНИВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАССЕЯННЫХ СИГНАЛОВ В СИСТЕМАХ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Введение

Метеорологическое обеспечение авиации предъявляет достаточно жесткие требования к достоверности и оперативности информации. Традиционные методы сбора метеоинформации (измерение с помощью станций аэрологического зондирования и метеобашен) не удовлетворяют современным требованиям. Дело в том, что станции аэрологического зондирования обеспечивают информацию в значительном высотном диапазоне (до 30 *км*) в дискретные моменты времени (2 – 4 раза в сутки), в то время как метеобашни способны обеспечивать непрерывное измерение в приземном слое (до 200 *м*, ограничено высотой башни). Современные требования к метеообеспечению авиации включают оценку средних значений метеовеличин за 2 – 5 минут (точность определения скорости ветра не хуже 1 *м/с*), что невозможно с использованием метеозондов. Для преодоления этих ограничений были разработаны РЛС вертикального зондирования атмосферы, обеспечивающие измерение скорости ветра в высотном диапазоне 0.3 – 12 *км* (ограничено энергетическим потенциалом) с временным разрешением от единиц до десятков минут. РЛС ВЗ обеспечивают построение профиля скорости ветра по сигналам, отраженным от неоднородностей параметров атмосферы (в частности, от неоднородностей диэлектрической проницаемости), образование которых обусловлено неоднородным нагревом подстилающей поверхности [1]. Наиболее распространена оценка параметров сигнала по его спектру. Поскольку входной сигнал является случайным, измерение параметров непосредственно по выборочному спектру дает статистически неустойчивые оценки [2]. В связи с этим используется усреднение по времени, получаемая функция носит название спектральной плотности мощности (СПМ) сигнала.

При параметризации происходит оценивание информативных параметров рассеянного сигнала – его центральной частоты, ширины его спектра и мощности. К оценкам параметров предъявляются требования состоятельности, несмещенности и эффективности [3].

Методы параметризации принято разделять на параметрические и непараметрические. К параметрическим относятся методы, основанные на априорной информации и форме и параметрах СПМ рассеянного сигнала [1]. В литературе приводятся сведения о том, что форма спектра рассеянного сигнала сходится к функции Гаусса с увеличением времени накопления [4]. На этих предпосылках основан метод наименьших квадратов (МНК) [1, 5].

Введем условные обозначения: x – СПМ рассеянного сигнала, f_0 – искомое значение доплеровского сдвига частоты рассеянного сигнала, σ_f – ширина спектра рассеянного сигнала, p – мощность рассеянного сигнала, N – число отсчетов в реализации рассеянного сигнала, i – номер отсчета. Суть МНК состоит в минимизации невязки:

$$\varepsilon(f_0,\sigma_f,p)=\overline{[(x-\Phi(f_0,\sigma_f,p))^2]}\to\min, \qquad (1)$$

где $\Phi(f_0,\sigma_f,p)$ является функцией-шаблоном спектра [5]. Осреднение в (1) проводится по всем возможным значениям доплеровского сдвига:

$$\varepsilon(f_0,\sigma_f,p)=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[x_i-\Phi(f_0,i,\sigma_f,p)\right]^2 . \qquad (2)$$

Задача параметризации может быть сформулирована как минимизация функции трех переменных (2). Задачу можно упростить, поскольку искомая мощность рассеянного сигнала может быть определена как $p = \sum_{i=1}^{N} x_i^2$. Таким образом, (2) окончательно можно записать в виде

$$\varepsilon(f_0, \sigma_f) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left[x_i - \Phi(f_0, i, \sigma_f)\right]^2 \to \min \qquad (3)$$

Минимизация выражения (3) может проводиться несколькими способами, хотя и с разной эффективностью. Наиболее прост в реализации метод прямого перебора всех возможных значений аргументов целевой функции, однако он имеет неоправданно высокую вычислительную сложность.

Большинство поисковых методов используют процедуру отыскания минимума функции одной переменной. Эта процедура в процессе работы делает «шаги» по аргументам или в направлении градиента, размер этих шагов вычисляется автоматически, направление шагов определяется алгоритмом поиска. По принципу действия эти методы можно разделить на две категории – прямые (используют только значения целевой функции) и косвенные (используют производные целевой функции) [6, 7]. Косвенные методы обычно сходятся за меньшее число итераций, однако предъявляют требования к целевой функции, в частности требуют ее дифференцируемости, и имеют повышенную вычислительную сложность за счет процедур численного дифференцирования. Кроме того, результат косвенных методов может сходиться к точкам перегиба или локальным минимумам целевой функции вместо ее глобального минимума, что приведет к промахам в результатах.

К прямым методам минимизации функций одной переменной относится, в частности метод золотого сечения [6]. Его достоинством по сравнению с косвенными методами является отсутствие необходимости вычисления производных целевой функции, что ускоряет вычисления.

Метод покоординатного спуска [7] используется для минимизации функций многих переменных. Для квадратичной целевой функции (3) сходимость гарантируется при любом начальном приближении.

Постановка задачи

Поскольку вычислительные затраты и вероятность промахов при минимизации целевой функции (3) различными методами неодинакова, следует провести сравнение доступных методов. Сравнение проводилось методом имитационного моделирования, использовались следующие модификации метода наименьших квадратов:

1. МНК с покоординатным спуском, доплеровская частота и спектральная ширина определяются прямым перебором (МНК-1).

2. МНК с покоординатным спуском, доплеровская частота определяется прямым перебором, а спектральная ширина – методом золотого сечения (МНК-2).

3. МНК с покоординатным спуском, доплеровская частота определяется методом золотого сечения, а спектральная ширина – прямым перебором (МНК-3).

4. МНК с методом золотого сечения для минимизации функции двух переменных (МНК-4).

5. МНК с использованием метода Нелдера-Мида для минимизации функции двух переменных (МНК-5).

Кроме того, моделирование проведено для метода максимумов и метода моментов (кривые 6 и 7 на последующих графиках). При моделировании использовалась модель рассеянных сигналов, описанная в [4], моделирование проводилось для полного диапазона скоростей ветра -25 – 25 *м/с* и спектральной ширины рассеянного сигнала 0 – 3 *м/с*. Отношение сигнал/шум, заданное в модели, изменялось в пределах -20 – +20 *дБ*.

Основные положения работы

Анализ результатов моделирования, приведенных на рис. 1, показывает, что из методов параметризации, рассматриваемых в статье, наименьшее СКО оценок скорости ветра обеспечивают методы МНК-1 и МНК-2.

Рассмотрим зависимость среднего по модулю смещения оценки скорости ветра от значения скорости, заданного в модели (рис. 2) и зависимость СКО оценки скорости ветра от ширины спектра рассеянного сигнала (рис. 3).

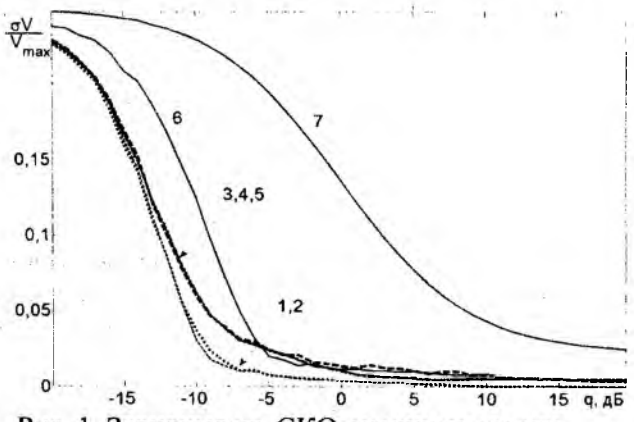


Рис. 1. Зависимость СКО оценки скорости ветра от отношения сигнал/шум

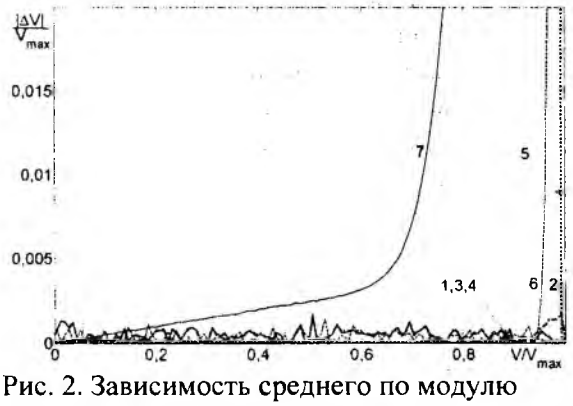


Рис. 2. Зависимость среднего по модулю смещения оценки скорости ветра от ее истинного значения, заданного в модели

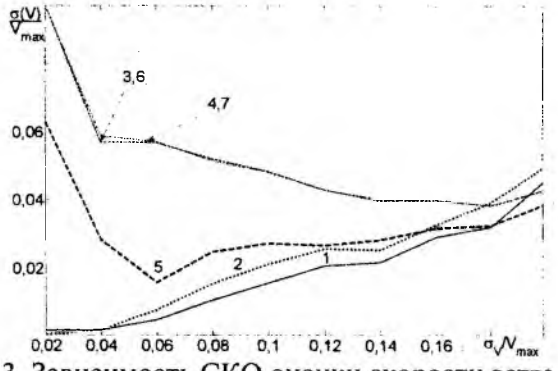


Рис. 3. Зависимость СКО оценки скорости ветра от спектральной ширины рассеянного сигнала

Наименьшие погрешности из рассматриваемых методов параметризации обеспечивает МНК-1. Оценки скорости методом моментов значительно смещены [5]. Рассмотрим статистические характеристики оценок. Результаты оценивания статистических характеристик приведены в таблице. Оценивание проводилось по имитационной выборке из 80000 спектров со случайными значениями v, при q=20 *дБ*. Закон распределения v - равномерный, в пределах полного диапазона однозначно определяемых скоростей. Под процентом сходимости в таблице понимается величина $\alpha = p_{QC} / P_{\Sigma}$, то есть отношение количества результатов, укладывающихся в допуски, к полному объему имитационной выборки, выраженное в процентах.

Метод параметризации	Процент сходимости		Оценка v		Оценка σ_v	
	v	σ_v	Смещение	СКО	Смещение	СКО
МНК-1	100	100	3.48E-06	0.0011	-0.0029	0.0040
МНК-2	100	100	-9.06E-06	0.0015	-0.0015	0.0037
МНК-3	99.04	99.58	-0.0049	0.0795	-0.0031	0.0099
МНК-4	99.12	99.65	-0.0048	0.0776	-0.0016	0.0084
МНК-5	96.94	97.14	0.0055	0.0837	-0.0054	0.0222
Метод максимумов	99.82	100	-9.8E-04	0.0449	-0.0020	0.0204
Метод моментов	93.16	3.03	-0.0019	0.0678	-0.1274	0.0861

Из таблицы следует, что методы МНК-1 и МНК-2 обеспечивают наилучшие точностные характеристики, причем метод МНК-1 является предпочтительным. Остальные рассматри-

ваемые методы обеспечивают существенно худшие характеристики, особенно метод моментов. Также следует отметить, что ни один из методов не обеспечивает несмещенную оценку в строгом смысле. Однако смещения оценок, получаемых методами МНК-1 и МНК-2, незначительны по сравнению с погрешностями, вносимыми другими факторами в процессе эксплуатации РЛС ВЗ, в частности, мешающими отражениями [1].

На рис. 4 – 17 приведены гистограммы невязок скорости и спектральной ширины: $\Delta v = (v - v')/v_{max}$ и $\Delta(\sigma_v) = (\sigma_v - \sigma_v')/v_{max}$ соответственно. При этом v, σ_v – исходные значения скорости и спектральной ширины, заданные в модели, а v' и σ_v' – получаемые при параметризации оценки. Моделирование проводилось для отношения сигнал/шум q=20 *дБ*.

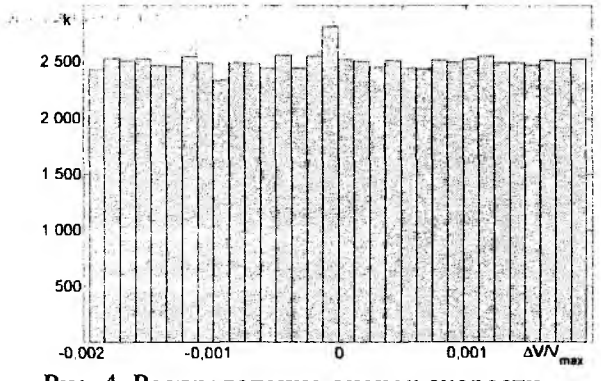


Рис. 4. Распределение оценок скорости ветра методом МНК-1

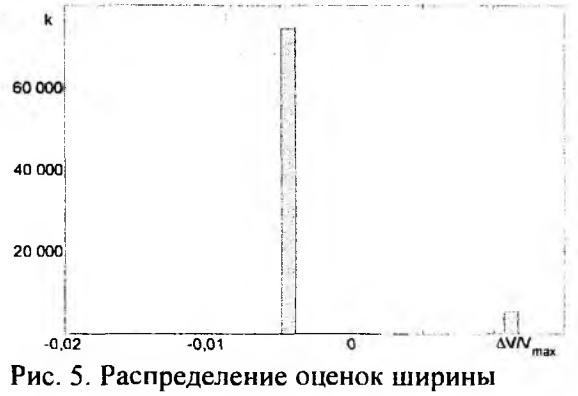


Рис. 5. Распределение оценок ширины спектра методом МНК-1

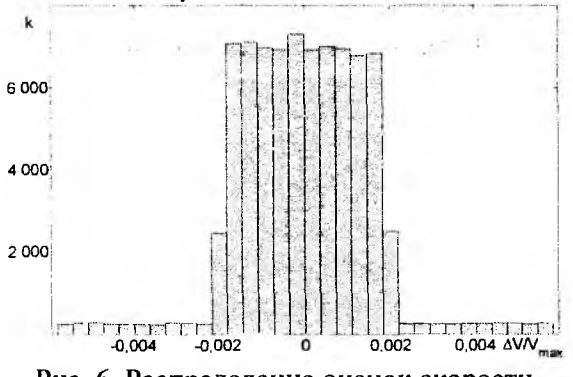


Рис. 6. Распределение оценок скорости ветра методом МНК-2

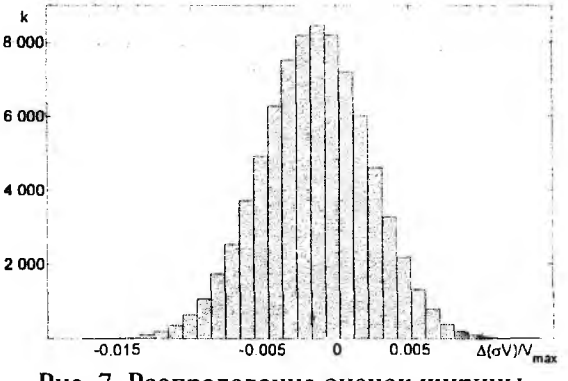


Рис. 7. Распределение оценок ширины спектра методом МНК-2

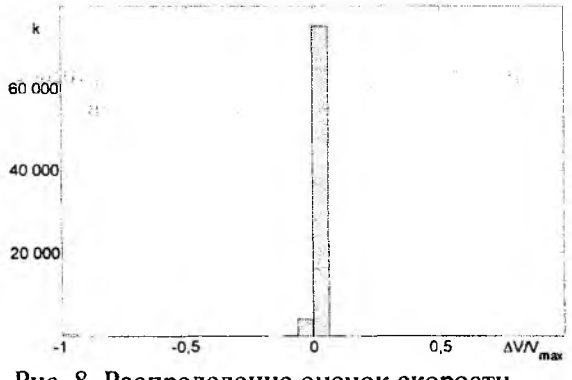


Рис. 8. Распределение оценок скорости ветра методом МНК-3

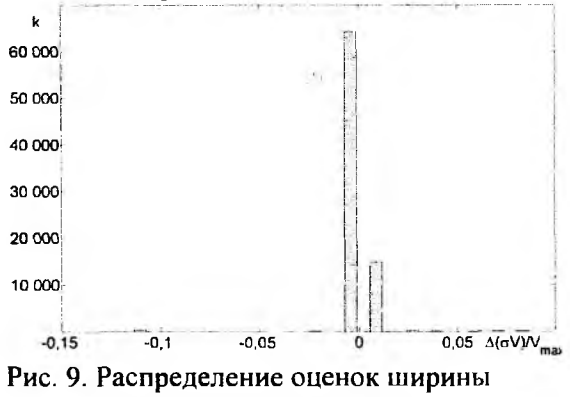


Рис. 9. Распределение оценок ширины спектра методом МНК-3

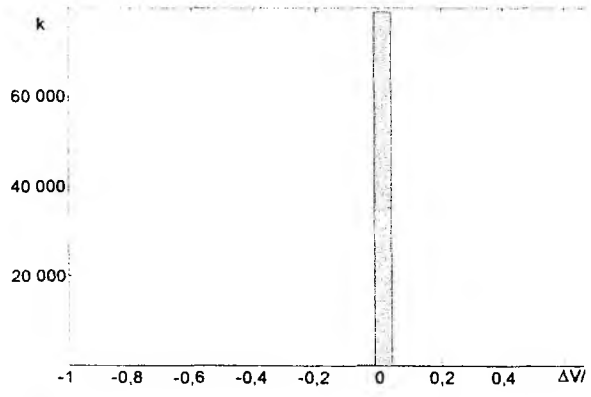


Рис. 10. Распределение оценок скорости ветра методом МНК-4

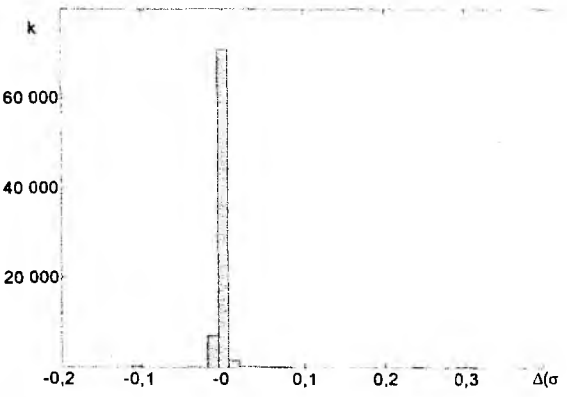


Рис. 11. Распределение оценок ширины спектра методом МНК-4

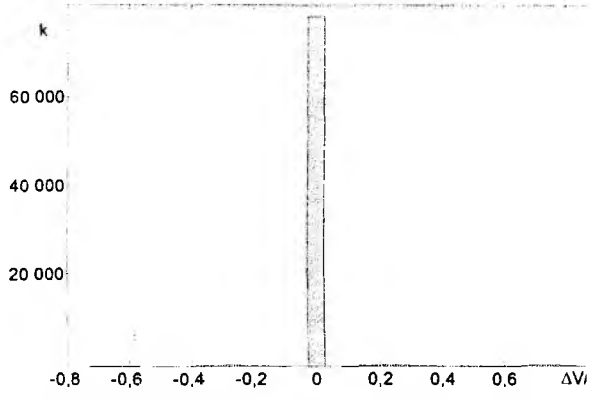


Рис. 12. Распределение оценок скорости ветра методом МНК-5

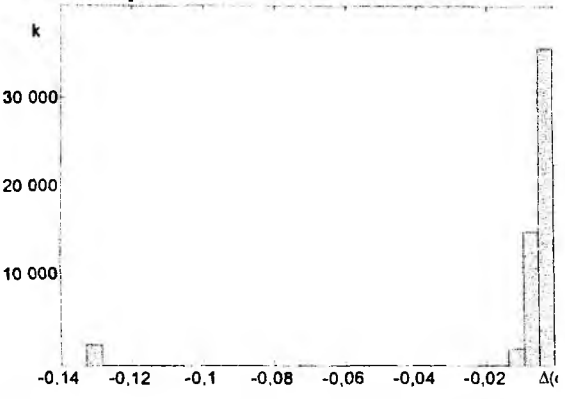


Рис. 13. Распределение оценок ширины спектра методом МНК-5

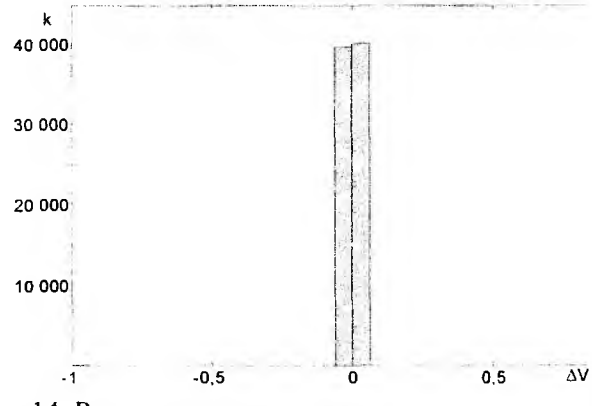


Рис. 14. Распределение оценок скорости ветра методом максимумов

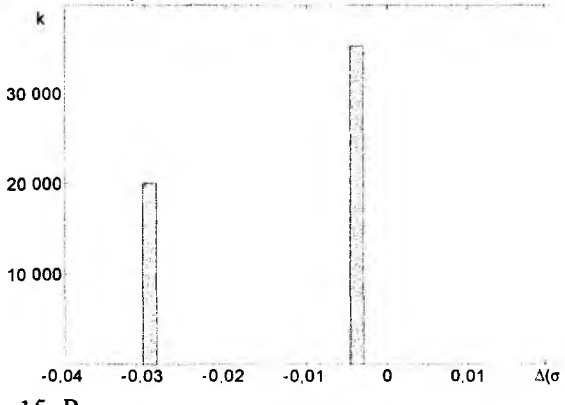


Рис. 15. Распределение оценок ширины спектра методом максимумов

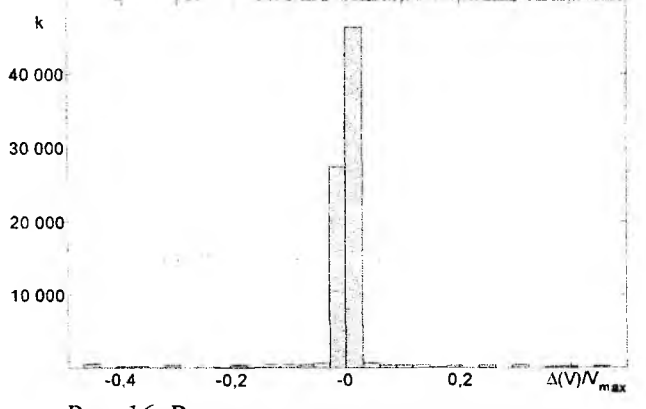


Рис. 16. Распределение оценок скорости ветра методом моментов

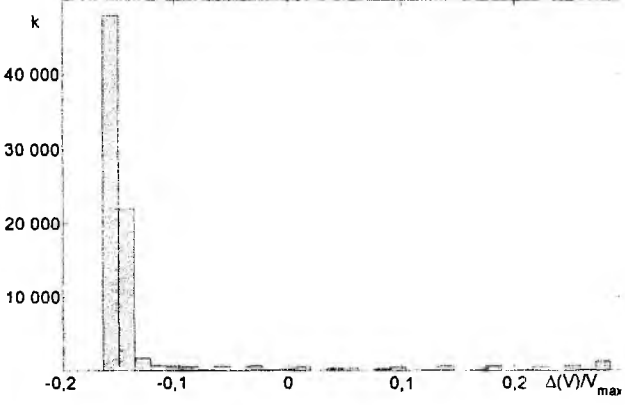


Рис. 17. Распределение оценок ширины спектра методом моментов

Методы параметризации МНК-1 и МНК-2 обеспечивают наименьший разброс оценок около истинного значения.

Рассмотрим зависимость времени выполнения параметризации от размера выборки рассеянного сигнала (рис. 18).

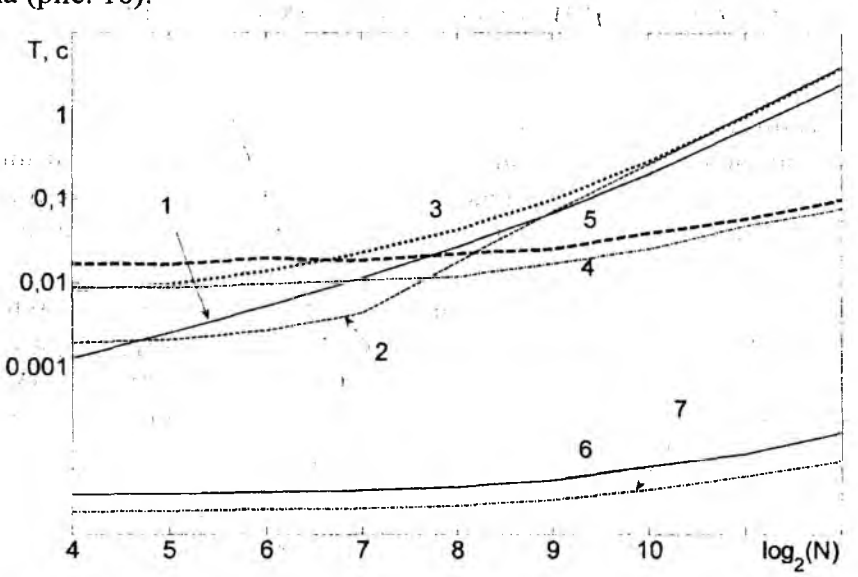


Рис. 18. Зависимость времени выполнения параметризации от размера выборки рассеянного сигнала.

Выводы

С точки зрения вычислительной эффективности, наиболее предпочтительны методы моментов и максимумов. Метод МНК-1, обеспечивающий наименьшие погрешности, занимает среднее положение по вычислительным затратам. Наибольшую вычислительную сложность из рассмотренных методов параметризации имеет метод МНК-3.

Из рассмотренных методов параметризации наиболее эффективным, с точки зрения погрешностей, является метод наименьших квадратов с минимизацией целевой функции методом покоординатного спуска (метод МНК-1). По вычислительной эффективности этот метод незначительно уступает методам, использующим специальные методы минимизации (МНК-4, МНК-5).

Список литературы. 1. *Дистанционные* методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под общ. ред. Б. Л. Кащеева, Е. Г. Прошкина, М. Ф. Лагутина. Харьков:ХНУРЭ; Бизнес Информ, 2002. 426 с. 2. *Основы* цифровой обработки сигналов: Курс лекций. 2-е изд. / А.И.Солонина, Д.А.Улахович, С.М.Арбузов и др. СПб.:БХВ-Петербург, 2005. 768с. 3. *Тихонов В.И., Харисов В.Н.* Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем: учеб. пособие для вузов. М.:Радио и связь, 2004. 608 с.4. *Довиак Р., Зрнич Д.* Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 512 с. 5. *Литвин-Попович А.И.* Параметризация спектров рассеянных сигналов в РЛС вертикального зондирования атмосферы / А.И. Литвин-Попович, В.Н. Олейников // Радиотехника. 2008. Вып. 152. С. 49-52. 6. *Бахвалов Н.С.* Численные методы. М.:Наука, 1975. 630с. 7. *Калиткин Н.Н.* Численные методы. М.:Наука, 1978.512с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 30.10.2009

УДК 681.7

А.И. ФИЛИПЕНКО, д-р техн. наук, И.В. ЖАРИКОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ НА ОСНОВЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Состояние вопроса

Специализированные оптические волокна находят все большее применение в современных устройствах связи, поэтому в последнее время к ним наблюдается повышенный интерес. Важными задачами применения таких волокон является сохранение неизменными их параметров в процессе эксплуатации, а следовательно, – обеспечение высокого качества устройств на их основе [1].

Волоконная брэгговская решетка (ВБР) представляет собой участок волоконного световода, как правило одномодового, в сердцевине которого создана структура с периодической модуляцией показателя преломления (ПП) в одном или нескольких направлениях с периодом, сопоставимым с длиной волны света (рис. 1: 1 – фоточувствительная сердцевина волоконного световода; 2 – кварцевая оболочка; Λ – период решетки).

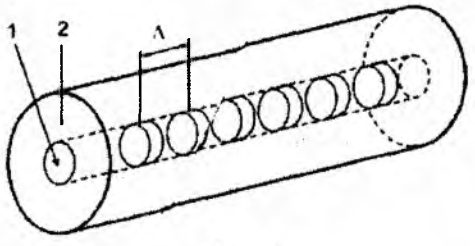


Рис. 1

Преимущества волоконных фотоиндуцированных решеток в сравнении с альтернативными технологиями (например, интерференционными зеркалами и объемными дифракционными решетками) очевидны: это широкое разнообразие получаемых спектральных и дисперсионных характеристик, многие из которых могут быть реализованы только на основе волоконных решеток ПП, полностью волоконное исполнение, а также низкие оптические потери и относительная простота изготовления [2]. Существенно, что благодаря более высокому коэффициенту отражения от периодической структуры затухание в брэгговских волокнах должно быть гораздо меньше, чем в металлических волноводах. Теоретически затухание в брэгговских волокнах можно уменьшить до существенно меньших величин, чем в стандартных. Таким образом, обоснование принципов функционирования компонентов на основе периодических структур, исследование их свойств для использования в составе информационных систем и измерительных устройств является актуальной задачей [3].

Постановка задач исследования

Целью данного исследования является анализ особенностей построения и изготовления ВБР, возможностей создания на их основе различных волоконно-оптических компонентов, моделирование влияния внешних факторов на характеристики решеток.

Для этого были сформулированы следующие задачи:

- исследование особенностей сферы применения специальных ОВ;
- анализ современного состояния вопроса применения волоконно-оптических компонентов на основе периодических структур;
- теоретическое исследование свойств ВБР и их параметров при различных внешних воздействиях;
- анализ методов исследования локальных свойств решеток.

Исходя из поставленных задач в качестве объекта исследования были выбраны теоретические основы и принципы построения волоконно-оптических компонентов на основе пе-

риодических структур. В ходе исследования были применены теория оптических волноводов, теория электромагнитного поля, а также методы имитационного моделирование в средах MathCAD и MatLab, метод оптической пространственной рефлектометрии и транспортный метод.

Теоретические исследования

Структура ВБР обладает уникальными спектральными характеристиками, которые определяют ее широкое применение в различных устройствах волоконной оптики: мультиплексорах, узкополосных фильтрах, компенсаторах дисперсии в ВОЛС, устройствах ввода/вывода, лазерных диодах, усилителях, волоконно-оптических датчиках [4 - 5].

Основным свойством ВБР является отражение распространяющегося по волокну света в узкой полосе, которая сконцентрирована около брэгговской длины волны. Многообразие приложений требует создания решеток с различными спектральными характеристиками, которые определяются деталями строения решетки.

Основными параметрами ВБР являются период, длина, резонансная длина волны, коэффициент отражения. Эти параметры должны в процессе эксплуатации решетки в устройствах сохраняться неизменными.

Основными характеристиками решетки являются распределения амплитуды и периода модуляции ПП, а также среднего значения наведенного ПП вдоль оси световода. Эти параметры задают спектральные и дисперсионные свойства решеток и таким образом определяют их использование в различных приложениях волоконной оптики [6].

Брэгговская длина волны и коэффициент отражения решетки могут быть заданы с большой точностью в процессе изготовления решетки. Эти параметры должны оставаться постоянными на протяжении всего срока эксплуатации решетки. Брэгговская длина волны зависит от температуры и натяжения волокна, а также от давления и радиации. Этот эффект широко применяется в волоконно-оптических датчиках. В то же время для телекоммуникационных целей такая нестабильность параметров решеток вредна и должна быть скомпенсирована.

Профиль показателя преломления (ППП) может быть описан следующим выражением

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cdot \cos(2\pi \cdot z / \Lambda), \qquad (1)$$

где Δn – амплитуда изменений показателя преломления (обычно величина Δn составляет $10^{-3} - 10^{-5}$); z – расстояние вдоль оси волокна.

Исходя из теории связанных мод [7] относительная спектральная отражательная способность брэгговских решеток может быть описана следующим выражением

$$R(l,\lambda) = \frac{\Omega^2 \cdot \sinh^2(s \cdot l)}{\Delta k^2 \cdot \sinh^2(s \cdot l) + s^2 \cdot \cosh^2(s \cdot l)}, \qquad (2)$$

где $R(l,\lambda)$ – функция, зависящая от длины решетки и длины волны излучения; Ω – коэффициент связи; $k = 2\pi \cdot n_0 / \lambda_б$ – волновой вектор брэгговской решетки, $\Delta k = k - 2\pi \cdot n_0 / \lambda$ – коэффициент расстройки волнового вектора, а $s^2 = \Omega^2 - \Delta k^2$.

Коэффициент связи Ω для структуры с синусоидальным изменением показателя преломления описывается следующим выражением

$$\Omega = \frac{\pi \cdot \Delta n}{\lambda} \cdot \left(1 - \frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi^2 \cdot d_{серд}^2 \cdot \left(n_{серд}^2 - n_{об}^2\right)}\right), \qquad (3)$$

где $d_{серд}$ – диаметр сердцевины, $n_{серд}$ – показатель преломления сердцевины оптического волокна, $n_{об}$ – показатель преломления оболочки.

Зависимость центральной отраженной длины волны от деформации также может быть представлена в следующем виде:

$$\Delta\lambda_б = \lambda_б \cdot (1 - p_e) \cdot \varepsilon_z, \quad (4)$$

где p_e – константа деформации оптического волокна, определяемая из выражения

$$p_e = \frac{n_{эфф}^2}{2} \cdot [p_{12} - \nu \cdot (p_{11} + p_{12})], \quad (5)$$

где p_{11} и p_{12} – коэффициенты Поккельса в тензоре оптических напряжений, ν – коэффициент Пуассона [8].

Второе слагаемое дает зависимость сдвига волны от температуры. Длина волны изменяется в зависимости от температуры из-за следующих факторов: теплового расширения оптического волокна (удлиняется период брэгговской решетки – изменение механической длины решетки), а также изменения показателя преломления волокна в зависимости от температуры (изменение оптической длины решетки). Откуда следует, что зависимость сдвига длины волны от температуры может быть описана выражением

$$\Delta\lambda_б = \lambda_б \cdot (\alpha_\Lambda + \alpha_n) \cdot \Delta T, \quad (6)$$

где α_Λ – тепловой коэффициент расширения; α_n – термооптический коэффициент [7].

Моделирование параметров ВБР

Промоделируем изменение ППП вдоль оси волокна в зависимости от величины Δn, принимая: $z = 0...20\,мм$, $\Delta n_1 = 10^{-5}$ и $\Lambda = 0{,}5\,мкм$ (рис. 2).

Из полученных зависимостей видно, что при изменении периода решетки при неизменном значении глубины модуляции ПП в форме ППП вдоль оси волокна наблюдаются отличия в периодичности, а также в амплитуде. Наиболее это заметно для периода решетки $\Lambda = 0{,}5\,мкм$.

На рис. 3 приведен рассчитанный спектр отражения брэгговской решетки при различных значениях глубины модуляции ПП (для длины решетки l=20 *мм*, $d_{серд} = 8$ *мкм*, $n_{серд} = 1{,}4681$, $n_{об} = 1{,}464$). Сплошной линией показана зависимость $R(l,\lambda)$ при $\Delta n = 10^{-5}$, а штриховой линией – при $\Delta n = 10^{-4}$.

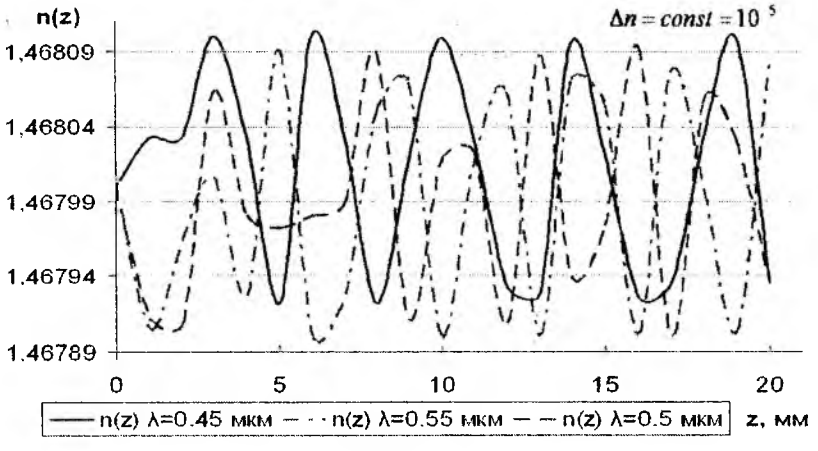


Рис. 2

На рис. 4 приведен рассчитанный спектр отражения брэгговской решетки при разных значениях длины решетки ($\Delta n = 10^{-4}$, $d_{серд} = 8$ *мкм*, $n_{серд}$=1,4681, $n_{об}$=1,464). Сплошной линией показана зависимость $R(l,\lambda)$ при $l = 20\,мм$, штрихпунктирной линией – при $l = 30$ *мм*, штриховой – при $l = 40\,мм$.

Из полученных графиков следует, что относительная спектральная отражательная способность растет при увеличении глубины модуляции показателя преломления и длины решетки.

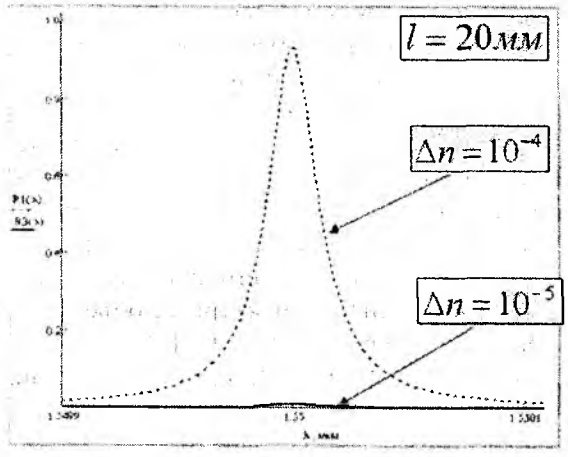


Рис. 3

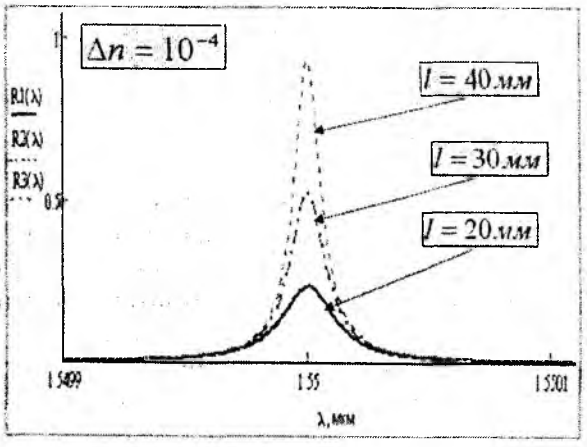


Рис. 4

Для типового волокна p_{11}=0,113, p_{12}=0,252, ν=0,16, и $n_{эфф}$=1,4682. Используя (4), получаем зависимость, представленную на рис. 5. Принимаем $\lambda_б = 1550$ *нм*. Из полученного графика видно, что чувствительность для длины волны $\lambda_б$=1550 *нм* составляет 12 *нм*/%.

Построим зависимость $\Delta\lambda_б(\Delta T)$, используя выражение (6). Пределы изменения температуры принимаем: $\Delta T = 0...100\,^{\circ}C$. Брэгговская длина волны $\lambda_б$=1550 *нм*, $\alpha_\Lambda = 0{,}55 \cdot 10^{-6}$ – для плавленого кварца, $\alpha_n = 8{,}6 \cdot 10^{-6}$ – для оптического волокна с легированным германием.

При указанных значениях параметров чувствительность к температуре брэгговской решетки для длины волны $\lambda_б$=1550 *нм* составит 13,7 *пм*/°С (рис.6).

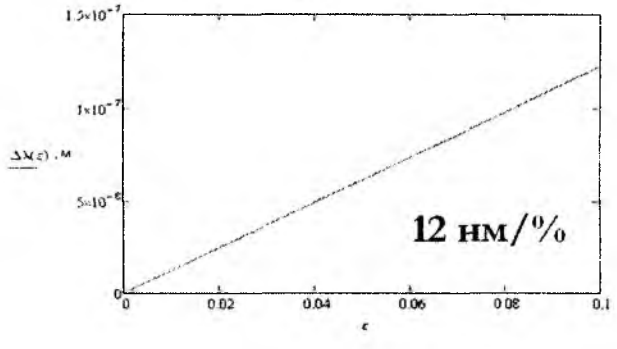


Рис. 5

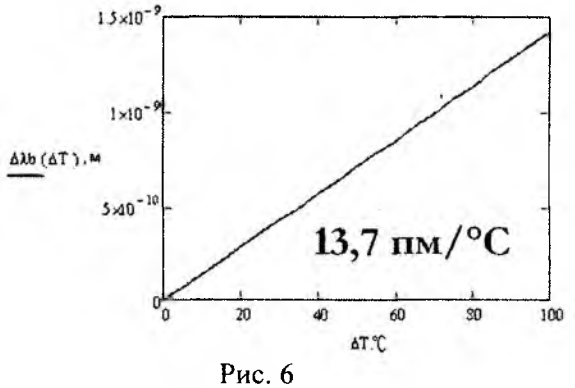


Рис. 6

Выводы

1. В работе исследованы волоконно-оптические компоненты на основе периодических структур, выявлены их особенности, рассмотрены модели волоконных брэгговских решеток, позволяющие учитывать влияние внешних параметров на функционирование различных устройств.

2. Определена чувствительность параметров ВБР к внешним воздействиям. Чувствительность к деформации для длины волны 1550 *нм* составляет 12 *нм*/%, а к температуре – 13,7 *пм*/°С.

3. Исследована относительная спектральная отражательная способность брэгговских решеток, а именно – ее зависимость от длины решетки и глубины модуляции. Исследована зависимость резонансной длины волны от температуры и растяжения волокна с ВБР.

Список литературы. 1. *Филипенко А. И, Жарикова И. В.* Анализ особенностей применения волоконных компонентов на основе периодических структур // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. 2009. № 2/5 (38). С. 22-25. 2. *Специальные* оптические волокна // http://www.focoms.-com/referencesR.htm/. 2007. 3. *Жарикова И. В.* Исследование параметров волоконно-оптических брэгговских решеток в зависимости от приложенных внешних воздействий / 13-й між нар. молодіжний форум «Радіоелектроніка і молодь в XXI ст.» : матеріали форуму, 30 березня-1 квітня 2009 р. Харків // Зб. матеріалів форуму. Ч.1. Харків: ХНУРЕ, 2009. С. 115. 4. *Волоконные* брэгговские решетки // http://www.c-tt.ru. 2002. 5. *Волоконные* решетки показателя преломления и их применения / Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И. Г. и др. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35 (12). С.1085-1103. 6. *Hill K. O., Meltz G.* Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview //J. of Lightwave Technology. 1997. Vol. 16, №8. P.1263-1274. 7. *Григорьев В. В.* Информационно-измерительные системы на основе волоконно-оптических датчиков для мониторинга состояния инфраструктурных объектов / В. В. Григорьев, А. К. Митюрев, А. Б. Пнев и др. // Фотон-Экспресс. 2006. №5. С. 22-24. 8. *Liu Y.-Q.* Fiber grating sensor with enhanced pressure and temperature sensitivity / Y.-Q. Liu, Z.-Y. Guo, Z.-G. Liu, D.-H Zhao // Chin.Phys.Lett. 2000. Vol.17, №2. PP. 115-116.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 30.11.2009

УДК 004.31:004.22:534:621.382

А.Ю. ЛИПИНСКИЙ, канд. техн. наук

БИСТАБИЛЬНЫЕ ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА

Введение

Разработчики современных компьютерных систем и вычислительных средств уделяют большое внимание бистабильным оптоэлектронным устройствам в связи с перспективами их использования в оптической обработке сигналов. Принцип функционирования таких устройств основан на комбинации нелинейного эффекта и механизма обратной связи, приводящих к бистабильности [1]. До настоящего времени было предложено несколько разновидностей оптоэлектронных триггеров, использующих эффект бистабильности. Во многих из предложенных устройств, таких как связанные лазерные диоды [2], многомодовые интерференционные бистабильные лазерные диоды [3], устройства построенные на интерферометрах Маха-Зендера (Mach-Zehnder) с обратной связью на полупроводниковых оптических усилителях [4], применяются эффекты, связанные с нелинейностью усиления.

К другой разновидности бистабильных оптоэлектронных устройств, способных заметно расширить круг задач оптической обработки информации, решаемых методами акустооптики [5], можно отнести акустооптические (АО) системы с обратной связью. Обратная связь в таких системах является гибридной: оптический сигнал в одном из дифракционных максимумов преобразуется в электрический с помощью фотоприемника, а электрический сигнал управляет амплитудой [6 – 9] или частотой [10, 11] акустической волны, возбуждаемой в АО ячейке. Введение обратной связи существенно усложняет и качественно меняет поведение АО системы. В ней могут возбуждаться колебания различного вида, включая хаотические [6], возникать бистабильные [6 – 9] и мультистабильные [10, 11] состояния, различающиеся амплитудой, частотой и направлением распространения световых волн.

В работе предложен обзор оптоэлектронных бистабильных систем с гибридной обратной связью, перспективных с точки зрения создания фотонных вычислительных устройств, в которых элементы обратной связи могут являться частью процессора при его интегральном исполнении.

Акустооптические бистабильные устройства

На рис. 1 показано акустооптическое бистабильное устройство, работающее в режиме дифракции Брэгга [12]. Свет, дифрагирующий в первый порядок, подается на фотодетектор, электрический сигнал с которого усиливается, суммируется со входным смещением α_0, и подается на акустический излучатель, изменяя амплитуду его выходного сигнала, что, в свою очередь, приводит к модуляции интенсивности дифрагированного света. Таким образом, сигнал обратной связи оказывает рекурсивное воздействие на интенсивность дифрагированного света. Нелинейность системы, определяется следующей функцией [12]:

$$I_1 = |\psi_1|^2 = I_{inc} \sin^2(\alpha/2), \qquad (1)$$

где $I_{inc} = |\psi_{inc}|^2$ – интенсивность светового потока, входящего в акустооптический модулятор, I_1 – интенсивность светового потока в первом дифракционном максимуме (режим Брэгга), α – электрический сигнал (нормированный), формирующий звуковую волну при помощи электроакустического преобразователя.

Эффективное значение α задается уравнением обратной связи:

$$\alpha = \alpha_0 + \beta I_1 \qquad (2)$$

где β является произведением коэффициента передачи усилителя и квантовой эффективности фотодетектора.

Необходимо отметить, что в результате действия обратной связи α не может, в общем случае, считаться постоянной. Фактически α может рассматриваться как постоянная во время взаимодействия, если это время, задаваемое отношением ширины лазерного пучка и скорости звука в ячейке, является малым по сравнению с задержками, вносимыми конечным временем отклика фотодетектора, драйвером модулятора, усилителем обратной связи, и любыми другими задержками, которые могут возникнуть в цепи обратной связи.

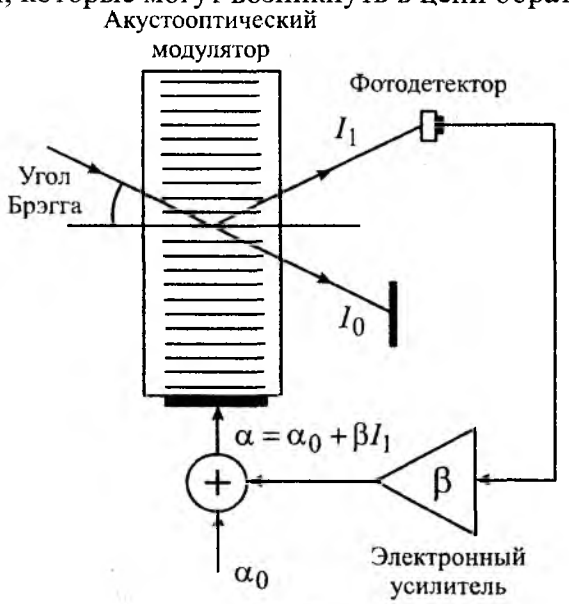


Рис. 1

Рассмотрим случай, при котором установившееся состояние системы задается одновременным решением уравнений (1) и (2). На рис. 2 показаны устойчивые значения I_1 для возрастающих значений α_0 при $\beta = 2.6$ и $Q \to \infty$ (предполагается, что существует только два дифракционных порядка).

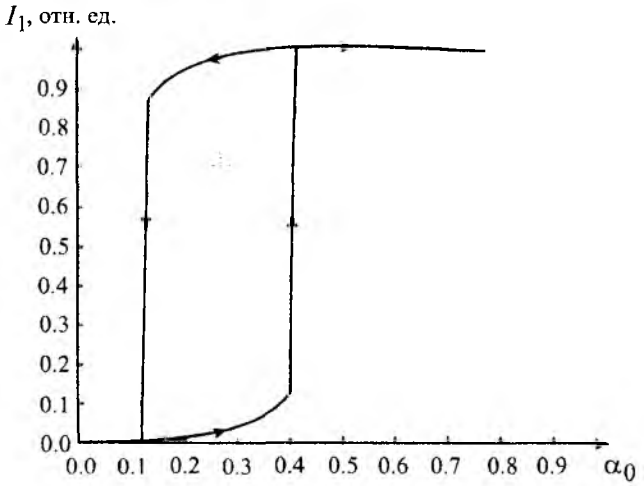


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что постепенное увеличение входного смещения α_0 приводит к незначительному увеличению выходной интенсивности I_1 (нижнее устойчивое состояние) до достижения некоторого критического значения, при котором выход переключится в верхнее устойчивое состояние. С уменьшением входного сигнала, выходная интенсивность не снижается резко, а остается на верхней ветви кривой (верхнее устойчивое состояние) до тех пор, пока входной сигнал не достигнет некоторого критического значения, при котором выход переключится в нижнее устойчивое состояние. Необходимо отметить, что такое же гистере-

зисное поведение может наблюдаться с изменением значений I_1 или β при неизменном α_0 [13]. На рис. 3, *а* показан экспериментальный макет, реализующий бистабильную систему, в которой сигналы с фотодиода PD1 и функционального генератора (смещения α_0) поступают на электронный масштабирующий сумматор, формирующий на выходе сигнал, подающийся на драйвер акустооптического модулятора. На рис. 3, *б* показаны осциллограммы гистерезиса для первого и нулевого дифракционных порядков АОМ-40, работающего в режиме Брэгга.

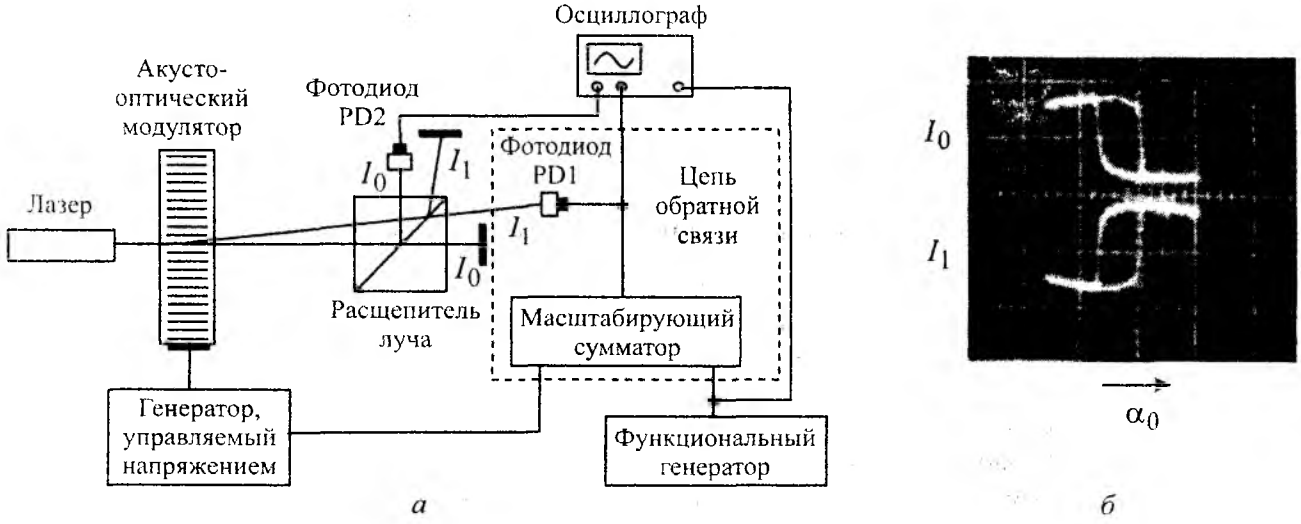


Рис. 3

В работах [14, 15] исследована оптическая бистабильность в брэгговском режиме второго порядка, что в результате привело к лучшим характеристикам по ширине гистерезиса [16]. Впоследствии на основе акустооптического модулятора с обратной связью предложено устройство RS-триггера [17].

Моделирование акустооптического взаимодействия в оптическом бистабильном устройстве

Математической моделью оптоэлектронного бистабильного устройства на основе акустооптического модулятора является система обыкновенных дифференциальных уравнений, учитывающая четыре дифракционных максимума. В связи с трудностями получения аналитического решения такой системы зачастую используется численное моделирование акустооптического эффекта [18].

Установившийся режим работы рассматриваемой бистабильной системы задается одновременным решением уравнений (1) и (2). Результаты, полученные с использованием MatLab для коэффициента передачи цепи обратной связи $\beta \approx 2.6$, показаны на рис. 4. Из рисунка видно, что постепенное увеличение входного смещения α_0 приводит к увеличению выходной интенсивности I_1, что является нижним устойчивым состоянием AB, пока не будет достигнуто критическое значение в точке B, в которой устройство переключится в верхнее устойчивое состояние BC. Уменьшение входного смещения не приведет к мгновенному переключению устройства. Значения выходного сигнала будут расположены в верхней области кривой (верхнее устойчивое состояние, CD) до тех пор, пока α_0 не достигнет некоторого нижнего критического значения DA, при котором устройство перейдет в нижнее устойчивое состояние.

На рис. 5 показано изменение кривых гистерезиса выходной интенсивности I_1 при значении коэффициента передачи цепи обратной связи $\beta \approx 3.5$. Ширина гистерезиса различна для различных значений коэффициента передачи. Она увеличивается с увеличением коэффициента передачи цепи обратной связи β.

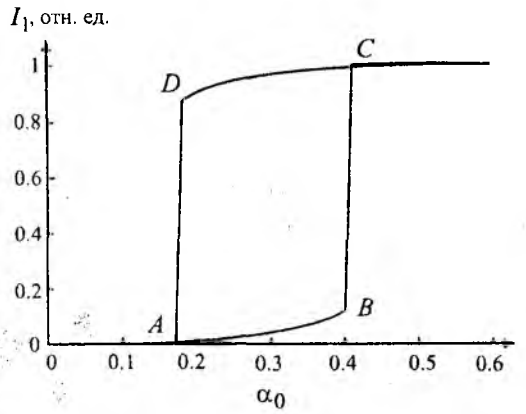


Рис. 4

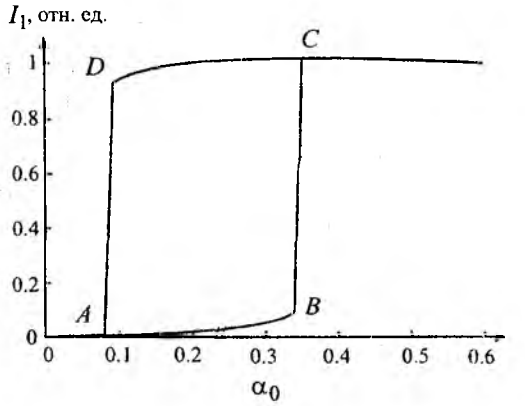


Рис. 5

Оптический триггер на основе лазерного диода с распределенной обратной связью

Распределенная обратная связь (Distributed Feedback) и малая ширина спектральной линии в DFB лазерах послужили отправной точкой для ряда работ по созданию полностью оптического триггера. В [19] представлен бистабильный переключатель на двухсегментном DFB лазере с многоквантовой ямой, частота переключения которого ограничена 1 *ГГц* из-за большого времени жизни носителей заряда в поглотителе с насыщением. Дисперсионные бистабильности, наблюдающиеся в DFB усилителях, также могут быть использованы для достижения режима работы устройства в качестве триггера, как показано в [20, 21], к их недостаткам следует отнести малое быстродействие и необходимость тщательного контроля длины волны.

В работе [22] предложено устройство и проведено моделирование полностью оптического триггера на DFB лазере с антиотражательным покрытием граней, в режиме смещения выше порогового напряжения. Бистабильность в этом случае реализуется вводом внешнего света с длиной волны, отличающейся от генерируемой в DFB лазере. Нелинейные эффекты, положенные в основу бистабильного режима работы устройства, связаны с изменением распределения заряда, обусловленным пространственным выгоранием дырок (spatial hole burning) [22].

При вводе немодулированного светового пучка в DFB лазер возможны два устойчивых состояния для одной и той же входной мощности. Такая бистабильность является результатом сильного влияния распределения носителей на пороговые характеристики DFB лазера. В одном из состояний лазер генерирует и входящий свет слабо усиливается из-за ограничения коэффициента усиления. В другом состоянии, наоборот, наблюдается очень большое усиление внешнего света, являющееся результатом сильно неоднородного распределения носителей. Хорошо известно, что такой тип эффекта пространственного выгорания дырок может повысить пороговую величину DFB лазерного диода, в конечном итоге заставляя лазер выключиться. Таким образом, все инжектированные носители в устройстве могут быть использованы для усиления входящего света.

Два различных состояния распределения плотности носителей, промоделированные в [22] с использованием коммерчески доступного программного пакета VPItransmissionmaker, изображены на рис. 6 для $\lambda/4$-сдвига, длины 400 *мкм* и нормированного коэффициента связи kL, равного 1.2 (пунктирная линия – генерирующее состояние, сплошная – негенерирующее). Лазер генерирует длину волны 1.57 *мкм*, при этом вводился немодулированный свет длиной волны 1.56 *мкм* для моделирования кривой гистерезиса.

На рис. 7, *а* показано влияние мощности входного светового пучка на мощность, генерируемую лазером. На рис. 7, *б* изображена кривая гистерезиса для режима усиления входного света (толщиной активного слоя 40 *нм*, лазер электрически накачивается с $I/I_{th} = 4$ и $I_{th} = 42.5$ *мА*). Длина волны входящего света должна отличаться от длины волны, генерируемой лазером, не менее чем на 1 *нм*, чтобы избежать взаимодействия с решеткой DFB.

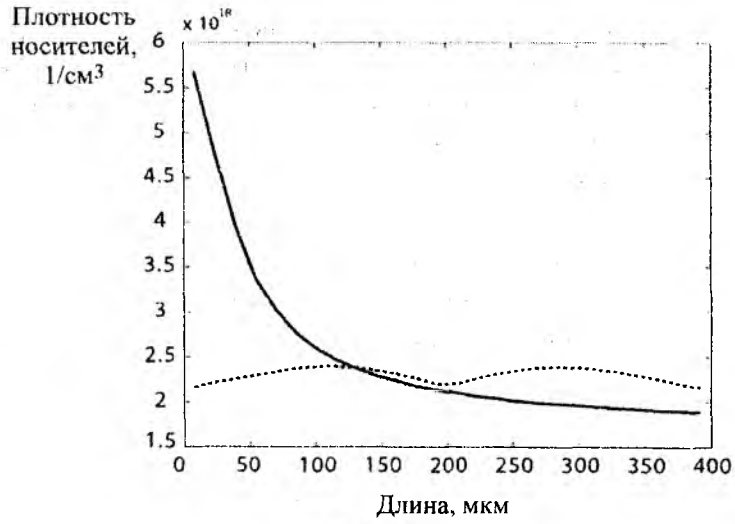


Рис. 6

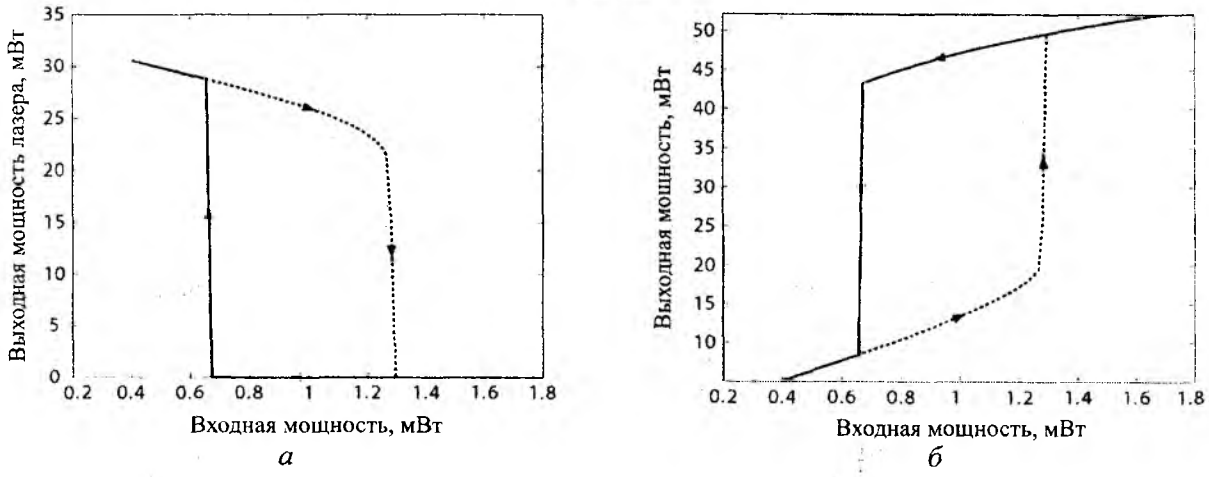


Рис. 7

На основе рассмотренного эффекта был предложен [22] полностью оптический триггер (рис. 8). Для перевода устройства в бистабильный режим работы, в DFB лазер вводился непрерывный световой поток. Переключение из генерирующего состояния в негенерирующее выполненяется вводом короткого, но мощного импульса с той же стороны устройства, с которой инжектируется непрерывный свет. Это приводит к неоднородному распределению носителей, и, таким образом, повышает порог генерации. Однородное распределение носителей может быть затем восстановлено инжектированием импульса света с другой стороны утройства. Это уменьшает порог генерации, и позволяет лазеру включиться снова.

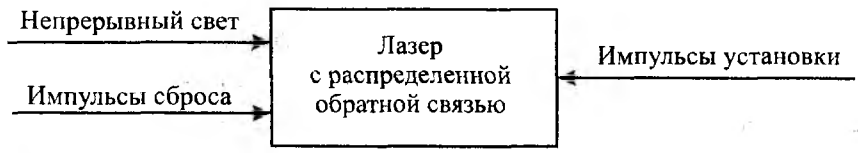


Рис. 8

Вид кривой гистерезиса зависит от параметров DFB лазера. В работе [22] проведены исследования влияния тока смещения, нормированного коэффициента связи kL, длины и потерь DFB лазеров с антиотражательным покрытием и четвертьволновым сдвигом. Такое покрытие необходимо для получения достаточной неравномерности распределения носителей, а $\lambda/4$ сдвиг позволяет увеличить влияние пространственного выгорания дырок в лазере.

Изменения в длине волны почти не влияют на характеристики гистерезиса при условии достаточной разницы между длинами волн входящего и генерируемого света.

Влияние тока смещения на кривую гистерезиса для DFB лазера длиной 600 *мкм*, $kL = 1.8$, $I_{th} = 26.5$ *мА* изображено на рис. 9, *а*. Область бистабильности становится меньше при уменьшении тока смещения. Причина этого в том, что для малых токов лазер выключается раньше из-за общего обеднения носителями, обусловленного инжекционным полем.

Как можно увидеть из рис. 9, *б*, кривая гистерезиса для DFB лазера длиной 400 *мкм* и $I_{bias} = 4I_{th}$ становится узкой при уменьшении значения kL. Это приводит к большему усилению входящего света, и, таким образом, бистабильному режиму при более низких значениях мощности.

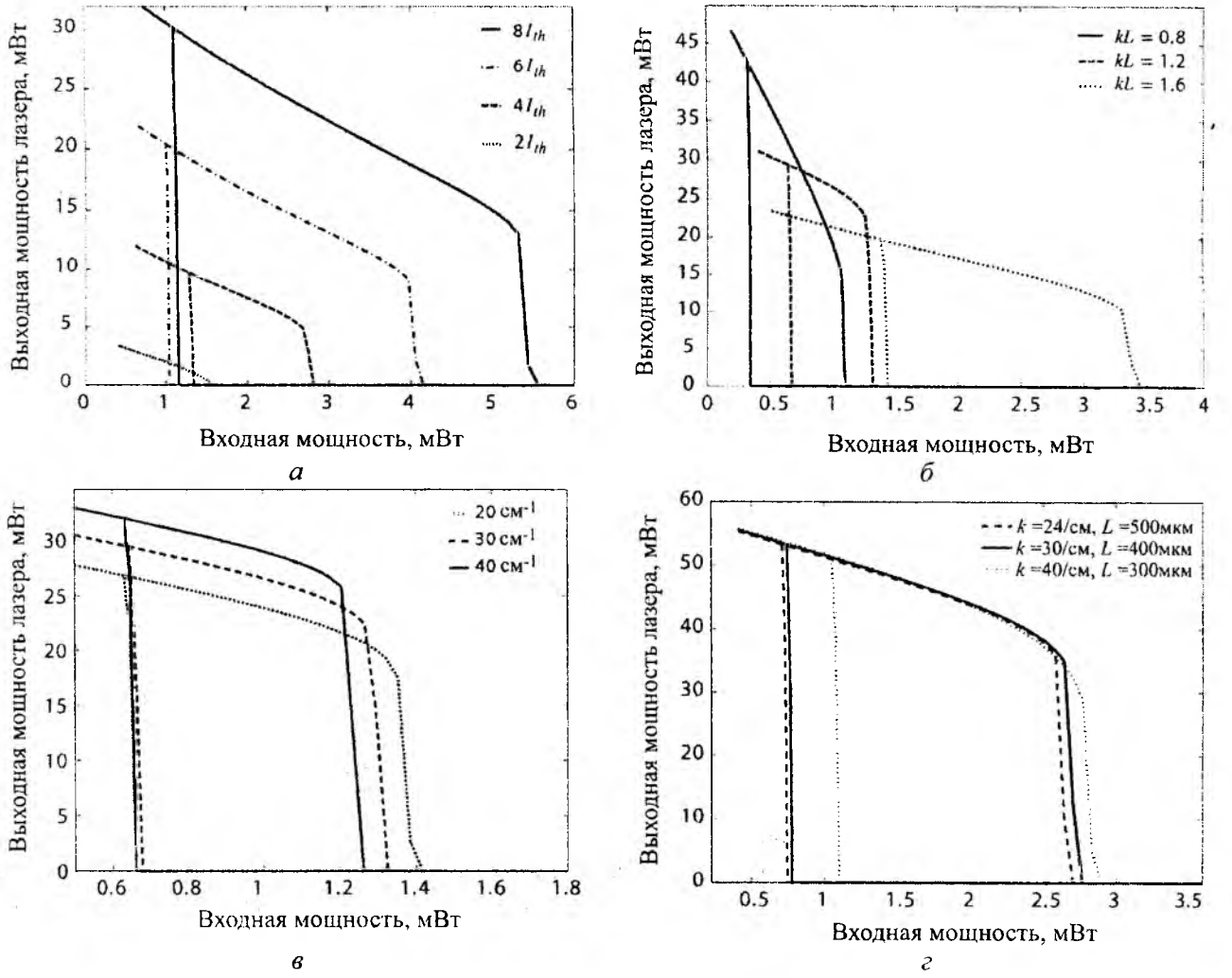


Рис. 9

Влияние внутренних потерь (включая потери в материале и рассеяние) для DFB лазеров $L = 400$ *мкм*, $kL = 1.2$, $I_{bias} = 4I_{th}$ рассмотрено на рис. 9, *в*. Из рисунка видно, что в случае больших потерь лазер выключится при меньшем уровне входной мощности непрерывного излучения для фиксированных значений I/I_{th}.

На рис. 9, *г* приведены кривые гистерезиса для различных конфигураций с фиксированным нормированным коэффициентом связи, без потерь, и с током смещения, выбранным таким образом, что выходные мощности равны, если свет не инжектируется. Схожесть кривых позволяет предположить, что параметры, описанные выше, являются основными факторами, влияющими на форму кривой.

В [22] проведено моделирование динамического режима DFB триггера при вводе света в непрерывном режиме с уровнем мощности 1 *мВт* с одной из сторон резонатора лазера. С этой

же стороны в резонатор подавались импульсы сброса для выключения лазера. Импульсы установки подавались с другой стороны устройства для восстановления однородности. Преимуществом такого подхода является возможность использования импульсов только положительной полярности. Результаты моделирования такого режима для импульсов гауссовой формы длительности 200 *пс* с энергией ~500 *фДж* приведены на рис. 10.

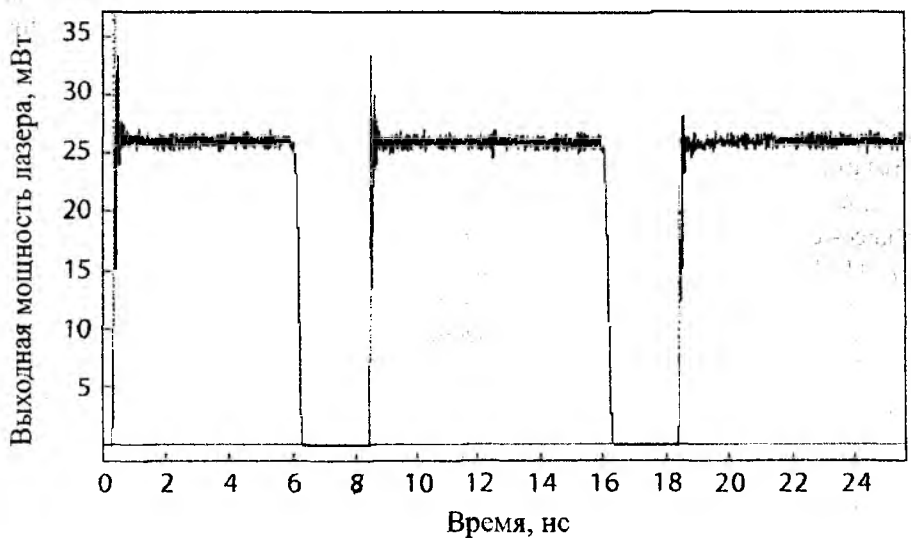


Рис. 10

Времена переключения составляли порядка 250 *пс*, при этом может быть достигнута частота повторений 1.2 *ГГц*. С увеличением энергии импульса лазер переключается быстрее, но вследствие перегрузки процесс стабилизации занимает большее время.

Выводы

Для рассмотренных оптоэлектронных бистабильных устройств характерно наличие распределенной обратной связи, которая дает возможность реализовать большее разнообразие режимов с разными видами нелинейностей.

Перспективно использовать подобные устройства в качестве узлов оптоэлектронных вычислительных систем дискретной обработки информации, обладающих большой производительностью в сочетании с повышенной точностью преобразования.

Моделирование работы оптоэлектронных бистабильных систем требует учета конечных размеров области взаимодействия электромагнитных и акустических волн, являющейся частью цепи обратной связи.

Список литературы. 1. *Poon T.-C., Kim T.* Engineering Optics With Matlab. World Scientific,2006. 260 p. 2. *Hill M. T., deWaardt H., Khoe G., and Dorren H.*, "All-optical flip-flop based on coupled laser diodes" // IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 37, no. 3, 2001, pp. 405–413. 3. *Takenaka M., Nakano Y.*, "Multimode interference bistable laser diode" // IEEE Photonics Technology Letters, vol. 15, no. 8, 2003, pp. 1035 – 1037. 4. *Clavero R., Ramos F., Martinez J., and Marti J.*, "All-optical flip-flop based on a single SOA-MZI" // IEEE Photonics Technology Letters, vol. 17, no. 4, 2005, pp. 843 – 845. 5. *Балакший В.И., Нагаева И.А.*, «Оптоэлектронный генератор на основе акустооптического взаимодействия» // Квантовая электроника 1996. Т. 23, №3. С. 261 – 264. 6. *Jerominek H., Delisle C., Pomerleau J. Y. D., and Tremblay R.*, «Bistability, optical regenerative oscillations, and chaos in an integrated acoustooptic device» // Can. J. Phys, vol. 63, no. 2, 1985, pp. 227 – 233. 7. *Poon T.-C., Cheung S.K.*, "Performance of a Hybrid Bistable Device Using an Acousto-Optic Modulator" // Applied Optics, vol. 28, 1989, pp. 4787 – 4791. 8. *Balakshy V.I., Kazaryan A.V., Molchanov V.Y., Ming H.*, "Bistable acousto-optic devices for optical information processing systems" // Proc. SPIE, 1731, 1992, pp. 303 – 312. 9. *Balakshy V.I., Kazaryan A.V., Molchanov V.Y.*, "Bistable regimes in an acousto-optic system with feedback" // J. Commun. Techn. & Electronics, vol. 37, no. 6, 1992, pp.1140 – 1144. 10. *Balakshy V.I., Kazaryan A.V.*, "Acoustooptic multistability: Possibilities of application in optical information processing systems" // Proc. SPIE, vol. 2430, 1994, pp. 292 – 300.

11. *Балакший В.И., Казарьян А.В., Ли А.А.*, "Мультистабильность в акустооптической системе с обратной связью по частоте" // Квантовая электроника, т. 22, №10, 1995, стр. 975 – 979. 12. *Chrostowski J., Delise C.*, "Bistable Optical Switching Based on Bragg Diffraction" // Opt. Commun., vol. 41, 1982, pp. 71 – 77. 13. *Banerjee P.P., Poon T.-C.*, "Simulation of Bistability and Chaos in Acousto-Optic Devices" // Proc. of Midwest Symposium on Circuits & Systems, 1987, pp. 820 – 823. 14. *Alferness R.*, "Analysis of Propagation at the Second-Order Bragg Angle of a Thick Holographic Grating" // J. Opt. Soc. Am., vol. 66, 1976, pp. 353 – 362. 15. *Poon T.-C., Korpel A.*, "High Efficiency Acousto-Optic Diffraction into the Second Bragg Order" // IEEE Proc. Ultrasonics Symposium, vol. 2, 1981, pp. 751 – 754. 16. *McNeil M., Poon T.-C.*, "Hybrid Acousto-Optical Bistability in the Second-Order Bragg Regime" // IEEE Proc. Southeastern Symposium on System Theory, 1992, pp. 556 – 560. 17. *Chen S.-T., Chatterjee M.R.*, "Dual-Input Hybrid Acousto-Optic Set-Reset Flip-Flop and its Nonlinear Dynamics" // Appl. Opt, vol. 36, 1997, pp. 3147 – 3154. 18. *Haider A.J., Jawad H.J., and Saleh S.N.* "Simulation of the Acousto-optic Interaction in an Optical Bistable Device" // Engineering and Technology Journal, vol. 26, no. 10, 2008, pp. 1225 – 1234. 19. *Zhou J., Michael C., Makino T.*, "All-optical bistable switching dynamics in 1.55μm two-segment strained multiquantum-well distributed-feedback lasers" // IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, vol. 15, no. 2, 1997, pp. 342 – 355. 20. *Adams M., Wyatt R.*, "Optical bistability in distributed feedback semiconductor laser amplifiers" // Proc. Inst. Elect. Eng., vol. 134, no. 1, 1987, pp. 35 – 40. 21. *Maywar D., Agrawal G., Nakano Y.*, "All-optical hysteresis control by means of cross-phase modulation in semiconductor optical amplifiers" // J. Opt. Soc. Amer. B, vol. 18, no. 7, 2001, pp. 1003 – 1013. 22. *Huybrechts K., D'Oosterlinck W., Morthier G., Baets R.*, "Proposal for an All-Optical Flip-Flop Using a Single Distributed Feedback Laser Diode" // IEEE Photonics Technology Letters, vol. 20, no. 1, 2008, pp. 18 – 20.

Донецкий национальный университет

Поступила в редколлегию 11.11.2009

УДК 621.375.4

В.Г. КРЫЖАНОВСКИЙ, канд. физ.-мат. наук, А.С. ПРИЛИПСКАЯ

УСИЛИТЕЛЬ КЛАССА Е ПО РАСШИРЕННОЙ РЕЗОНАНСНОЙ МЕТОДИКЕ НА ПТШ CLY5

Введение

В микроволновых применениях возникает задача суммирования мощности отдельных транзисторов в усилителях и автогенераторах. При этом получают как технические, так и экономические преимущества – увеличение выходной мощности, повышение надежности и снижение стоимости устройства. К недостаткам такого решения относится увеличение массы и габаритов устройства, усложнение схемы и появление потерь суммирования [1 – 3], что, с одной стороны, ограничивает число суммируемых приборов, а с другой – снижает КПД устройств. И даже при использовании высокоэффективных усилителей классов Е и F получить высокий КПД при использовании схем суммирования не представляется возможным. Основной источник потерь – устройства, используемые для суммирования, бинарные делители/сумматоры мощности и мосты, их прямые потери могут составлять до 1,25 *дБ* [4]. Представляет интерес рассмотреть усилители с высоким КПД, использующие схемы суммирования без этих устройств. К их числу относятся усилители с суммированием мощности, построенные по расширенной резонансной методике, которые к тому же могут реализовывать режимы работы с высоким КПД – класс Е [5, 6].

Основой рассмотрения является работа [5], в которой подробно описано суммирование мощности четырех транзисторов. Целью данной работы является изучение работы усилителя мощности СВЧ на ПТШ.

Расширенная резонансная методика (РРМ) – это подход построения усилителя с суммированием мощности, использующий входные и выходные цепи, размеры которых могут быть меньше, чем у усилителя с распределенным усилением. Достоинство такого метода в том, что входная мощность делится поровну между каждым затвором транзистора, и затем суммируется когерентно от каждого стока. Он не требует использования четвертьволновых передающих линий, предварительно согласованных приборов, или конических передающих линий, поэтому РРМ удобна и для интегрального исполнения.

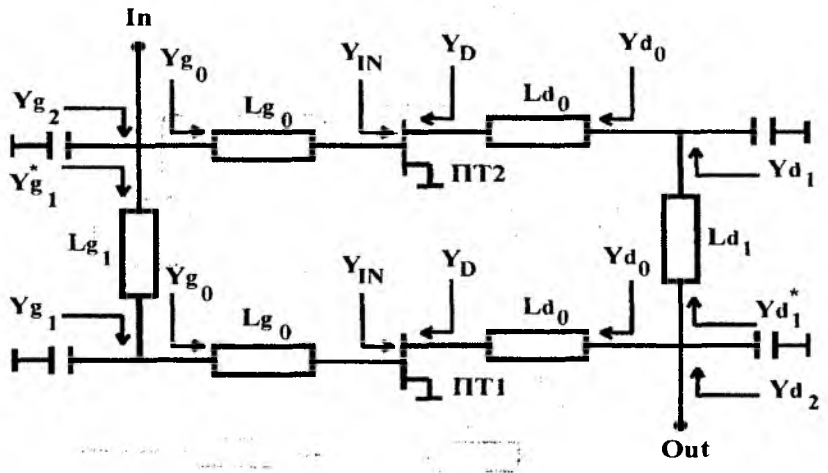


Рис.1. Блок-схема усилителя по расширенной резонансной методике на двух ПТШ

Основная идея заключается в преобразовании полной (входной/выходной) проводимости на одном транзисторе к ее сопряженному значению на входе/выходе следующего транзистора, таким образом, уничтожаются мнимые части и суммируются действительные. Это ус-

ловие гарантирует равное разделение мощности между активными приборами в целях ее деления/суммирования.

PPM подразумевает использование многозвенной цепи, сходной с фильтром. Внешние шунтирующие конденсаторы во входной и выходной цепях служат для согласования фазовой задержки вдоль каждого звена. В работе [6] рассмотрено влияние таких сосредоточенных индуктивностей и емкостей во входной/выходной цепях и представлена разработка транзисторных усилителей по PPM.

Общий вид усилителя с использованием двух транзисторов представлен на рис. 1.

В работе проведен расчет и моделирование усилителя по расширенной резонансной методике на двух ПТШ CLY5 с использованием нелинейной модели транзистора Materka-Kasprzak [7] методом гармонического баланса. Реализован усилитель класса E путем обеспечения нужного входного сопротивления выходной согласующей цепи на основной частоте и высокого сопротивления на гармониках [8, 9]. Разработана топология печатной платы усилителя и проведено экспериментальное исследование его работы. Исследованы варианты усилителей с сосредоточенными и распределенными согласующими реактивностями.

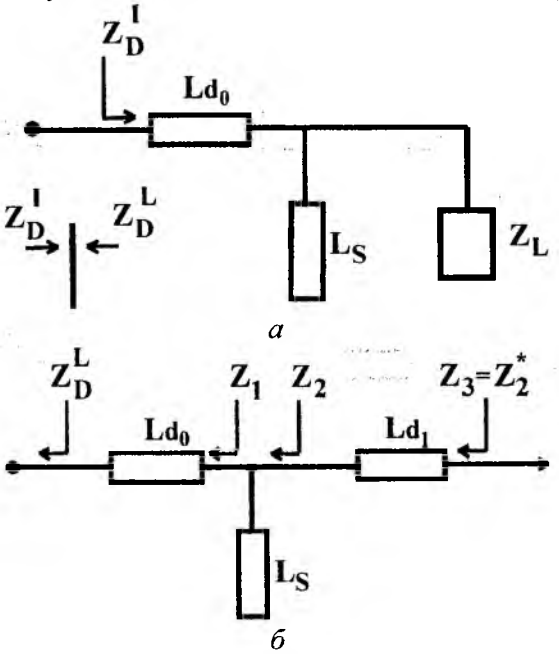
PPM деления/суммирования мощности

Основным достоинством усилителей класса E является их теоретический КПД, равный 100 %, что и обусловило их широкое применение. Расчет УМ класса E основывается на основных положениях, описанных в [8 – 10]. Значение нагрузочного сопротивления транзистора на основной частоте в классе E связано с выходной емкостью транзистора и рабочей частотой соотношением [8]:

$$Z_D = \frac{0,28015}{\omega C_{ds}} e^{j49,0524^\circ} \qquad (1)$$

Для ПТШ CLY5 выходная емкость C_{ds} = 2,4 пФ [7], тогда на основной частоте 900 *МГц* необходимо обеспечить сопротивление нагрузки транзистора Z_D = 13,52 + j15,58. А на частотах гармоник для реализации режима класса E необходимо создать $Z_D \to \infty$ для $n\omega$, где $n \in [2..N]$, N – число учитываемых гармоник.

Рассчитаем выходную цепь усилителя по PPM на двух транзисторах.



а *б*

Рис. 2. Выходная цепь для одного транзистора в усилителе по PPM:
а – обеспечение необходимого входного сопротивления транзистора на основной частоте;
б – получение его комплексно сопряженного значения

Расчет выходной согласующей цепи будем производить для одного транзистора, для второго транзистора она такая же (рис. 2). То же касается и расчета входной цепи. В первую очередь необходимо обеспечить нужный входной импеданс согласующей цепи на основной частоте (рис. 2, *а*), используется соотношение (1). $Z_D^I = \left(Z_D^L\right)^*$ – значения импедансов со стороны входа и нагрузки соответственно.

Таким образом, зная, что на основной частоте надо получить $Z_D^I = 13{,}52 + j15{,}58$ и из [1]

$$Z_D^I = \frac{\left(Z_L^{-1} + jZ_C^{-1}tg(\theta_S)\right)^{-1} + jZ_C tg(\theta_{L_{d0}})}{Z_C + j\left(Z_L^{-1} + jZ_C^{-1}tg(\theta_S)\right)^{-1} tg(\theta_{L_{d0}})} Z_C, \qquad (2)$$

где Z_L=50 *Ом* – сопротивление нагрузки; Z_C=50 *Ом* – волновое сопротивление МПЛ линий, получаем электрические длины линии и шлейфа:

$$\theta_{L_{d0}} = 43{,}8° \text{ и } \theta_S = 58{,}4°.$$

Полученные длины линии и шлейфа также обеспечивают достаточно высокое значение импеданса (нагрузки транзистора) на второй и третьей гармониках, что говорит о выполнении условий режима класса Е.

Теперь необходимо преобразовать импеданс на одном транзисторе к его сопряженному значению на втором. Для этого добавляется передающая линия L_{d_1} (рис. 2, *б*).

$$Z_1 = \frac{Z_D^L + jZ_C tg(\theta_{L_{d0}})}{Z_C + jZ_D^L tg(\theta_{L_{d0}})} Z_C, \qquad (3)$$

$$Z_S = -j\frac{Z_C}{tg(\theta_S)}, \qquad (4)$$

$$Z_2 = \frac{Z_S Z_1}{Z_S + Z_1}. \qquad (5)$$

Из (3) – (5) [1] следует, что $Z_2 = 50{,}3 - j0{,}3$; $Y_2 = \frac{1}{Z_2} = 0{,}02 + j0{,}95\cdot10^{-4}$.

$$Z_3 = \frac{Z_2 + jZ_C tg(\theta_{L_{d_1}})}{Z_C + jZ_2 tg(\theta_{L_{d_1}})} Z_C. \qquad (6)$$

При $\theta_{L_{d_1}} = 102{,}1°$, $Z_3 = 49{,}82 + j0{,}3$, $Y_3 = \frac{1}{Z_3} = 0{,}02 - j1\cdot10^{-4}$.

Таким образом $Z_2 \approx (Z_3)^*$, $Y_2 \approx (Y_3)^*$, что и необходимо было обеспечить.

Аналогично производится расчет входной цепи. Из условия согласования получается значение входного импеданса транзистора $Z_{IN} = 7{,}2 + j36{,}5$ на 900 *МГц*. При использовании линий с волновым сопротивлением 50 *Ом*, получим электрические длины линии и шлейфа:

$$\theta_{L_{g0}} = 53{,}5° \text{ и } \theta_{S_g} = 70{,}5°.$$

Тогда для получения комплексно сопряженного значения входного сопротивления (входной проводимости), используется отрезок линии с электрической длиной $\theta_{L_{g1}} = 70°$.

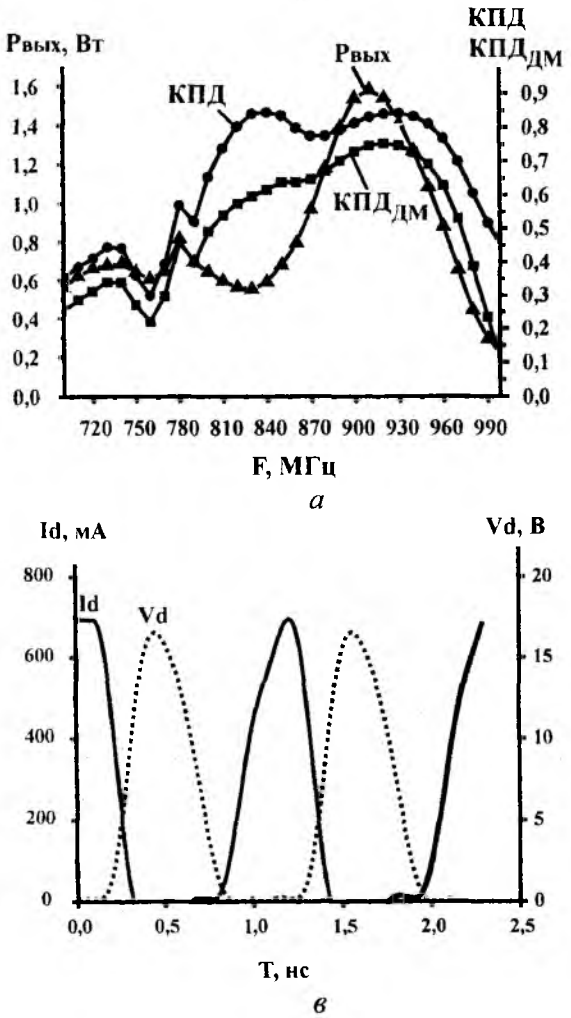
Все полученные электрические параметры линий далее преобразуются в их геометрические значения, при этом учитывается влияние неоднородностей в местах соединения микрополосковых линий и шлейфов, и длины немного корректируются по сравнению с их расчетными электрическими длинами. Параметры подложки: материал – ФЛАН, диэлектрическая

проницаемость 7,2, толщина – 1 *мм*, толщина металлизации – 0,018 *мм*. Все полоски шириной 1,3 *мм*. Итоговые значения длин линий и шлейфов приведены в таблице.

Элемент цепи	L_{d_0}	L_S	L_{d_1}	L_{g_0}	L_{S_g}	L_{g_1}
Электрич. длина, *град*	43,8	58,4	102,1	53,5	70,5	70,0
Длина, *мм*	18	24	42	22	29	28,8

Результаты моделирования и эксперимента

Моделирование работы усилителя класса Е, выполненного по PPM, проводилось методом гармонического баланса, использовалась нелинейная модель транзистора CLY5 Materka-Kasprzak [7]. Зависимость выходной мощности, стокового КПД и КПД по добавленной мощности ($КПД_{дм}$) от частоты изображена на рис. 3, *а*. Для реализации режима класса Е необходимо было обеспечить на основной частоте сопротивление нагрузки транзистора по формуле (1), обеспечить на частотах второй и третей гармоник импеданс, близкий к бесконечности. На рис. 3, *б* показаны значения входного импеданса выходной согласующей цепи усилителя для одного транзистора, для второго – значения те же. Формы тока и напряжения на стоке первого транзистора изображены на рис. 3, *в*, для второго транзистора формы аналогичные, только сдвинуты на 180° относительно форм первого.



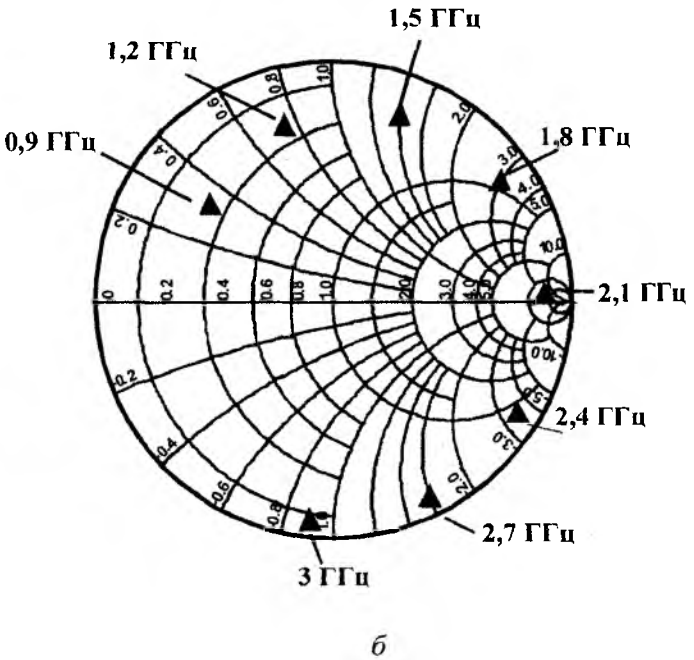


Рис.3. Результаты моделирования:
а – частотные зависимости, *б* – значения импеданса на гармониках, *в* -формы сигналов

По данным расчета изготовлен экспериментальный макет усилителя (рис. 4). Измерены его выходная мощность, стоковый КПД и КПД по добавленной мощности ($КПД_{дм}$) в диапазоне частот (рис. 5). При этом смещение на затворах обоих транзисторах равно -3,2 *В*, напряжение питания 5 *В*, входная мощность 180 *мВт*.

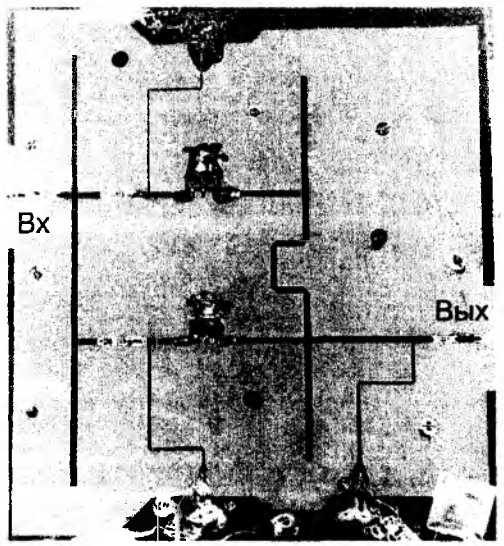


Рис. 4. Макет усилителя

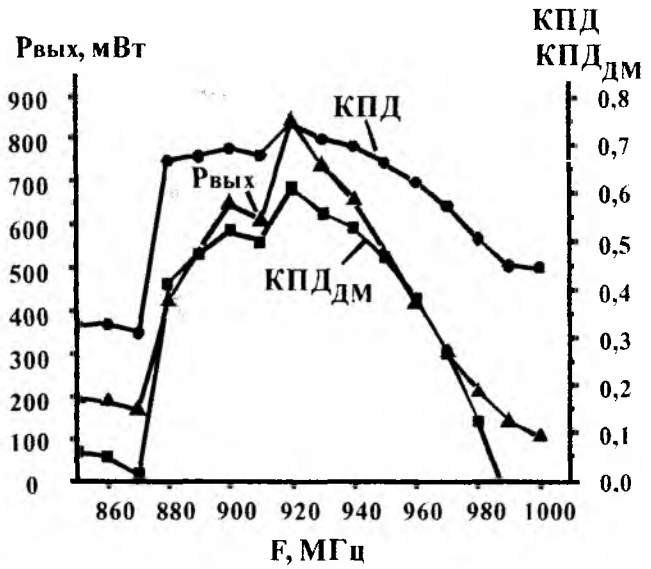
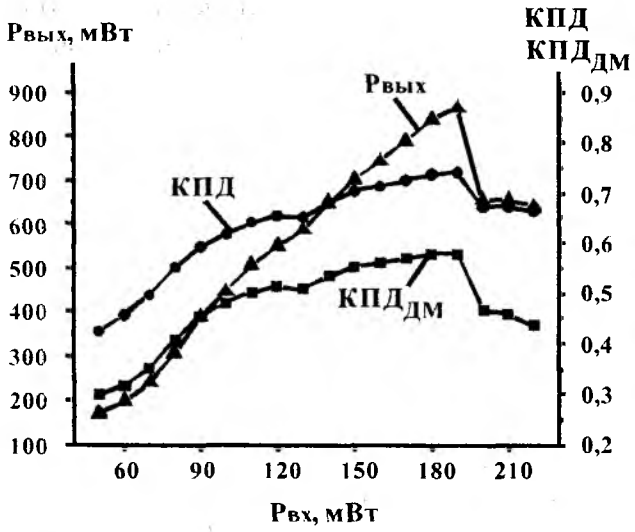
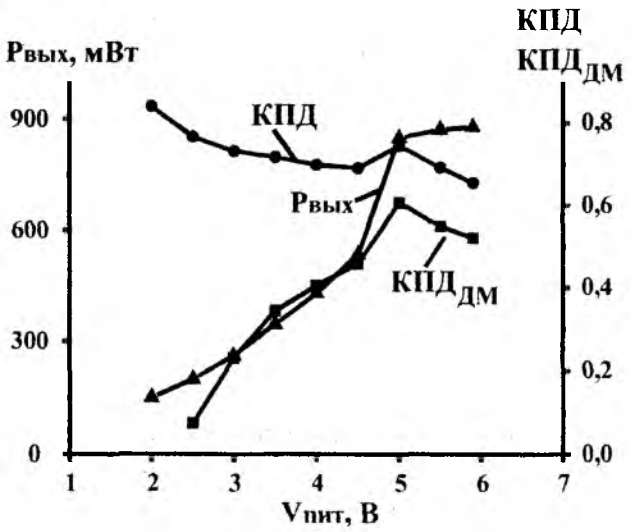


Рис. 5. Зависимость выходной мощности, КПД и КПД по добавленной мощности от частоты

Также получены зависимости от входной мощности и напряжения питания (рис. 6, *а,б*). Максимум по КПД и выходной мощности на основной частоте достигается при входной мощности 190 *мВт* и напряжении питания 5 *В*.



а



б

Рис. 6. Зависимость выходной мощности, КПД и КПД по добавленной мощности от входной мощности – *а* и от напряжения питания – *б*

Режим работы усилителя класса Е был рассмотрен также при различных режимах питания транзисторов усилителя, проведено моделирование с поочередным запиранием то одного, то второго транзистора, и экспериментально проверена работа усилителя при одном работающем транзисторе, для чего использовался сгоревший транзистор. Полученные зависимости КПД, выходной мощности и КПД по добавленной мощности от входной мощности изображены на рис. 7.

После экспериментальных исследований усилителя с шунтирующими конденсаторами вс входной и выходной цепях были получены выходная мощность в два раза меньше, стоковый КПД примерно такой же, как и для схемы со шлейфами. Хотя в теории результат получается лучше, но в эксперименте емкости создают резонансный контур, который невозможно предугадать. Поэтому предпочтительнее использовать вместо конденсаторов разомкнутые шлейфы.

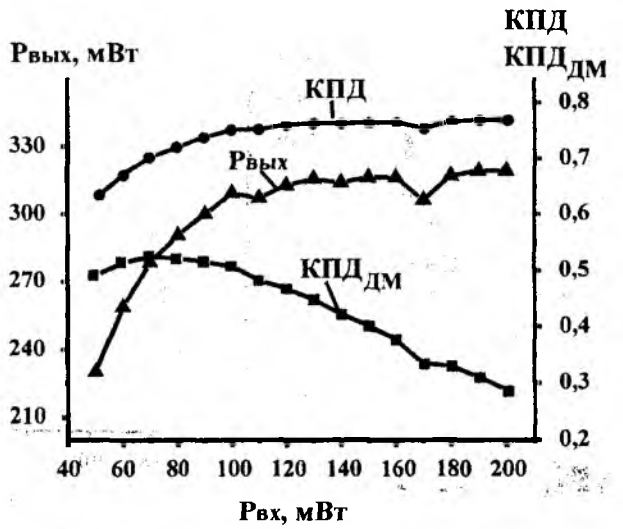


Рис. 7. Экспериментальные характеристики усилителя при одном работающем транзисторе

Усилитель с одним работающим транзистором сохраняет работоспособность, но проигрывает в выходной мощности, так как в такой конфигурации изменились фазовые соотношения и, соответственно, изменились формы сигналов.

Заключение

В результате экспериментального исследования усилителя на двух ПТШ, построенного по расширенной резонансной методике, получены 74 % стоковый КПД и 60 % КПД по добавленной мощности, выходная мощность 845 *мВт*, что вдвое больше чем в аналогичном усилителе класса Е [9] на одном транзисторе.

Следовательно, экспериментально подтвержден высокий КПД в усилителе с суммированием мощности, соответствующий КПД одиночного каскада.

Список литературы: 1. *Фуско В.* СВЧ цепи. Анализ и автоматизированное проектирование: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1990. 288 с. 2. *Каганов В.И.* Транзисторные радиопередатчики. М.: Энергия, 1976. 448 с. 3. *Конструирование* и расчет полосковых устройств / Под ред. И.С. Ковалева. М.: Сов. радио, 1974. 296 с. 4. *Гармаш С.В., Кищинский А.А.* Сравнительный анализ схем суммирования мощности СВЧ усилителей с октавной полосой частот // Материалы 7-й Крымской конференции "СВЧ техника и телекоммуникационные технологии", 1997. С. 17–23. 5. *A.L. Martin, A. Mortazawi.* A class-E power amplifier based on an extended resonance technique // IEEE Microwave Theory Tech. January 2000 V. 48, No. 1. P. 93–97. 6. *A.L. Martin, A. Mortazawi.* A new lumped-elements power-combining amplifier based on an extended resonance technique // IEEE Microwave Theory Tech. September 2000. V. 48, No. 9, P. 1505–1515. 7. *Marcovic M., Kain A., Popovic Z.* Nonlinear modeling of Class-E microwave power amplifiers // Int. Journal RF and Microwave CAE. 1999. V. 9, P. 93–103. 8. *Крыжановский В.Г.* Транзисторные усилители с высоким КПД. Донецк: Апекс, 2004. 448 с. 9. *Крыжановский В.Г., Принцовский В.А.* СВЧ усилитель класса *Е* в микрополосковом исполнении // Изв. ВУЗов "Радиоэлектроника", 2005. Т.48, № 1. С. 3–14. 10. *Крыжановский В.Г., Рудякова А.Н., Чернов Д.В.* Методика расчета и исследование усилителя класса Е // Технология и конструирование в электронной аппаратуре, 2001. № 4–5. С. 11–15.

Донецкий национальный университет

Поступила в редколлегию 15.01.2010

УДК 621.396.96

И.В. БАРЫШЕВ, д-р техн. наук, М.Л. УСС, канд. техн. наук, РАДВАН М. ДЖАВАД

СОКРАЩЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПОИСКА ИНТЕНСИВНО МАНЕВРИРУЮЩЕГО ОБЪЕКТА ПО ДОППЛЕРОВСКОЙ ЧАСТОТЕ И ЕЕ ПРОИЗВОДНЫМ ВЫСШЕГО ПОРЯДКА ПУТЕМ ДРОБЛЕНИЯ ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА

Появление сверхманевренных летательных аппаратов (ЛА) накладывает повышенные требования на современные радиолокационные устройства. В частности, необходимо расширять размерность измеряемого вектора параметров объекта (измерять требуется первую, вторую и более высокие производные доплеровской частоты) и повышать точность измерений [1]. Последнего можно добиться путем увеличения длины зондирующих сигналов (до десятых долей секунды), а также путем перехода к оптимальным алгоритмам оценивания.

На современных самолетах основными типами измерительных систем, решающих задачу обнаружения и сопровождения целей, являются импульсно-доплеровские РЛС (ИДРЛС) [2]. Зондирующими сигналами в ИДРЛС являются когерентные пачки импульсов, позволяющие одновременно измерять как дальность до цели, так и ее радиальную скорость.

При работе со сверхманевренными ЛА традиционно используемые в ИДРЛС фильтровые схемы измерения доплеровского сдвига частот неэффективны из-за появления заметной дополнительной частотной модуляции отраженных сигналов большой длительности [3]. Использование математического аппарата теории оптимального оценивания также наталкивается на трудности, связанные с многоэкстремальностью используемых целевых функций, например функции правдоподобия (ФП). Время поиска главного экстремума ФП методом полного перебора оказывается зависящим по степенному закону от длины сигнала, причем показатель степени быстро растет с увеличением количества оцениваемых параметров. Эта проблема встает особенно остро на начальных этапах работы РЛС: этапах обнаружения объектов и завязки траекторий.

В связи с этим актуальна задача разработки быстрых квазиоптимальных алгоритмов глобального оценивания доплеровской частоты и ее производных высшего порядка по импульсным сигналам большой длительности. Существующие алгоритмы глобального поиска, такие как метод ветвей и границ [4], полихотомического (дихотомического) деления [5], методы интервальной оптимизации [6], генетические алгоритмы [7], метод имитации отжига не позволяют радикально сократить время поиска, или не гарантируют нахождение главного экстремума.

Перспективным можно считать подход, согласно которому сначала проводится некогерентная обработка принятой последовательности импульсов (каждый импульс в последовательности обрабатывается независимо от остальных), а затем полученные результаты объединяются, с целью получения более точной оценки [8].

В обобщенном виде этот подход состоит в дроблении отраженного сигнала на фрагменты (в качестве фрагмента может выступать как одиночный импульс, так и последовательность импульсов) раздельной обработки каждого фрагмента и последующего объединения полученных частных оценок. Переходом к обработке коротких фрагментов отраженного сигнала удается существенно сократить время глобального оценивания как за счет сокращения длительности сигнала, так и за счет упрощения модели движения цели (на коротких интервалах наблюдения нет необходимости учитывать высшие производные доплеровской частоты). Однако с сокращением времени накопления снижается отношение сигнал/шум и повышается вероятность аномальных измерений для отдельных фрагментов отраженного сигнала.

Допустимо большое число вариантов дробления (разбиения) отраженного сигнала, отличающихся друг от друга длиной одного фрагмента разбиения. Каждый из этих вариантов характеризуется своим временем оценивания параметров сигнала и вероятностью аномальных измерений в отдельных фрагментах. Цель данной работы состоит в количественном анализе вариантов дробления отраженного сигнала и выбора из них оптимального по крите-

рию минимального времени глобального поиска при заданных ограничениях на вероятность аномальных измерений.

Далее перейдем к рассмотрению модели отраженного сигнала и постановке задачи оценивания его параметров.

Постановка задачи

Положим, что на интервале наблюдения объект сопровождения является точечной целью, амплитуда и фаза комплексного коэффициента отражения не меняются. В поле зрения РЛС находится только один объект. Он облучается импульсно-доплеровской РЛС сигналом вида

$$s_{зонд}(t) = A_{зонд} \cdot U(t) \cdot \cos\left(\varphi_{зонд} + 2\pi \cdot f_{зонд} \cdot t\right), \quad (1)$$

где $A_{зонд}$ - амплитуда зондирующего сигнала, $U(t)$ - огибающая зондирующего сигнала, $\varphi_{зонд}$ и $f_{зонд}$ - начальная фаза и частота зондирующего сигнала. Для когерентной пачки импульсов:

$$U(t) = U_{пачки}(t) = \begin{cases} 1, \ t \in [l \cdot T_{имп}, l \cdot T_{имп} + t_{имп}), \ l = 0...n_{пачки} - 1, \\ 0, \ t \in [l \cdot T_{имп} + t_{имп}, (l+1) \cdot T_{имп}), \ l = 0...n_{пачки} - 1, \end{cases} \quad (0.2)$$

где $t_{имп}$ - длина одного импульса, $T_{имп}$ - период повторения импульсов, $n_{пачки}$ - число импульсов в пачке, $T = n_{пачки} \cdot T_{имп}$ - длительность пачки.

ИДРЛС принимает отраженный сигнал с задержкой $t_з$. Пусть отношение сигнал/шум μ таково, что возможно оценить время задержки $t_з$ путем некогерентного накопления импульсов пачки. Поэтому далее положим задержку $t_з$ известной. Перенося начало отсчета времени в момент $t_з$ отраженный сигнал представим в виде

$$s(t) = A \cdot U(t) \cdot \cos\left(2\pi \sum_{i=0}^{n} \frac{1}{(i+1)!} f_i \cdot t^{i+1} + \varphi_0\right), \ 0 \le t \le T, \quad (3)$$

где A - амплитуда отраженного сигнала, f_i, $i = 0...n$, - мгновенная доплеровская частота и ее первые n производных на момент $t_з$, φ_0 - фаза отраженного сигнала на момент $t_з$. Для однозначного измерения как положительных, так и отрицательных доплеровских сдвигов частот, сигнал $s(t)$ в приемнике переводится на частоту подставки $f_{по} > |f_{д.min}|$, где $f_{д.min}$ - минимально возможное отрицательное значение доплеровской частоты.

Объединим подлежащие измерению параметры в $(n+2)\times 1$ вектор $\boldsymbol{\theta} = (\varphi_0, f_0, ..., f_n)^T$. Введем вспомогательную вектор-строку $\mathbf{k}(t) = \left(1, 2\pi t, 2\pi t^2/2!, ..., 2\pi t^{n+1}/(n+1)!\right)$. Это позволяет входной сигнал измерительной системы представить в матричном виде

$$s(t, \boldsymbol{\theta}, A) = A \cdot U(t) \cdot \cos\left(\mathbf{k}(t) \cdot \boldsymbol{\theta}\right), \quad (4)$$

где $\varphi(t) = \mathbf{k}(t) \cdot \boldsymbol{\theta}$ - мгновенная фаза отраженного сигнала.

Отраженный сигнал наблюдается на фоне нормально распределенной некоррелированной помехи с нулевым математическим ожиданием и дисперсией σ_η^2 на дискретном интервале времени $\Delta\mathbf{t} = \{\Delta t_l = \Delta t \cdot l \mid l = 0..N_д\}$, где Δt - шаг дискретизации, $N_д = T/\Delta t + 1$ - число отсчетов дискретизованного отраженного сигнала. Уравнение наблюдения имеет вид

$$\mathbf{s}(\boldsymbol{\theta}, A) = \{s(t, \boldsymbol{\theta}, A) \mid t \in \Delta\mathbf{t}\}, \ \boldsymbol{\eta} = \{\eta(t) \mid t \in \Delta\mathbf{t}\},$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{s}(\boldsymbol{\theta}, A) + \boldsymbol{\eta} = \{u(t) = s(t, \boldsymbol{\theta}, A) + \eta(t) \mid t \in \Delta\mathbf{t}\},$$

где $\eta(t) \to N(0, \sigma_\eta^2)$, $\langle \eta(t_1) \cdot \eta(t_2) \rangle = \sigma_\eta^2 \cdot \delta(t_1, t_2)$. Вектор $\mathbf{u}$ будем называть отраженным сигналом или опорной выборкой.

рию минимального времени глобального поиска при заданных ограничениях на вероятность аномальных измерений.

Далее перейдем к рассмотрению модели отраженного сигнала и постановке задачи оценивания его параметров.

Постановка задачи

Положим, что на интервале наблюдения объект сопровождения является точечной целью, амплитуда и фаза комплексного коэффициента отражения не меняются. В поле зрения РЛС находится только один объект. Он облучается импульсно-доплеровской РЛС сигналом вида

$$s_{зонд}(t) = A_{зонд} \cdot U(t) \cdot \cos\left(\varphi_{зонд} + 2\pi \cdot f_{зонд} \cdot t\right), \quad (1)$$

где $A_{зонд}$ - амплитуда зондирующего сигнала, $U(t)$ - огибающая зондирующего сигнала, $\varphi_{зонд}$ и $f_{зонд}$ - начальная фаза и частота зондирующего сигнала. Для когерентной пачки импульсов:

$$U(t) = U_{пачки}(t) = \begin{cases} 1, \ t \in [l \cdot T_{имп}, l \cdot T_{имп} + t_{имп}), \ l = 0...n_{пачки} - 1, \\ 0, \ t \in [l \cdot T_{имп} + t_{имп}, (l+1) \cdot T_{имп}), \ l = 0...n_{пачки} - 1, \end{cases} \quad (0.2)$$

где $t_{имп}$ - длина одного импульса, $T_{имп}$ - период повторения импульсов, $n_{пачки}$ - число импульсов в пачке, $T = n_{пачки} \cdot T_{имп}$ - длительность пачки.

ИДРЛС принимает отраженный сигнал с задержкой $t_з$. Пусть отношение сигнал/шум μ таково, что возможно оценить время задержки $t_з$ путем некогерентного накопления импульсов пачки. Поэтому далее положим задержку $t_з$ известной. Перенося начало отсчета времени в момент $t_с$ отраженный сигнал представим в виде

$$s(t) = A \cdot U(t) \cdot \cos\left(2\pi \sum_{i=0}^{n} \frac{1}{(i+1)!} f_i \cdot t^{i+1} + \varphi_0\right), \ 0 \le t \le T, \quad (3)$$

где A - амплитуда отраженного сигнала, f_i, $i = 0...n$, - мгновенная доплеровская частота и ее первые n производных на момент $t_з$, φ_0 - фаза отраженного сигнала на момент $t_з$. Для однозначного измерения как положительных, так и отрицательных доплеровских сдвигов частот, сигнал $s(t)$ в приемнике переводится на частоту подставки $f_{пд} > |f_{д.min}|$, где $f_{д.min}$ - минимально возможное отрицательное значение доплеровской частоты.

Объединим подлежащие измерению параметры в $(n+2)\times 1$ вектор $\boldsymbol{\theta} = (\varphi_0, f_0, ..., f_n)^T$. Введем вспомогательную вектор-строку $\mathbf{k}(t) = \left(1, 2\pi t, 2\pi t^2/2!, ..., 2\pi t^{n+1}/(n+1)!\right)$. Это позволяет входной сигнал измерительной системы представить в матричном виде

$$s(t, \boldsymbol{\theta}, A) = A \cdot U(t) \cdot \cos\left(\mathbf{k}(t) \cdot \boldsymbol{\theta}\right), \quad (4)$$

где $\varphi(t) = \mathbf{k}(t) \cdot \boldsymbol{\theta}$ - мгновенная фаза отраженного сигнала.

Отраженный сигнал наблюдается на фоне нормально распределенной некоррелированной помехи с нулевым математическим ожиданием и дисперсией σ_η^2 на дискретном интервале времени $\Delta\mathbf{t} = \{\Delta t_l = \Delta t \cdot l \,|\, l = 0..N_д\}$, где Δt - шаг дискретизации, $N_д = T/\Delta t + 1$ - число отсчетов дискретизованного отраженного сигнала. Уравнение наблюдения имеет вид

$$\mathbf{s}(\boldsymbol{\theta}, A) = \{s(t, \boldsymbol{\theta}, A) \,|\, t \in \Delta\mathbf{t}\}, \ \boldsymbol{\eta} = \{\eta(t) \,|\, t \in \Delta\mathbf{t}\},$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{s}(\boldsymbol{\theta}, A) + \boldsymbol{\eta} = \{u(t) = s(t, \boldsymbol{\theta}, A) + \eta(t) \,|\, t \in \Delta\mathbf{t}\},$$

где $\eta(t) \to N(0, \sigma_\eta^2)$, $\langle \eta(t_1) \cdot \eta(t_2) \rangle = \sigma_\eta^2 \cdot \delta(t_1, t_2)$. Вектор $\mathbf{u}$ будем называть отраженным сигналом или опорной выборкой.

Параметры движения объекта и амплитуду отраженного сигнала на интервале измерения положим постоянными. РЛС использует оценки вектора параметров на нескольких интервалах измерения и на основе модели движения сопровождаемого объекта формирует прогноз (экстраполирует траекторию движения объекта), используемый далее измерителем в качестве начального условия. В зависимости от параметров движения объекта сопровождения, адекватности модели его движения и качества системы сопровождения будет меняться и качество прогноза, а значит и условия работы измерителя. В случае, когда РЛС сама расположена на движущемся носителе, прогноз должен учитывать и собственное движение носителя.

Далее будем считать, что прогноз вектора $\boldsymbol{\theta}$ представляет собой нормально распределенный случайный вектор $\boldsymbol{\theta}_{пр}$ с корреляционной матрицей $\mathbf{R}_{пр}$, математическое ожидание которого совпадает с истинным вектором параметров. Дополнительно заданы ограничения на диапазон изменения измеряемых параметров, обусловленные конструктивными особенностями сопровождаемого объекта. Допустимый диапазон изменения параметров отраженного сигнала зададим двумя векторами $\boldsymbol{\theta}_{min}$ и $\boldsymbol{\theta}_{max}$, элементы которых равны минимально и максимально возможным значениям соответствующих элементов вектора параметров $\boldsymbol{\theta}$.

Далее перейдем к анализу быстродействия алгоритма оценивания вектора параметров $\boldsymbol{\theta}$ при различных вариантах разбиения опорной выборки на фрагменты.

Анализ вариантов разбиения отраженного сигнала на фрагменты и выбор наилучшего разбиения

С точностью до константы, не зависящей от вектора параметров, логарифмическая ФП вектора $\mathbf{u}$ имеет вид

$$C(A,\boldsymbol{\theta}) = \ln L(\mathbf{u};\boldsymbol{\theta},A) = -\frac{1}{2\sigma_{\eta}^2}\left(\mathbf{u}-\mathbf{s}(A,\boldsymbol{\theta})\right)^T\cdot\left(\mathbf{u}-\mathbf{s}(A,\boldsymbol{\theta})\right). \qquad (5)$$

Для того чтобы подчеркнуть зависимость ФП от времени наблюдения, будем использовать запись $C(A,\boldsymbol{\theta},T)$. Задача оценивания состоит в поиске такого вектора параметров $\hat{\boldsymbol{\theta}}$, который обеспечивает максимум целевой функции $C(A,\boldsymbol{\theta},T)$.

Функция $C(A,\boldsymbol{\theta},T)$ по доплеровской частоте и ее производным является многоэкстремальной. В квадратичном приближении форма главного экстремума $C(A,\boldsymbol{\theta},T)$ описывается матрицей Фишера $\boldsymbol{\Phi}(T)$. Для когерентной пачки импульсов диагональные элементы $\boldsymbol{\Phi}(T)$ для начальной фазы не зависит от времени наблюдения T, а по переменной f_i пропорциональны $T^{2\{i+1\}}$, $i=0...n$ (расчет этой матрицы для сокращения изложения опущен).

Полное время на поиск сигнала $T_{скан}$ по доплеровской частоте и ее производным прямо пропорционально числу просматриваемых при поиске точек пространства параметров $N_{скан}$ и полной длине сигнала T: $T_{скан}\sim T\cdot N_{скан}$. Учитывая, что шаг сканирования по каждой из переменных выбирается обратно пропорциональным корню из соответствующего диагонального элемента $\boldsymbol{\Phi}(T)$ [9], получим

$$N_{скан} = K\cdot T^k \text{ и } T_{скан}\sim T\cdot N_{скан} = K\cdot T^{k+1}, \qquad (6)$$

где K - коэффициент пропорциональности, $k = k(n) = \sum_{i=0}^{n}(i+1) = 0{,}5\cdot(n+1)\cdot(n+2)$. Показатель $k(0)=1$, если оценивается только фаза и доплеровская частота, если фаза, доплеровская частота и ее производная, то $k(1)=3$, две производные - $k(2)=6$, три производные - $k(3)=10$. Зависимость (6) показывает, что прямой поиск сигнала большой длительности по высшим производным доплеровской частоты невозможен.

Структурная схема предлагаемого метода быстрого оценивания доплеровской частоты и ее производных высшего порядка приведена на рис. 1. На первом этапе работы алгоритма определяется наилучшее число фрагментов $N_{фр}$ разбиения опорной выборки, затем выполняется разбиение опорной выборки на фрагменты длиной $T_{фр} = T / N_{фр}$, оценивание параметров сигнала в каждом из фрагментов (формирование частных оценок). Далее детектируются и устраняются аномальные оценки и на последнем этапе частные оценки объединяются в более точную обобщенную оценку, которая передается системе слежения за объектом.

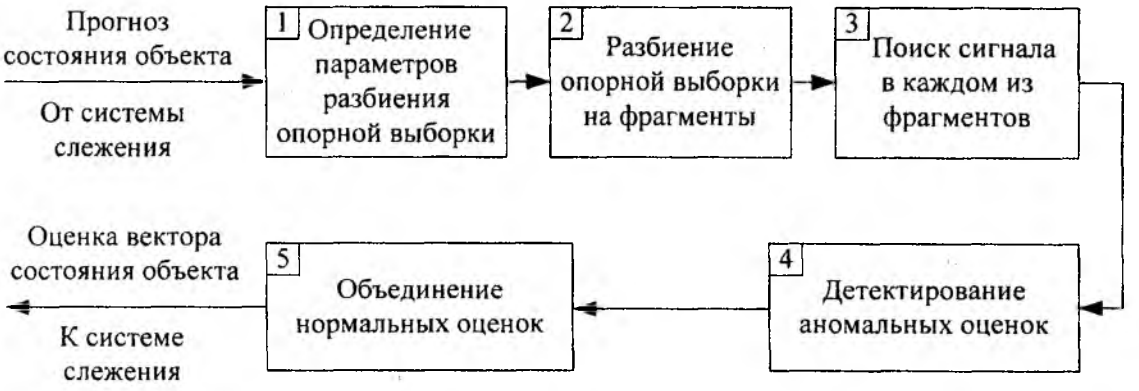


Рис. 1. Укрупненная блок-схема алгоритма оценивания доплеровской частоты и ее производных высшего порядка путем дробления опорной выборки

Для того чтобы качественно оценить выигрыш $\delta T = T_{скан} / T_{скан}\left(N_{фр}\right)$ по времени поиска, достигаемый при дроблении опорной выборки рассмотрим разбиение сигнала $\mathbf{u}$ длиной T на $N_{фр}$ неперекрывающихся фрагментов $\mathbf{u}_j$, $j = 1...N_{фр}$ одинаковой длинны $T_{фр} = T / N_{фр}$ по $n_{фр}$ импульсов в каждом ($N_{фр} \cdot n_{фр} = n_{пачки}$). При обработке j-го фрагмента начало отсчета времени переноситься в момент $t_j = T_{фр} \cdot (j-1)$. Каждый фрагмент $\mathbf{u}_j$ характеризуется собственным вектором параметров $\boldsymbol{\theta}_j$, потенциальная точность измерения которого описывается матрицей Фишера $\boldsymbol{\Phi}\left(T_{фр}\right)$. Время поиска сигнала для одного фрагмента обозначим $T_{ïîiñê\,j}$. Полное время поиска сигнала во всех фрагментах

$$T_{скан}\left(T_{фр}\right) = \sum_{j=1}^{N_{фр}} T_{скан\,j} \sim \sum_{j=1}^{N_{фр}} T_{фр} \cdot N_{скан\,j} = \frac{T}{N_{фр}} \sum_{j=1}^{N_{фр}} N_{скан\,j} = T \cdot N_{скан}\left(T_{фр}\right),$$

где $N_{скан\,j}\left(T_{фр}\right) = K_j \cdot T^{k_j}$ - число точек пространства параметров, просматриваемых при поиске сигнала в j фрагменте, $N_{скан}\left(T_{фр}\right) = \frac{1}{N_{фр}} \sum_{j=1}^{N_{фр}} N_{скан\,j}\left(T_{фр}\right)$.

Рассмотрим приближенное выражение (точное будет получено в последующих пунктах статьи) $N_{скан\,j}\left(T_{фр}\right) = K \cdot T_{фр}^{k}$. Тогда

$$N_{скан}\left(N_{фр}\right) = K\left(T_{фр}\right)^{k} = K\left(T / N_{фр}\right)^{k} = K \cdot T^{k} / N_{фр}^{k}. \qquad (7)$$

Выражение (7) позволяет определить выигрыш δT:

$$\delta T = \frac{T_{скан}}{T_{скан}\left(T_{фр}\right)} = \frac{T \cdot N_{скан}}{T \cdot N_{скан}\left(T_{фр}\right)} = \frac{N_{скан}}{N_{скан}\left(T_{фр}\right)} = \frac{K \cdot T^{k}}{K \cdot T^{k} / N_{фр}^{k}} = N_{фр}^{k}. \qquad (8)$$

Согласно (8), при оценивании только доплеровской частоты ($k = 1$) дробление выборки приводит к уменьшению времени поиска в $N_{фр}$ раз. При оценивании производных доплеров-

ской частоты δT может быть очень значительным. Например, при $N_{фр}=1000$ и оценивании двух производных доплеровской частоты ($k=6$) $\delta T=10^{18}$. Такое радикальное снижение времени полного перебора делает задачу поиска сигнала реализуемой.

Задача данной статьи состоит в определении числа фрагментов $N_{фр.опт}$ минимизирующего суммарное время поиска сигнала во всех фрагментах $T_{скан}(N_{фр})$. Согласно (8) для уменьшения времени поиска нужно увеличивать $N_{фр}$ (уменьшать $T_{фр}$). При этом нужно учитывать, что при уменьшении $T_{фр}$ снижается отношение сигнал/помеха μ и повышается вероятность появления аномальных частных оценок в каждом из фрагментов. Если вероятность аномальных измерений чрезмерно велика, то выделение нормальных оценок из последовательности нормальных и аномальных измерений, а значит, и объединение частных оценок в обобщенную, становится невозможным.

Каждый вариант дробления при фиксированном $N_{фр}$ охарактеризуем средней вероятностью аномальных измерений

$$P_{аном}\left(N_{фр}\right)=\sum_{j=1}^{N_{фр}}P_{аном.j}\left(N_{фр}\right),$$

где $P_{аном.j}\left(N_{фр}\right)$ - вероятностью аномальных измерений в j-м фрагменте. Потребуем, чтобы эта вероятность не превосходила заранее заданного порога $P_{аном_пор}$. Тогда, учитывая монотонность $T_{скан}\left(N_{фр}\right)$, задача нахождения $N_{фр.опт}$ сводится к решению уравнения

$$P_{аном}\left(N_{фр.опт}\right)=P_{аном\ пор}. \qquad (9)$$

Для расчета $N_{фр.опт}$ нужно располагать функцией $P_{аном}\left(N_{фр.опт}\right)$ заданной аналитически или алгоритмически. Рассмотрению этой функции посвящен следующий пункт данной статьи.

Расчет вероятности аномальных измерений в каждом фрагменте опорной выборки

Для приближенного расчета $P_{аном}$ в [9] предложена формула

$$P_{аном}=\frac{2\mu L\sqrt{\Psi}\exp(-\mu)}{1+2\mu L\sqrt{\Psi}\exp(-\mu)}, \qquad (10)$$

где Ψ произведение диагональных элементов матрицы Фишера, соответствующих параметрам, по которым проводится поиск, L - произведение диапазонов поиска по тем же параметрам. Однако проведенные исследования (их результат будет приведен в экспериментальной части статьи) показали, что выражение (10) недостаточно точно. Поэтому ниже предлагается более точное выражение.

Поиск главного лепестка логарифмической ФП представляет собой перебор с определенным шагом возможных значений вектора параметров и вычисление для каждого из них значения ФП. Тот вектор параметров, для которого зафиксировано максимальное значение ФП принимается за оценку истинного значения вектора параметров. Шаг поиска выберем таким образом, чтобы соседние отчеты помеховой составляющей ФП были некоррелированными. В [9] показано, что это достигается при выборе шага поиска по каждой из переменных обратно пропорциональным корню из соответствующего диагонального элемента $\mathbf{\Phi}(T)$. Количество некоррелированных отсчетов ФП в пределах области поиска при этом равно введенной выше величине $N_{скан}$.

Пренебрегая боковыми лепестками ФП (полагая игольчатую форму ФП), значения c_i ФП для векторов параметров вне главного лепестка, $i=1...N_{скан}-1$ считаем некоррелированными и распределенными по нормальному закону $N(0,2\mu)$. Значение ФП в пределах главного лепестка

$c_{гл}$ примем распределенным по закону $p(c_{гл}) = N(2\mu, 2\mu)$ [9]. Вероятность аномального измерения равна вероятности того, что $c_{\max} = \max_i(c_i)$ будет больше чем $c_{гл}$:

$$P_{аном} = P(c_{\max} > c_{гл}).$$

Закон распределения $c_{\max}$: $F_{\max}(c, N_{скан}) = F(c)^{N_{скан}-1}$, где $F(c)$ закон распределения c_i (нормальный закон). Тогда получим окончательное выражение для $P_{аном}$:

$$P_{аном} = 1 - \int_{-\infty}^{\infty} F(c_{гл})^{N_{скан}-1} \cdot p(c_{гл}) \cdot dc_{гл}. \qquad (11)$$

Вероятность $P_{аном}$ является функцией двух параметров: числа просматриваемых точек пространства параметров $N_{скан}$ и отношения сигнал/шум

$$\mu = \frac{A^2}{4\sigma_\eta^2} \frac{T}{\Delta t} \frac{t_{имп}}{T_{имп}}. \qquad (12)$$

В (12) входит неизвестная амплитуда A, вместо которой будем использовать единую для всех фрагментов оценку $\hat{A}$, полученную из уравнения для средней энергии отраженного сигнала

$$\hat{A}_{п.п.} = \frac{2\Delta t T_{имп}}{T t_{имп}} \left(\sum_{i=0}^{N_0} u_i^2 - N_0 \sigma_\eta^2 \right). \qquad (13)$$

Влияние ошибок измерения амплитуды на ошибку оценивания $P_{аном}$ будет проанализировано в экспериментальной части данной статьи.

Для вычисления $P_{аном.j}$ нужно в (12) вместо T подставить $T_{фр}$, а в (11) - $N_{скан\,j}$ вместо $N_{скан}$. Выражение (7) задает приближенную зависимость $N_{скан}$ от $T_{фр}$. Далее займемся ее уточнением.

Определение числа просматриваемых при поиске точек пространства параметров

С уменьшением длины фрагмента $T_{фр}$ происходит расширение главного лепестка частной ФП по всем переменным. Скорость роста ширины наибольшая для высших производных и наименьшая для доплеровской частоты. Поэтому при уменьшении $T_{фр}$ в расширенный главный лепесток сначала попадет начальное приближение по высшей производной f_n, затем по более низкой производной f_{n-1} и так далее. Число составляющих вектора параметров, не попадающих в пределы главного лепестка для фрагмента длиной $T_{фр} = T / N_{фр}$, по которым необходимо проводить поиск главного лепестка ФП, обозначим $n_{скан} = n_{скан}(N_{фр})$. При сканировании по доплеровской частоте $n_{скан} = 1$, доплеровской частоте и ее первой производной $n_{скан} = 2$ и т.д.

Вектор параметров $\boldsymbol{\theta}$ при переносе начала координат во времени изменяется линейно с матрицей преобразования $\mathbf{K}(t)$ [10]. Частный вектор параметров j-го фрагмента равен $\boldsymbol{\theta}_j = \mathbf{K}(t_j) \cdot \boldsymbol{\theta}$. Частный вектор прогноза вектора параметров $\boldsymbol{\theta}_j$ получим аналогично: $\boldsymbol{\theta}_{пр.j} = \mathbf{K}(t_j) \cdot \boldsymbol{\theta}_{пр}$. Его корреляционная матрица $\mathbf{R}_{пр.j} = \mathbf{K}(t_j) \cdot \mathbf{R}_{пр} \cdot \mathbf{K}^T(t_j)$. Так как $n_{скан}$ зависит от точности начального приближения, то есть от матрицы $\mathbf{R}_{п.п.j}$, зависящей в свою очередь от номера фрагмента j, то $n_{скан}$ также зависит от номера фрагмента: $n_{скан}(N_{фр}) = n_{скан\,j}(N_{фр})$.

При оценивании частного вектора параметров $\boldsymbol{\theta}_j$ сначала осуществляется поиск по первым $n_{скан\,j}(N_{фр})$ переменным, а затем локальное уточнение результата поиска. Диапазон сканирования по каждой из переменных определяет матрица $\mathbf{R}_{пр.j}$ и векторы ограничений $\boldsymbol{\theta}_{min}$ и $\boldsymbol{\theta}_{max}$:

$$\mathbf{L}_{\min.j} = \max\left[\boldsymbol{\theta}_{\min}, \hat{\boldsymbol{\theta}}_{пр.j} - 3\cdot\sqrt{diag\left(\mathbf{R}_{пр.j}\right)}\right], \tag{14}$$

$$\mathbf{L}_{\max.j} = \min\left[\boldsymbol{\theta}_{\max}, \hat{\boldsymbol{\theta}}_{пр.j} + 3\cdot\sqrt{diag\left(\mathbf{R}_{пр.j}\right)}\right], \tag{15}$$

где $\mathbf{L}_{\min.j}$ и $\mathbf{L}_{\max.j}$ - нижняя и верхняя границы диапазона сканирования, $diag(\cdot)$ - главная диагональ матрицы (корень в (14) и (15) вычисляется поэлементно). Тогда искомое число просматриваемых точек пространства параметров (напомним, что шаг сканирования по каждой переменной выбирается обратно пропорционально корню квадратному из соответствующих диагональных элементов матрицы Фишера $\boldsymbol{\Phi}(T_{фр})$) при поиске сигнала в j-м фрагменте

$$N_{скан.j}(T_{фр}) = \prod_{i=1}^{n_{скан.j}} \left(\mathbf{L}_{\max.j}(i) - \mathbf{L}_{\min.j}(i)\right)\cdot\sqrt{\Phi_{i,i}(T_{фр})}. \tag{16}$$

Для определения $n_{скан.j}$ решим частную задачу, а именно проверим, попадает ли вектор $\boldsymbol{\theta}_{пр}$ с корреляционной матрицей $\mathbf{R}_{пр}$ в пределы главного лепестка логарифмической ФП $\ln L(\mathbf{u}(T)/\boldsymbol{\theta})$ сигнала длиной T. Воспользуемся следующим представлением [9] $\ln L(\mathbf{u}(T)/\boldsymbol{\theta})$ в окрестности максимума

$$\ln L(\mathbf{u}(T)/\boldsymbol{\theta}) \approx \ln L(\mathbf{u}(T)/\boldsymbol{\theta}_{\max}) - 0.5(\boldsymbol{\theta}-\boldsymbol{\theta}_{\max})^T\cdot\boldsymbol{\Phi}(T)\cdot(\boldsymbol{\theta}-\boldsymbol{\theta}_{\max}), \tag{17}$$

где $\boldsymbol{\theta}_{\max}$ - аргумент главного максимума функции $\ln L(\mathbf{u}(T)/\boldsymbol{\theta})$. Степень уменьшения $\ln L(\mathbf{u}(T)/\boldsymbol{\theta})$ при отклонении $\boldsymbol{\theta}$ от $\boldsymbol{\theta}_{\max}$ на величину $\Delta\boldsymbol{\theta} = \boldsymbol{\theta}_{\max} - \boldsymbol{\theta}_{пр}$ будем измерять величиной квадратичной формы

$$Z = \Delta\boldsymbol{\theta}^T\cdot\boldsymbol{\Phi}(T)\cdot\Delta\boldsymbol{\theta}. \tag{18}$$

Будем считать, что при $Z < Z_0$ вектор $\boldsymbol{\theta}_{пр}$ попадает в пределы главного лепестка. Размах функции $\ln L(\mathbf{u}(T)/\boldsymbol{\theta})$ от ее максимального значения до среднего уровня боковых лепестков приближенно равен 2μ. Порог Z_0 выберем равным μ. Вводя матрицу $\mathbf{H}(T) = \boldsymbol{\Phi}(T)/(2\mu)$, условие (18) попадания в пределы главного лепестка запишем в виде

$$\Delta\boldsymbol{\theta}^T\cdot\mathbf{H}(T)\cdot\Delta\boldsymbol{\theta} < 0.5. \tag{19}$$

Вектор $\Delta\boldsymbol{\theta}$ является нормальной случайной величиной с корреляционной матрицей $\mathbf{R}_{\Delta\theta} = \mathbf{R}_{пр} + \boldsymbol{\Phi}^{-1}(T)$ (при большом отношении сигнал/помеха). В этом случае неравенство (19) должно выполняться в вероятностном смысле: начальное приближение $\boldsymbol{\theta}_{пр}$ попадает в пределы главного лепестка, если

$$P\left(\Delta\boldsymbol{\theta}^T\cdot\mathbf{H}(T)\cdot\Delta\boldsymbol{\theta} < 0.5\right) > P_{th}, \tag{20}$$

где P_{th} - некоторая пороговая вероятность. Первый и второй моменты квадратичной формы $\Delta\boldsymbol{\theta}^T\cdot\mathbf{H}\cdot\Delta\boldsymbol{\theta}$ от нормально распределенного случайного вектора $\Delta\boldsymbol{\theta}$ с корреляционной матрицей $\mathbf{R}_{\Delta\theta}$ определены в [11]. В матричной записи

$$E\left(\Delta\boldsymbol{\theta}^T\cdot\mathbf{H}\cdot\Delta\boldsymbol{\theta}\right) = tr\left(\mathbf{R}_{\Delta\theta}\cdot\mathbf{H}\right), \tag{21}$$

$$D\left(\Delta\boldsymbol{\theta}^T\cdot\mathbf{H}\cdot\Delta\boldsymbol{\theta}\right) = 2tr\left(\left[\mathbf{H}\cdot\mathbf{R}_{\Delta\theta}\right]^2\right), \tag{22}$$

где $tr(\cdot)$ - операция вычисления следа матрицы. В (22) учтена симметричность матриц $\mathbf{R}_{\Delta\theta}$ и $\mathbf{H}$. Плотность распределения формы $\Delta\boldsymbol{\theta}^T\cdot\mathbf{H}\cdot\Delta\boldsymbol{\theta}$, а также ее моменты высших порядков рассчитаны в [12]. Показано, что в частном случае $\mathbf{H} = \mathbf{R}_{\Delta\theta}^{-1}$ формы $\Delta\boldsymbol{\theta}^T\cdot\mathbf{H}\cdot\Delta\boldsymbol{\theta}$ подчиняется χ^2 распределению с $N_{\Delta\theta}$ степенями свободы, где $N_{\Delta\theta}$ - количество элементов вектора $\Delta\boldsymbol{\theta}$. В

этом частном случае $\left\langle \Delta\boldsymbol{\theta}^T \cdot \mathbf{H} \cdot \Delta\boldsymbol{\theta} \right\rangle = N_{\Delta\theta}$ и $D\left(\Delta\boldsymbol{\theta}^T \cdot \mathbf{H} \cdot \Delta\boldsymbol{\theta}\right) = 2N_{\Delta\theta}$. При больших $N_{\Delta\theta}$ χ^2-распределение стремится к нормальному. В общем случае выражение для плотности распределения $\Delta\boldsymbol{\theta}^T \cdot \mathbf{H} \cdot \Delta\boldsymbol{\theta}$ достаточно сложно. Далее мы будем использовать только первый и второй моменты этой плотности (гауссову аппроксимацию) для проверки условия (20). Полагая $P_{th} = 0.99$, (20) перепишем в виде

$$E\left(\Delta\boldsymbol{\theta}^T \cdot \mathbf{H} \cdot \Delta\boldsymbol{\theta}\right) + 3\sqrt{D\left(\Delta\boldsymbol{\theta}^T \cdot \mathbf{H} \cdot \Delta\boldsymbol{\theta}\right)} < 0.5$$

или

$$tr\left(\mathbf{R}_{\Delta\boldsymbol{\theta}} \cdot \mathbf{H}\right) + 3\sqrt{2tr\left(\left[\mathbf{H} \cdot \mathbf{R}_{\Delta\boldsymbol{\theta}}\right]^2\right)} \le 0.5. \qquad (23)$$

Рассмотрим начальное предположение, что полный вектор параметров попадает в пределы главного лепестка целевой функции $C\left(A, \boldsymbol{\theta}, T_{фр}\right)$, то есть поиск следует выполнять только по начальной фазе. В этом случае

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}\left(T_{фр}\right) = \boldsymbol{\Phi}\left(T_{фр}\right)/\left(2\mu\right) \text{ и } \mathbf{R}_{\Delta\boldsymbol{\theta}} = \boldsymbol{\Phi}^{-1}\left(T_{фр}\right) + R_{пр}.$$

Если условие (23) выполнено для полного вектора параметров, то $n_{скан}\left(T_{фр}\right) = 0$ и поиск сигнала выполнять нет необходимости (только по начальной фазе). В противном случае в число параметров, по которым выполняется поиск сигнала, включается доплеровская частота. При этом матрица $\mathbf{H}\left(T_{фр}\right)$ остается без изменений, а матрица $\mathbf{R}_{\Delta\boldsymbol{\theta}}$ принимает вид:

$$\mathbf{R}'_{\Delta\boldsymbol{\theta}} = \begin{pmatrix} \alpha\Phi_{1,1}\left(T_{фр}\right)/12 & 0 \\ 0 & \left(\boldsymbol{\Phi}'\left(T_{фр}\right)\right)^{-1} + \mathbf{R}'_{пр} \end{pmatrix},$$

где $\alpha\Phi_{1,1}\left(T_{фр}\right)/12$ - дисперсия ошибки измерение доплеровской часты при поиске с шагом $\alpha\sqrt{\Phi_{1,1}\left(T_{фр}\right)}$, $\boldsymbol{\Phi}'\left(T_{фр}\right)$ и $\mathbf{R}'_{пр}$ - матрицы получаемые путем отбрасывания первой строки и столбца матриц $\boldsymbol{\Phi}\left(T_{фр}\right)$ и $R_{пр}$ соответственно, $0 < \alpha \le 1$ - коэффициент, определяющий точность поиска главного лепестка ФП. При выполнении экспериментов было задано $\alpha = 0.25$.

Подставляя $\mathbf{R}'_{\Delta\boldsymbol{\theta}}$ в (23), проверяем, попадает ли вектор параметров в пределы главного лепестка целевой функции после поиска по доплеровской частоте. Если условие (23) выполнено, то $n_{скан}\left(T_{фр}\right) = 1$, если нет, то поиск следует выполнять уже по доплеровской частоте и ее первой производной. При этом условие (23) проверяется уже для матрицы

$$\mathbf{R}'_{\Delta\boldsymbol{\theta}} = \begin{pmatrix} \alpha\Phi_{1,1}\left(T_{фр}\right)/12 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha\Phi_{2,2}\left(T_{фр}\right)/12 & 0 \\ 0 & 0 & \left(\boldsymbol{\Phi}''\left(T_{фр}\right)\right)^{-1} + \mathbf{R}''_{пр} \end{pmatrix},$$

где $\alpha\Phi_{2,2}\left(T_{фр}\right)/12$ - дисперсия ошибки измерения первой производной доплеровской часты после поиска с шагом $\alpha\sqrt{\Phi_{2,2}\left(T_{фр}\right)}$, $\boldsymbol{\Phi}''\left(T_{фр}\right)$ и $\mathbf{R}''_{пр}$ - матрицы получаемые путем отбрасывания первых двух строк и столбцов матриц $\boldsymbol{\Phi}\left(T_{фр}\right)$ и $R_{пр}$ соответственно.

Продолжая описанные итерации до тех пор, пока условие (23) не будет выполнено определим искомое $n_{скан}\left(T_{фр}\right)$. Описанная процедура выполняется для каждого j-го фрагмента опорной выборки для определения значений $n_{скан_j}$. При этом для каждого фрагмента исполь-

зуется соответствующая корреляционная матрица $\mathbf{R}_{пр.j}$.

Таким образом, получены все необходимые выражения и алгоритмы для расчета зависимости $P_{аном}\left(N_{фр}\right)$ и определения $N_{фр.опт}$ из уравнения (9), решение которого может быть определено численными методами.

Оптимальный выбор параметра дробления сигнала $N_{фр.опт}$ для различных параметров зондирующего сигнала, уровня помехи и точности априорных данных позволяет обоснованно воспользоваться алгоритмом [10] оценивания доплеровской частоты и ее производных высших порядков, также основанном на дроблении опорной выборки и реализующем блоки 2-5 структурной схемы на рис. 1. Далее перейдем к исследованию работы предложенного алгоритма на модельных данных.

Экспериментальная часть

Рассмотрим гипотетическую неподвижную ИДРЛС со следующими параметрами:

$T_{имп} = 10 мкс$, $t_{имп} = 1 мкс$, $n_{пачки} = 20000$, $T_{пачки} = T = 0{,}2 с$, $f_{зонд} = 10 Гц$, $\Delta t = 10^{-6} с$.

В рассматриваемом примере оцениванию подлежит доплеровская частота и ее первые 2 производные, то есть $n = 2$.

Рассмотрим ситуацию, когда радиальная скорость ЛА на интервале наблюдения $T = 0{,}2 с$ меняется нелинейным образом: на интервале $[0с; 0{,}1с]$ радиальная скорость меняется от 0 до 350 *м/с*; на интервале $[0{,}1с; 0{,}2с]$ скорость меняется от 350 до 450 *м/с*. Пересчитывая мгновенную радиальную скорость в доплеровскую частоту, аппроксимируя на интервале наблюдения полиномом второго порядка и вводя частоту подставки $f_{пд} = 10 \cdot 10^3 Гц$, получим, что $f_0 = 10 \cdot 10^3 Гц$, $f_1 \approx 200 \cdot 10^3 Гц^2$, $f_2 \approx -400 \cdot 10^3 Гц^3$. Пусть эти параметры известны до начала измерений с ошибками, задаваемыми следующими диагональными элементами матрицы $\mathbf{R}_{экстр}$:

$$\sqrt{diag\left(\mathbf{R}_{экстр}\right)} = \left(3 \cdot 10^3 Гц, 100 \cdot 10^3 Гц^2, 200 \cdot 10^3 Гц^3\right).$$

Амплитуду отраженного сигнала на приемной стороне условно примем равной единице $\tilde{A} = 1$, а дисперсию помехи $\sigma_\eta^2 = 9$.

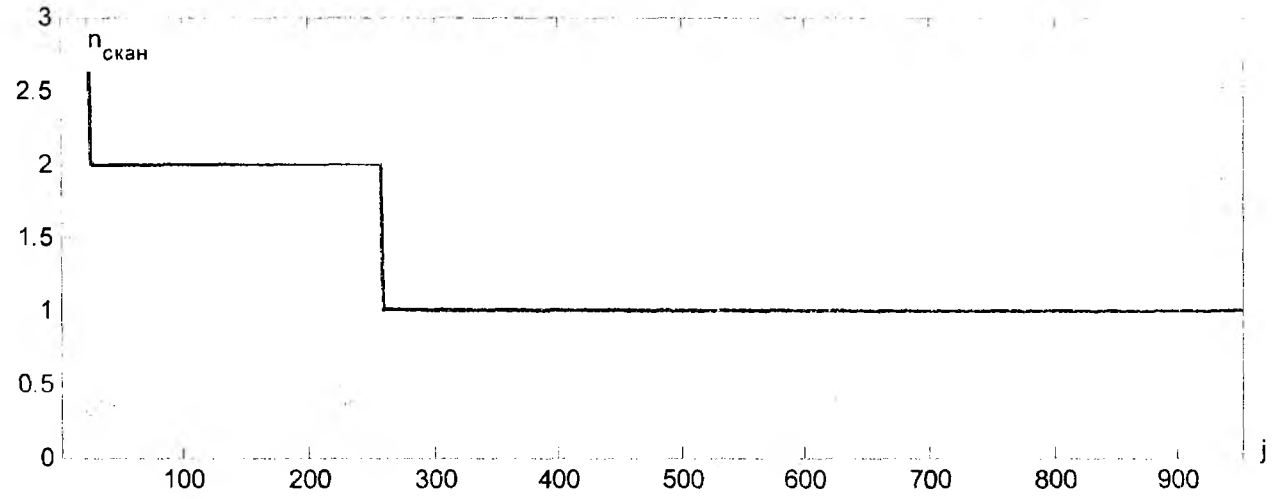


Рис. 2. Зависимость $n_{скан}\left(N_{фр}\right)$

На первом этапе оценивается амплитуда сигнала по выражению (13): $\hat{A}_{п.п.} = 0{,}9157$. Будем рассматривать всевозможные разбиения при $N_{фр} = 1...1000$. Зависимость числа параметров, по которым необходимо осуществлять поиск $n_{скан}\left(N_{фр}\right)$ от числа фрагментов $N_{фр}$ (рис.

2) показывает, что при $N_{фр} < 24$ сканировать необходимо по всем трем оцениваемым переменным, при $24 \le N_{фр} < 260$ по двум переменным, и при $N_{фр} \ge 260$ только по одной – по доплеровской частоте.

Зависимость $N_{скан}\left(N_{фр}\right)$ показана на рис. 3. При росте $N_{фр}$ от 1 до 1000 $N_{скан}\left(N_{фр}\right)$ падает примерно на 14 порядков. Это цифра согласуется с полученными ранее оценками и позволяет судить о вычислительном выигрыше, достигаемом при дроблении опорной выборки.

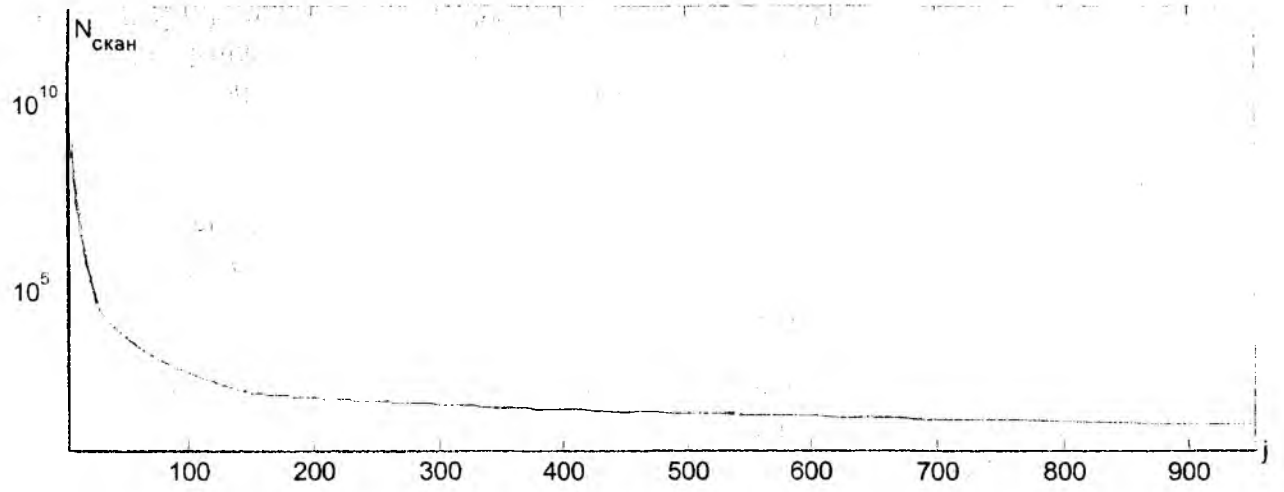


Рис. 3. Зависимость $N_{скан}\left(N_{фр}\right)$

Результаты расчета $P_{аном}$ приведены на рис. 4. Выполнено три варианта расчета $P_{аном}$: 1) и 2) зависимости $P_{аном}\left(A\right)$ и $P_{аном}\left(\hat{A}_{н.п.}\right)$, рассчитанные предложенным способом по формуле (11) для истинного и оценочного значений амплитуды сигнала и 3) $P_{аном}$, рассчитанная по формуле (10). Анализ данных на графике позволяет заключить, что результаты расчетов, выполненных по выражениям (10) и (11) значительно отличаются друг от друга.

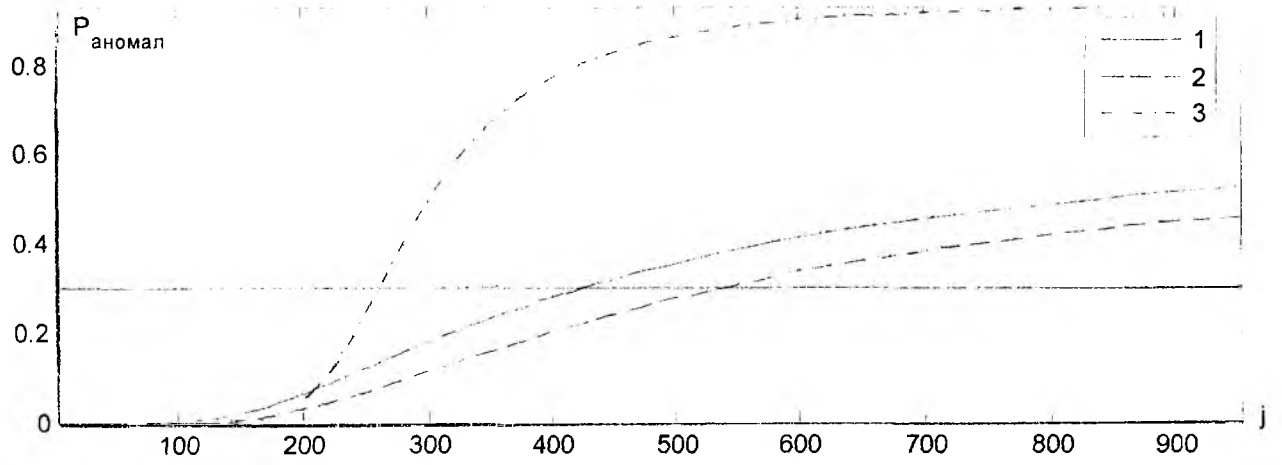


Рис. 4. Зависимости $P_{аном}\left(N_{фр}\right)$

Влияние неизвестной амплитуды сигнала приводит к ошибкам $\left|P_{аном}\left(A\right) - P_{аном}\left(\hat{A}_{н.п.}\right)\right|$ расчета $P_{аном}$ по выражению (11) не превышающих 0,1. Тестирование алгоритма детектирования аномальных измерений, предложенного в [10], показывает, что он успешно функционирует при $P_{аном}$ достигающей 0,3 - 0,5. Тогда пороговую вероятность аномальных измерений $P_{аном\ пор}$ зададим равной $P_{аном\ пор} = 0{,}3$. Этому порогу соответствует вертикальная черта на рис. 4.

Построенные зависимости позволяют определить параметры разбиения опорной выборки: $N_{фр.опт} = 416$, $n_{фр.опт} = 48$, $P_{аном}\left(\hat{A}_{изл}, N_{фр.опт}\right) = 0{,}30$, $P_{аном}\left(A, N_{фр.опт}\right) = 0{,}216$. Число сканируемых параметров для всех фрагментов одинаковое $n_{скан} = 1$, то есть сканирование осуществляется только по начальной фазе и доплеровской частоте.

Алгоритм оценивания частных векторов параметров для каждого фрагмента и последующего их объединения с учетом аномальных измерений в обобщенную оценку описан в работе [10]. Далее на рис.5 приводим только результаты работы этого алгоритма для заданных параметров ИДРЛС, отраженного сигнала и параметров разбиения опорной выборки.

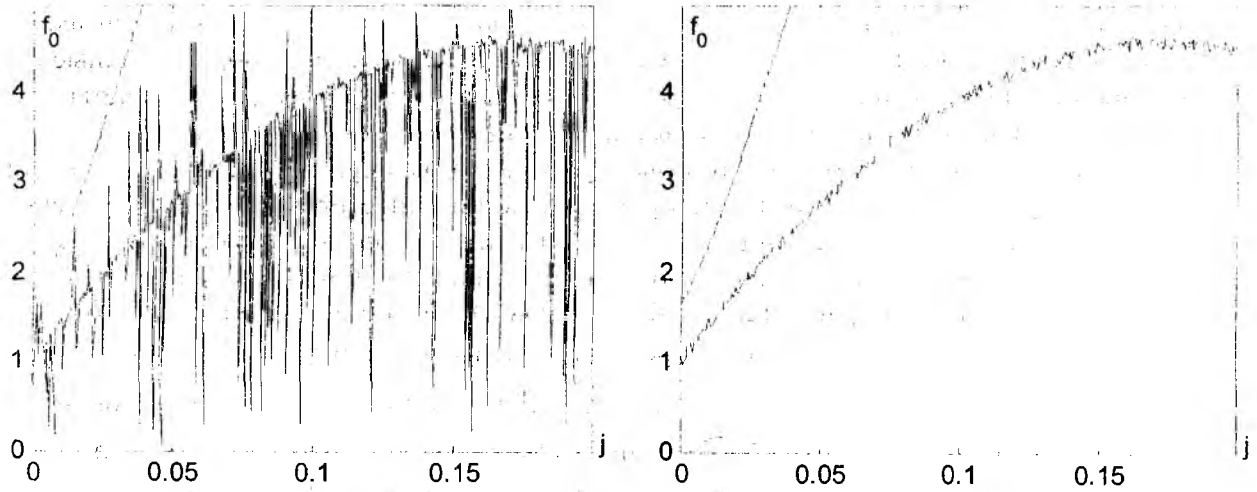


Рис. 5. Результат детектирования аномальных измерений: *а* - исходные оценки; *б* - оценки после исключения обнаруженных аномальных измерений

Экспериментальная оценка $P_{аном}$ по результатам детектирования аномальных измерений составила $\hat{P}_{аном} = 0{,}327$. Расхождение между теоретической $P_{аном}\left(A, N_{фр.опт}\right)$ и экспериментальной $\hat{P}_{аном}$ вероятностями составило 0,11, что говорит о высокой точности выражения (11) и его предпочтительности по сравнению с (10).

В результате объединения частных векторов параметров получены следующие оценки:

$$\hat{f}_0 = 9993{,}18,\ \hat{f}_1 = 207698{,}17,\ \hat{f}_2 = -401246{,}08.$$

со среднеквадратическим отклонением

$$\sigma_{\hat{f}_0} = 66{,}57,\ \sigma_{\hat{f}_1} = 780{,}89,\ \sigma_{\hat{f}_2} = 2539{,}21.$$

Сравним достигнутую точность оценивания с потенциально возможной:

$$\sigma_{\hat{f}_0} / \sigma_{\hat{f}_0 n} = 161{,}02,\ \sigma_{\hat{f}_1} / \sigma_{\hat{f}_1 n} = 162{,}54,\ \sigma_{\hat{f}_2} / \sigma_{\hat{f}_2 n} = 160{,}80,$$

где $\sigma_{\hat{f}_0 n}$, $\sigma_{\hat{f}_1 n}$ и $\sigma_{\hat{f}_2 n}$ - корни квадратные из соответствующих диагональных элементов $\mathbf{\Phi}^{-1}(T)$.

При необходимости получить более точную оценку, описанный в статье алгоритм может быть повторен, используя полученные оценки $\hat{f}_0$, $\hat{f}_1$, $\hat{f}_2$ вместо соответствующих элементов вектора прогноза $\boldsymbol{\theta}_{пр}$.

Выводы

В данной статье рассмотрена задача оценивания доплеровской частоты и ее производных высшего порядка по когерентной пачке импульсов большой длительности. Получил развитие подход, при котором осуществляется дробление пачки импульсов на фрагменты меньшей длины, оценивание частных векторов параметров для каждого фрагмента и последующее объединение частных оценок в одну обобщенную оценку.

В работе количественно проанализированы различные варианты дробления пачки импульсов на фрагменты, отличающиеся числом импульсов в одном фрагменте. Каждый вариант охарактеризован двумя параметрами: суммарным временем, затрачиваемым на глобальный поиск сигнала во всех фрагментах и средней по фрагментам вероятностью $P_{аном}(N_{фр})$ аномальных измерений. Наилучший вариант разбиения (или наилучшее число фрагментов разбиения) предложено выбирать по минимуму времени глобального поиска при ограничениях на величину $P_{аном}(N_{фр})$.

В статье предложено приближенное аналитическое выражение для расчета $P_{аном}(N_{фр})$, а также выражение для суммарных временных затрат на поиск сигнала во всех фрагментах. При этом учитываются параметры зондирующего сигнала и помехи, а также априорные данные и ограничения на величины оцениваемой доплеровской частоты и ее производных. Расчеты могут быть проведены для любого числа оцениваемых производных доплеровской частоты.

Достоверность проведенных расчетов была проверена экспериментально. Оцениванию подлежали доплеровская частота и две ее производные по синтезированному импульсному сигналу длительностью 0,2 *с*, состоящего из 20000 импульсов скважностью 10. Расчеты показали, что при изменении числа фрагментов от 1 (сигнал полной длительности) до 1000 время глобального поиска сокращается на 14 порядков. Вероятность аномальных измерений при этом возрастает от ≈0 до ≈0,5. Было определено оптимальное разбиение на $N_{фр.опт} = 416$ фрагментов длиной $n_{фр.опт} = 48$ импульсов в каждом. Для данных параметров разбиения по алгоритму статьи [10] было успешно выполнено оценивание вектора параметров и рассчитано экспериментальное значение вероятности $P_{аном}(N_{фр})$, которое с высокой точностью (абсолютная ошибка 0,11) совпало с теоретически предсказанной величиной.

Авторы полагают, что результаты данной статьи полезны для анализа перспективных схем измерителей в составе ИДРЛС, решающих задачу сопровождения высокоманевренных объектов, которые функционируют в условиях, отличающихся по типу зондирующего сигнала (НЧПИ, СЧПИ, ВЧПИ), точности априорных данных (этап завязки траектории или этап сопровождения объекта), по уровню помех и по динамике сопровождаемого объекта.

Список литературы: 1. *Канащенков А. И., Корчагин В. И., Меркулов В. И., Самарин О. Ф.* Сверхманевренность и бортовые радиолокационные системы // Радиотехника (журнал в журнале). 2002. №5. С. 36-43. 2. *Канащенков А. И., Меркулов В. И., Самарин О. Ф.* Облик перспективных бортовых радиолокационных систем. Возможности и ограничения. М.: ИПРЖР, 2002. 176с. 3. *Ильчук А.Р., Меркулов В. И., Самарин О. Ф., Юрчик И. А.* Влияние интенсивного маневрирования целей на показатели эффективности системы первичной обработки сигналов в бортовых РЛС //. Радиотехника. 2003. №6. С. 58-63. 4. *Gendron B., Cranic T. G.* Parallel Branch-and-Bound Algorithms: Survey and Synthesis// Operations Research. 1994. №42(6). P. 1042 -1066. 5. *Филатов А. Г.* Оптимизация последовательного и дихотомического поисковых алгоритмов методом динамического программирования // Журнал радиоэлектроники (электронный журнал). 2001. №8. (http://jre.cplire.ru/mac/aug01/index.html) 6. *Hansen E, Walster G.* Global optimization using interval analysis. M. Dekker, Inc, New York, 2004. 492p. 7. *Mitchell M.* An Introduction to Genetic Algorithms. MIT Press, 1996. 226p. 8. *Кузьменков В. Ю., Логинов В. М.* Способы и устройства совместного измерения радиальной дальности и радиального ускорения// Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, №12. С. 1465-1475. 9. *Фалькович С.Е., Хомяков Э.Н.* Статистическая теория измерительных радиосистем. М.: Радио и связь, 1981. 288 с. 10. *Барышев И. В., Усс М.Л., Джавад Р. М.* Измерение высших производных доплеровской частоты когерентной пачки импульсов, отраженной от высокоманевренного объекта // Радіоелектронні і комп'ютерні системи. 2008. № 1 (28). С. 43-55. 11. *Андерсон Т.* Статистический анализ временных рядов. М.: Мир, 1976. 755с. 12. *Камалов М.К.* Распределение квадратичных форм в выборках из нормальной совокупности. Ташкент: АН УзССР, 1958. 289с.

Национальный аэрокосмический университет
"Харьковский авиационный институт"

Поступила в редколлегию 11.12.2009

УДК 621.385

М.В. ВОЛОВЕНКО, В.М. ЗІНЬКІВСЬКИЙ, О.М. НІКІТЕНКО, канд. техн. наук

СТІЙКІСТЬ ТА ПЕРІОДИЧНИЙ РУХ НЕЛІНІЙНОЇ ДИНАМІЧНОЇ СИСТЕМИ „МАГНЕТРОННИЙ ДІОД З ДИСИПАЦІЄЮ"

У попередній роботі [1] було розглянуто поведінку динамічної системи „магнетронний діод", визначено точки рівноваги і доведено існування періодичного руху в такій системі.

Як відомо, під час роботи магнетронних систем високочастотне електричне поле автоматично призводить до сортування електронів, причому ці електрони віддають частину кінетичної енергії руху до енергії електромагнітного поля або електромагнітних коливань. Таким чином у динамічній системі „магнетронний діод" відбувається дисипація енергії.

Метою цієї статті є дослідження поведінки найпростішої динамічної системи „магнетронний діод з дисипацією".

Згідно класичній електродинаміці кожна заряджена частинка, що рухається прискорено, випромінює енергію.

Випромінювання енергії, зазвичай, відбивається на русі частинки. Припущення про те, що у магнітному полі "швидкість частинки не змінюється", є лише наближено вірним. Частинка, що рухається за круговою траєкторією, випромінює енергію у вигляді електромагнітних хвиль через те, що зміна напрямку швидкості означає, що рух є прискореним.

Сила, яка обумовлює випромінювання, має бути записана таким виразом

$$F_r = \frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3}\ddot{x},$$

де e – заряд електрона; ε_0 – діелектрична стала; с – швидкість світла у вакуумі.

Якщо заряджена частинка (електрон) здійснює під дією поля рух, який є наближено гармонічним з частотою ω, то для сили F_r маємо вираз [2]

$$F_r = -\frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3}\omega^2\dot{x}.$$

Якщо електрон рухається у порожнечі прямолінійно й рівномірно, то, як відомо, він не випромінює. Якщо ж він рухається у середовищі, то можливим є випромінювання – так зване випромінювання Вавилова – Черенкова. Випромінювання є можливим й тоді, коли заряджена частинка пролітає у порожнечі поблизу періодичної структури. У цьому випадку хвиля струму збуджує цілу низку просторових гармонік [3].

У звичайних електронних приладах (клістронах, магнетронах, лампах з біжною хвилею тощо) випромінювання та формування згустків відбувається одночасно, згустки формуються під дією власного випромінювання, в результаті чого випромінювання підсилюється й формування продовжується аж до його обмеження нелінійними ефектами.

Випромінювання відбувається й тоді, коли заряджена частинка пролітає повз яке-небудь тіло або осідає на ньому – це так зване перехідне випромінювання. Найпростіший випадок перехідного випромінювання – випромінювання за рівномірного та прямолінійного руху частинки у порожньому напівпросторі.

Спонтанне та індуційоване випромінювання – це основні поняття квантової теорії випромінювання, без яких не можна обійтися під час вивчення квантової електроніки; у класичній електроніці, що оперує з рухом електронів у вакуумі до відносно недавнього часу таке трактування фактично не застосовувалося, оскільки змістовних та нових результатів воно не надавало [3 – 5].

В системі електронів-осциляторів, що заповнюють об'єм V, кулонівське поле кожного електрону надає нам поле просторового заряду, яке у вакуумній електроніці враховується тільки тоді, коли воно явно і сильно впливає на фазування.

Суттєво, що дефазуючі поля визначаються не парними взаємодіями (тобто зіткненнями, якими у вакуумній електроніці можна знехтувати), а усередненим розподілом зарядів та струмів в об'ємі [6].

Відомо, що надвипромінювання (кооперативне або когерентне спонтанне випромінювання) відбувається через розвиток в системі дисипативної нестійкості, яка виникає для процесів з від'ємною енергією коливань за наявності втрат. Особливість полягає в тому, що дисипація існує через втрати енергії на випромінювання.

Аналогом когерентного спонтанного випромінювання в класичній електроніці є випромінювання в ансамблях класичних електронів-осциляторів різноманітної природи.

Припускається, що ефекти когерентності (кооперативні ефекти) виникають для збуджених осциляторів через їх взаємодію завдяки полю власного випромінювання. Подібні явища спостерігаються в об'ємах, лінійні розміри яких є малими у порівнянні з довжиною хвилі випромінювання, що має місце в системах зі схрещеними полями [6].

Схематичний вигляд простору взаємодії динамічної системи, яку тут розглядаємо, наведено на рис. 1.

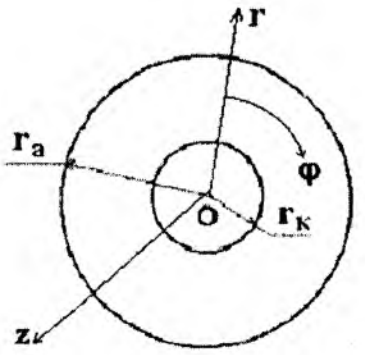


Рис. 1

При врахуванні дисипації в системах зі схрещеними полями, яку обумовлено випромінюванням електронів через їх прискорений рух, рівняння руху заряджених частинок в циліндричних координатах (r, φ, z) матимуть вигляд

$$\begin{cases} \dfrac{d^2r}{dt^2} - \left(\dfrac{d\varphi}{dt}\right)^2 r + \alpha\dfrac{dr}{dt} = \eta\dfrac{\partial U}{\partial r} - \eta r\dfrac{d\varphi}{dt}B_z \\ r\dfrac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\dfrac{dr}{dt}\dfrac{d\varphi}{dt} = \eta\dfrac{dr}{dt}B_z \end{cases}$$

з початковими умовами

$$r(0) = r_k; \quad \left.\frac{dr}{dt}\right|_{t=0} = 0;$$

$$\varphi(0) = \varphi_0; \quad \left.\frac{d\varphi}{dt}\right|_{t=0} = 0,$$

де $\alpha = \dfrac{e\eta\omega_H}{6\pi\varepsilon_0 c^3}$ – коефіцієнт дисипації; $\eta = \dfrac{e}{m}$; m – маса електрона; $U = \dfrac{U_a}{\ln s_a}\ln\dfrac{r}{r_k}$; $s_a = \dfrac{r_a}{r_k}$;

U_a – анодна напруга; B_z – магнітна індукція.

З метою узагальнення рівняння руху перейдемо до безрозмірного радіусу $s = \dfrac{r}{r_k}$, тоді рівняння руху та початкові умови матимуть вигляд

$$\begin{cases} \dfrac{d^2s}{dt^2} - \left(\dfrac{d\varphi}{dt}\right)^2 s + \alpha\dfrac{ds}{dt} = \eta\dfrac{\partial U}{\partial s} - \omega_H s\dfrac{d\varphi}{dt} \\ s\dfrac{d^2\varphi}{dt^2} + 2\dfrac{ds}{dt}\dfrac{d\varphi}{dt} = \omega_H\dfrac{ds}{dt} \end{cases},$$

$$s(0) = 1; \quad \left.\frac{ds}{dt}\right|_{t=0} = 0;$$

$$\varphi(0) = \varphi_0; \quad \left.\frac{d\varphi}{dt}\right|_{t=0} = 0,$$

де $\omega_H = \eta B_z$.

З другого рівняння цієї системи отримаємо

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega_H}{2}\left(1 - \frac{1}{s^2}\right).$$

Підставляючи отриманий вираз у перше рівняння, отримаємо

$$\frac{d^2s}{dt^2} + \alpha\frac{ds}{dt} = \frac{\eta}{r_k^2}\frac{U_a}{\ln s_a}\frac{1}{s} - \frac{\omega_H^2}{4}s + \frac{\omega_H^2}{4}\frac{1}{s^3}.$$

Позначимо $a = \dfrac{\omega_H}{2}$, $b = \dfrac{\eta}{r_k^2}\dfrac{U_a}{\ln s_a}$, тоді з отриманого рівняння остаточно матимемо рівняння динамічної системи

$$\begin{aligned} &\frac{d^2s}{d\tau^2} + \alpha\frac{ds}{d\tau} + a^2 s = \frac{b}{s} + \frac{a^2}{s^3}, \\ &\frac{d\varphi}{d\tau} = a\left(1 - \frac{1}{s^2}\right) \end{aligned} \qquad (1)$$

Проаналізуємо стійкість динамічної системи, яку описано рівняннями (1).

Для аналізу стійкості нелінійної динамічної (1) запишемо перше рівняння у вигляді системи рівнянь першого порядку

$$\begin{cases} \dfrac{ds}{dt} = \xi \\ \dfrac{d\xi}{dt} = -\alpha\xi - a^2 s + \dfrac{b}{s} + \dfrac{a^2}{s^3} \end{cases}. \qquad (2)$$

Точкою рівноваги системи (2) буде

$$\xi_0 = 0, \; s_0 = \frac{\sqrt{b + \sqrt{b^2 + 4a^2}}}{\sqrt{2}a},$$

тобто така ж як і в динамічній системі „магнетронний діод" без дисипації.

Щоб з'ясувати поведінку системи (2) в околі точки рівноваги необхідно визначити її тип, для чого побудуємо характеристичну матрицю

$$[A] = \begin{bmatrix} -\lambda & 1 \\ -\left(a^2 + \dfrac{b}{s_0^2} + \dfrac{3a^2}{s_0^4}\right) & -\lambda - \alpha \end{bmatrix}.$$

Тоді характеристичне рівняння матиме вигляд $\det[A] = 0$, звідки

$$\lambda^2 + \alpha\lambda + a^2 + \frac{b}{s_0^2} + \frac{3a^2}{s_0^4} = 0.$$

Корені цього рівняння будуть

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} - \left(a^2 + \frac{b}{s_0^2} + \frac{3a^2}{s_0^4} \right)}.$$

Таким чином, тип точки рівноваги залежать від знаку виразу під радикалом.

За умови

$$\alpha^2 > 4\left(a^2 + \frac{b}{s_0^2} + \frac{3a^2}{s_0^4} \right) \tag{3}$$

точкою рівноваги є стійкий вузол, фазовий портрет такого стану динамічної системи „магнетронний діод з дисипацією" зображено на рис. 2, *а*.

За умови

$$\alpha^2 < 4\left(a^2 + \frac{b}{s_0^2} + \frac{3a^2}{s_0^4} \right) \tag{4}$$

точкою рівноваги є стійкий фокус, фазовий портрет такого стану динамічної системи „магнетронний діод з дисипацією" зображено на рис. 2, *б*.

Для динамічної системи (1) „магнетронний діод з дисипацією" за аналогією з динамічною системою „магнетронний діод" маємо таку траєкторію руху у радіальному напрямку

$$s(t) = e^{-\frac{\alpha}{2}t}\left(A_0 + A_1 \cos\omega t + A_2 \cos 3\omega t - s_0\right) + s_0, \tag{5}$$

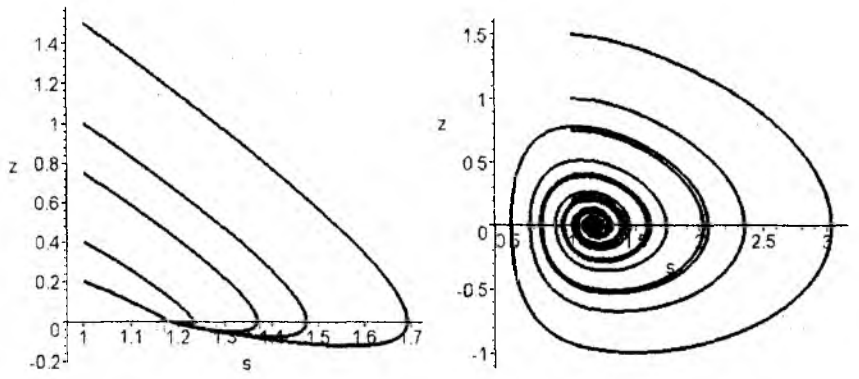
що графічно зображено на рис. 3.

На рис. 3, *а* наведено траєкторію зарядженої частинки у радіальному напрямку за коефіцієнта дисипації, який відповідає умові (3).

На рис. 3, *б* наведено траєкторію зарядженої частинки у радіальному напрямку за коефіцієнта дисипації, який відповідає умові (4).

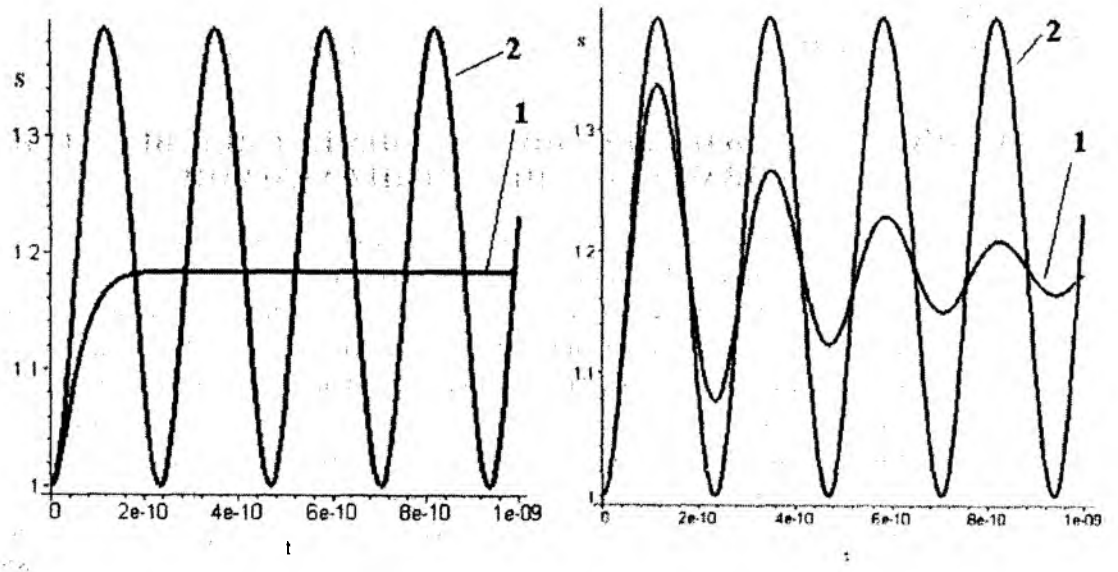
Для порівняння цих траєкторій руху з траєкторіями руху динамічної системи „магнетронний діод" [1] на рис. 3, *а*, *б* наведено траєкторію руху цієї динамічної системи, яку зображено у вигляді періодичної функції.

Як випливає з (5) та рис. 3, заряджена частинка в динамічній системі „магнетронний діод з дисипацією" прямує до радіусу s_0. Таким чином, рух зарядженої частинки в такій системі перетворюється на обертальний з радіусом обертання $s_0 = \frac{\sqrt{b + \sqrt{b^2 + 4a^2}}}{\sqrt{2}a}$ і частотою обертання $\omega = \frac{\omega_H}{2}\left(1 - \frac{1}{s_0^2}\right)$.



а *б*

Рис. 2



а *б*

Рис. 3

Порівняння траєкторії руху заряджених частинок у динамічній системі „магнетронний діод з дисипацією" (1) та „магнетронний діод" (2) наведено на рис. 3.

На рис. 3,*а* наведено криву періодичного руху для динамічної системи „магнетронний діод" і криву, яка відповідає сильній дисипації [7] динамічній системі „магнетронний діод з дисипацією". З цього рисунку випливає, що за наявності такого виду динамічної системи, не розпочинаючи періодичного руху, заряджена частинка набуває орбітального руху навкруг катоду з радіусом s_0 та частотою обертання ω, який не є періодичним по жодній координаті.

На рис. 3, *б* як і на рис. 3, *а* наведено криву періодичного руху для динамічної системи „магнетронний діод" і криву коливань, які затухають і відповідає коливальному рухові у радіальному напрямку в динамічній системі „магнетронний діод з дисипацією".

Така поведінка динамічної системи „магнетронний діод з дисипацією" описується виразом (5) і, як випливає з цього виразу, за $t \to \infty$ поведінка руху вздовж радіальної координати поступово переходячи в обертальний рух, як це мало місце у попередньому випадку.

Таким чином рух зарядженої частинки в динамічній системі „магнетронний діод з дисипацією" стає або обертальним за сильної дисипації з радіусом обертання s_0 та круговою швидкістю обертання ω, або має вигляд коливань, що затухають, на відміну від періодичного руху в динамічній системі „магнетронний діод". В подальшому доцільно дослідити поведінку нелінійної динамічної системи „магнетрон".

Список літератури. 1. *Воловенко М.В., Нікітенко О.М.* Стійкість та періодичний рух нелінійної динамічної системи „магнетронний діод" // Радіотехніка Всеукраїнський міжвідомчий науково–технічний збірник, вип. 150, 2007, С. 60 – 63 2. *Шимони К.* Физическая электроника. М.: Энергия, 1977. 608 с. 3. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с. 4. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. 8-я школа-семинар инженеров. Саратов: Саратов. ун-тет, 1989. 206 с. 5. *Нікітенко О.М., Воловенко М.В.* Рух заряджених частинок у системах зі схрещеними полями за наявності дисипації // Теоретична радіотехніка / Львів. нац. ун-тет ім. І. Франка. 2002. Вип. 56. С. 47 – 53. 6. *Мчедлова Е.С., Трубецков Д.И.* Особенности излучения в цепочках связаных объемов, содержащих электроны-осцилляторы // ЖТФ. 1994. Т. 64. № 10. С. 158 – 167. 7. *Магнус К.* Колебания: Введение в исследование колебательных систем : Пер. с нем. М.: Мир, 1982. 304 с.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Надійшла до редколегії 29.10.2009

УДК 004.056.55

Р.Л. ПОЛІТАНСЬКИЙ, канд. фіз.-мат. наук, Л.Ф. ПОЛІТАНСЬКИЙ, д-р техн. наук, П.В. ІВАНЮК

ЗБАЛАНСОВАНІСТЬ ПСЕВДОВИПАДКОВИХ ПОСЛІДОВНОСТЕЙ, ГЕНЕРОВАНИХ НЕЛІНІЙНИМИ СХЕМАМИ

Одним із класів криптосистем є такі, що використовують властивості детермінованого хаосу, теоретичне обґрунтування яких викладено в роботі [1].

Математичне підґрунтя сучасних схем шифрування було розроблено Клодом Шеноном [5].

Системи вказаного класу поділяють на одно та багатовимірні. В науковій літературі описані дво- та тривимірні схеми [2, 3, 4], що використовують у шифруванні графіки.

До одновимірних систем відносимо системи, що використовують в якості генератора псевдовипадкових чисел клас функцій однієї змінної, з певними властивостями. Розглянемо детальніше, яким чином вказані функції застосовують у схемах шифрування.

Розвиток сучасних засобів апаратної реалізації алгоритмів шифрування, представлений світовими брендами сучасного виробництва мікроконтролерів (Atmel, серії AT98SC008CT, Xylinq, серії XC2S100), призвів до того, що більшість сучасних схем шифрування впроваджені у спеціальні серії таких мікрочіпів. Апаратні засоби сконструйовані таким чином, що шифрований текст залежить від ключа k який є послідовністю бітів певної довжини K, і для сучасних криптосистем є таким, що реально методом «грубої сили» – перебором всіх можливих ключів, систему зламати практично неможливо навіть найпотужнішими комп'ютерами. Генерування псевдовипадкової послідовності бітів у багатьох схемах шифрування, що реалізовані у вигляді апаратних засобів, може бути здійснено за допомогою лінійних регістрів зсуву з оберненим зв'язком (рис.1) [6]. Аналіз таких схем показує, що вони є уразливими по відношенню до атак. Для визначення схеми зворотнього зв'язку, початкового стану регістра і всієї послідовності коду, криптоаналітику потрібно лише $2 \cdot n$ біт відкритого тексту і відповідний йому зашифрований текст, де n – число розрядів регістру.

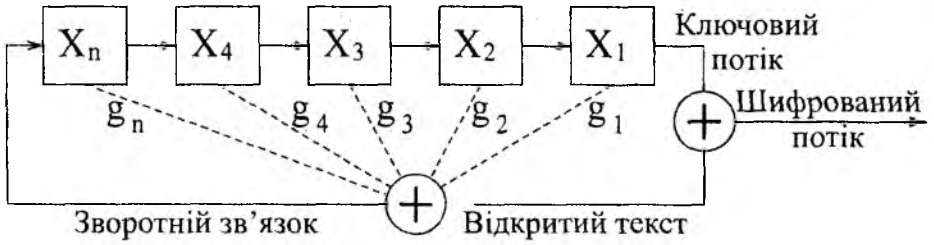


Рис. 1. Схема потокового шифрування із використанням n-каскадного лінійного регістра з оберненим зв'язком.

Потік бітів, що поступають на вхід регістра через зворотній зв'язок можна описати рівнянням у матричній формі [6]:

$$|x| = \|X\| \times \|G\|, \tag{1}$$

де

$$|x| = \begin{bmatrix} x_{n+1} \\ x_{n+2} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ x_{2n} \end{bmatrix}, \quad \|X\| = \begin{bmatrix} x_1 & x_2 & \cdot & \cdot & \cdot & x_n \\ x_2 & x_3 & \cdot & \cdot & \cdot & x_{n+1} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ x_n & x_{n+1} & \cdot & \cdot & \cdot & x_{2n-1} \end{bmatrix}, \quad \|G\| = \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ g_n \end{bmatrix} \tag{2}$$

У приведених рівняннях послідовність $\{x_1; x_2; x_3; ..., x_{n+1}; x_{n+2}; x_{n+3}; ..., x_{2n-1}; x_{2n}\}$ бітів поступає на вхід регістра через зворотній зв'язок. Послідовність $\{g_1; g_2; g_3; ..., g_{n-1}; g_n\}$ відображає зв'язки регістра ($g_i = 0$, при відсутності зв'язку, $g_i = 1$, при його наявності). Для знаходження $\{g_1; g_2; g_3; ..., g_{n-1}; g_n\}$ необхідно знайти обернену матрицю n-го порядку. За умови, що $n = 100$ для обчислення зв'язків регістра необхідно біля однієї секунди машинного часу.

Алгоритми генерування псевдовипадкової послідовності бітів називають картами хаосу, принцип роботи яких полягає в наступному [3]:

Нехай задана множина дійсних чисел X, на якій визначена міра належності, що розділяє її на дві підмножини X_0 та X_1, а також задана послідовність дійсних чисел x_n з наступним алгоритмом отримання n-біту

$$b = \begin{cases} 0, & якщо\ x_n \in X_0 \\ 1, & якщо\ x_n \in X_1 \end{cases}. \qquad (3)$$

Таким чином можливо отримати послідовність бітів необхідної довжини:

$$B(x_0) = \{b_1(x_0), b_2(x_0), ..., b_n(x_0)\}, \qquad (4)$$

де x_0 – породжувальне число послідовності.

Функції, що генерують число псевдовипадкової послідовності x_n для логістичної карти та карти Байкера, мають наступні аналітичні вирази, відповідно [2], [3], [4]:

$$x_n = \sin^2(2^n \cdot \arcsin(\sqrt{x_0})); \quad x_n = \frac{1}{\pi} \cdot \arccos(\cos 2^n \cdot \pi \cdot x_0).$$

Значення n-го біта послідовності

$$b_n = \begin{cases} 1, & якщо\ x_n \geq \frac{1}{2} \\ 0, & якщо\ x_n < \frac{1}{2} \end{cases}.$$

Нами проведений аналіз розбалансованості псевдовипадкових послідовностей, генерованих нелінійними системами на основі логістичних карт.

Для генерування псевдовипадкових послідовностей бітів використовувались бібліотеки Microsoft Visual C++ 6.0 Enterprise Edition. Логістичні карти досліджувалися для різних значень породжувального числа (дійсного числа x_0).

Варто зауважити, що для проведення досліджень криптосистем з використанням карти хаосу для генерування псевдовипадкових послідовностей бітів необхідна виняткова точність обчислень. Максимальна довжина генерованих послідовностей логістичними картами не може перевищувати 1024 *біт*, оскільки значення $2^{1024} \approx 10^{308}$ є межею для систем програмування. З наближенням до цієї межі погіршується точність обчислень, оскільки звичайні системи програмування не зберігають молодших розрядів таких чисел.

Збалансованість, що є різницею між кількостями символів зі значенням «0» і значенням «1», визначалася як для послідовностей максимальної довжини, так і її фрагментів.

Послідовності бітів генерувалися на множині породжувальних чисел в інтервалі (0; 1) з кроком 0,01.

Результати кількісного аналізу збалансованості для послідовності довжиною 1024 при різних значеннях породжувального числа приведені на рис. 2.



Рис. 2. Залежність кількість бітів «1» та «0» для послідовності довжиною 1024 біти від породжувального числа (▲ – кількість 0, ◆ – кількість 1)

Середнє значення розбалансованості на множині породжувальних чисел становить 27.

Для дослідження залежності розбалансованості послідовностей від їх довжини вибирались фрагменти послідовності з максимальними довжинами, кратними 64 (64, 128, 256, 512).

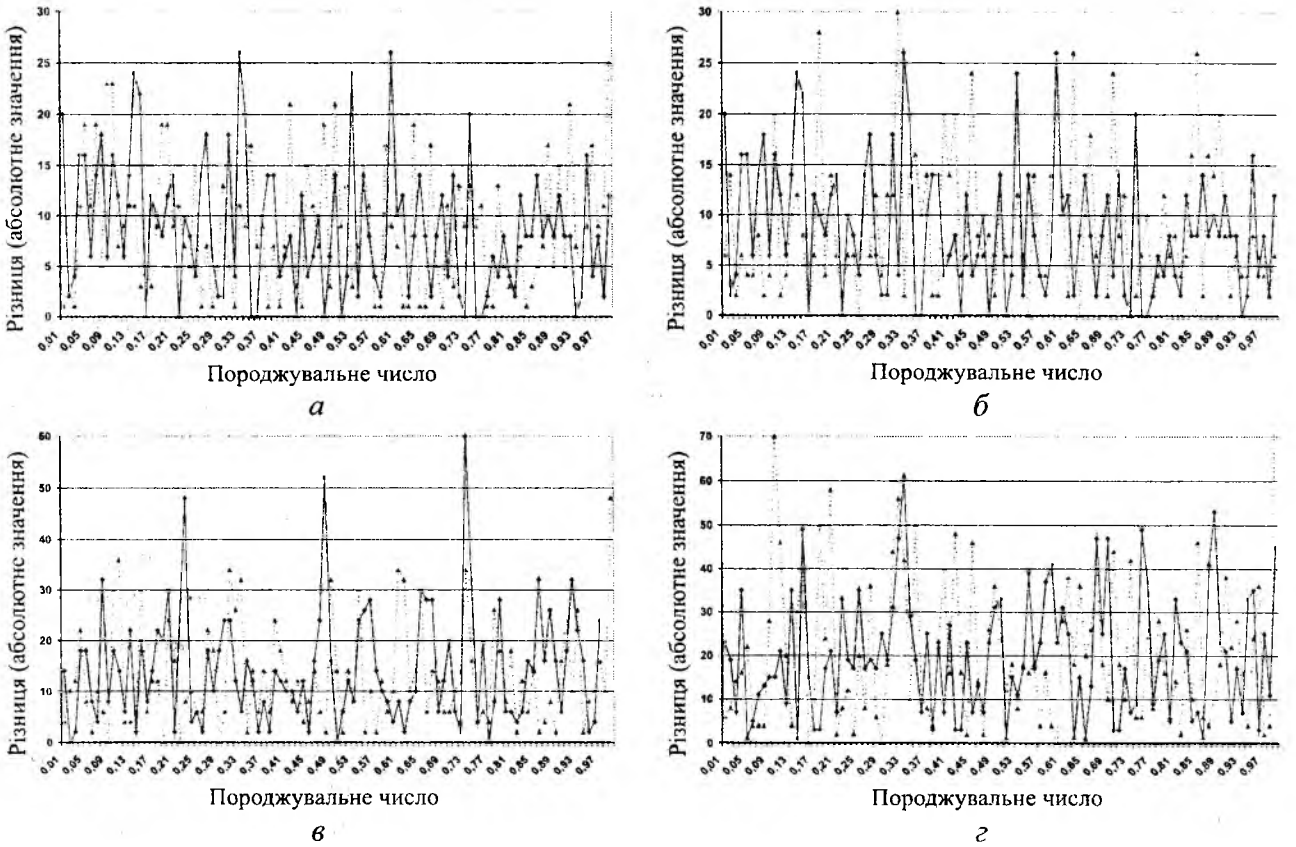


Рис.3. Залежність збалансованості фрагментів послідовності довжинами, кратними 64 (*а*, *б*, *в*, *г* – відповідно для 64, 128, 256, 512 *біт*), розміщеними посередині послідовності максимальної довжиною 1024 *біт*. (▲ – кількість 0, ◆ – кількість 1)

Середні розбалансованості фрагментів різної довжини та нормовані значення на їх довжину приведені у таблиці.

Довжина послідовності	Середнє значення розбалансованості послідовності	Значення розбалансованості послідовності нормовані на їх довжину
1024	27	0,027
512	20	0,039
256	15	0,057
128	10	0,076
64	6	0,098

Абсолютне значення розбалансованості фрагментів послідовностей максимальної довжини, генерованих нелінійними системами зростає зі збільшенням їх довжини. При цьому залежність значень розбалансованості фрагментів нормованих на їх довжину має обернену залежність.

Із отриманих залежностей випливає, що розбалансованість послідовностей, генерованих нелінійними системами значно перевищує розбалансованість періодичних послідовностей, що генеровані лінійними системами, для яких її значення дорівнює 1. При цьому розбалансованість фрагментів різної довжини не залежить від розташування їх у послідовності максимальної довжини.

Висновки

1. Моделювання нелінійних систем генерування псевдовипадкової послідовності стандартними засобами обмежене довжиною 1024 *біт*, що обумовлено можливостями середовища програмування С++.

2. Збалансованість послідовності залежить від породжувального числа. При цьому характерна закономірність залежності не встановлена.

3. Збалансованість фрагментів послідовності залежить від їх довжини і не залежить від їх розташування у послідовності максимальної довжини.

4. Для псевдовипадкових послідовностей генерованих нелінійними системами показник збалансованості значно гірший у порівнянні з лінійними системами.

Список літератури: 1. *Discrete* chaotic cryptography (DCC). New method for secure communication. Zbignev Kotulski, Janusz Szczepanski // Proc. NEEDS'97. 2. *Y. Mao et al.*:A Chip Performing Chaotic Stream Encription. Studies in Computational Intelligence (SCI) 42, 307-332 (2007). 3. *G. Chen et al.*: A symmetric image encryption scheme based on 3D chaotic cat maps. Chaos, Solutions and Fravtals 21 (2004) 749-761. 4. Y. *Mao et al.* A novel fast image encryption scheme based on 3d chaotic baker maps. International Journal of Bifurcation and Chaos, Vol. 14, No. 10 (2004) 3613-3624. 5. *Математичні* основи криптографії: Навч. Посібник / Г.В. Кузнєцов, В.В. Фомичов, С.О. Сушко, Л.Я. Фомичова. Дніпропетровськ: Нац. гірничий ун-тет, 2004. Ч.1. 391 с. 6. *Бернард Скляр.* Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. Изд. 2-е, испр.: Пер. с англ. М.: Изд. дом «Вильямс», 2003. 1104 с.

Чернівецький національний університет
ім. Ю.Федьковича

Надійшла до редколегії 28.12.2009

УДК 621.396.96

І.І. ЧЕСАНОВСЬКИЙ

ОБРОБКА ІМПУЛЬСНИХ РАДІОЛОКАЦІЙНИХ СИГНАЛІВ ШЛЯХОМ ПОПЕРІОДНОГО СИНТЕЗУ УЗГОДЖЕНОГО ФІЛЬТРУ ЇХ ВНУТРІШНІЙ ФАЗОВІЙ НЕСТАБІЛЬНОСТІ

Провівши аналіз структур сучасних імпульсних радіолокаційних станцій, можна зробити висновок, що їх приймачі будуються, як правило [2, 3, 6], за класичною схемою оптимального приймача з дискретною обробкою демодульованих відеосигналів. При реалізації такого підходу значна частина інформації про об'єкт зондування втрачається ще на етапі первинної обробки.

Математично схема оптимального приймача при такому підході, рис. 1, будується на базі корелятора [1], основна задача якого,за апріорно відомими ознаками (параметрами) визначити з певною ймовірністю [2, 4, 6] (в залежності від критерію роботи приймача) ступінь подібності очікуваного сигналу і прийнятої реалізації. При такому підході можливими інформативними параметрами зондуючого радіосигналу без додаткової внутрішньої модуляції можуть бути:

- смуга частот, в якій випромінювався зондуючий сигнал (для приймачів імпульсних РЛС як правило становить 10 % від номіналу несучої частоти) (вітчизняна, сучасна РЛС «Буревісник» з частотою генератора НВЧ – 9 *ГГц*, має ширину смуги пропускання 900 *МГц*);
- часовий інтервал очікування імпульсу (для імпульсних РЛС цей інтервал складає ($t_0+\tau_i$, $T_з$), t_0 – момент початку періоду зондування, τ_i – тривалість імпульсу, $T_з$ – період зондування);
- форма сигналу (тривалість і амплітуда).

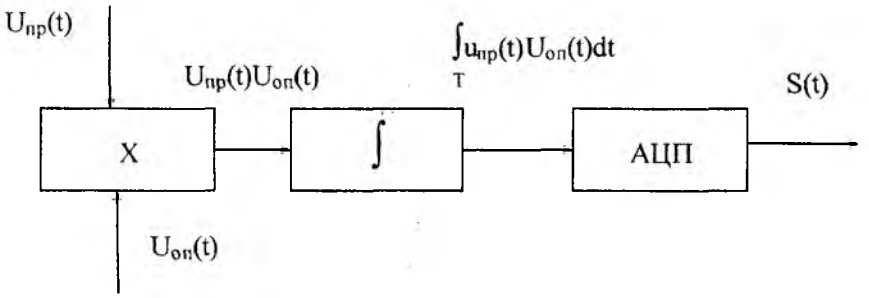


Рис. 1

Враховуючи використання всіх можливих параметрів, прийнятий сигнал проходить обробку за таким математичним алгоритмом. Після попереднього підсилення, фільтрації та пониження частоти він демодулюється (операція перемноження з опорним сигналом), фільтрується (інтегрування), дискретизується (аналого-цифрове перетворення) і у вигляді набору відліків $S_k(t)$ поступає в електронно-обчислювальний пристрій для обробки. Математично, це можна представити у вигляді формул

$$S_k(t) = \int_0^T U_{np}(t) \cdot U_{on}(t) dt \cdot e(t - k \cdot T_d) \tag{1}$$

$$S(t) = \sum_{k=1}^{n} \int_0^T U_{np}(t) \cdot U_{on}(t) dt \cdot e(t - k \cdot T_d), \tag{2}$$

де $U_{np}(t)$ – прийнятий сигнал; $U_{on}(t)$ – опорний сигнал місцевого гетеродина; $e(t - k \cdot T_d)$ – імпульс одиничної амплітуди, який запізнюється на k-періодів дискретизації. Фактично перемноження на цей імпульс відображається процес дискретизації з періодом T_d.

Далі за амплітудними або спектральними ознаками (перетворення Фур'є) визначається ступінь подібності прийнятих реалізацій до очікуваних і приймається рішення

$$U_{вих} = 1, \text{ при } S(t) > z_п \text{ або } U_{вих} = 0, \text{ при } S(t) < z_п$$

При такому підході будь-яка завада чи то штучного, чи то природного походження, в достатньо широкій смузі частот роботи приймача, в часовому інтервалі роботи приймача (τ_i, $T_з$], імпульсної форми і по тривалості одновимірна з зондуючим імпульсом буде сприйматись приймачем як корисний сигнал.

Очевидно, що для вдосконалення алгоритму обробки сигналу, тобто зменшення порогового рівня, не підвищуючи ймовірність пропуску сигналу [1, 4], необхідно шукати додаткові інформативні параметри в зондуючому сигналі, при цьому, важливо не вносити в передавач значних ускладнень.

Як відомо, в імпульсних магнетронів, які використовуються в імпульсних, недоплерівських РЛС, вимоги до стабільності частоти невисокі. Їх відносна нестабільність становить $10^{-3} - 10^{-5}$. Якщо орієнтуватись на РЛС сантиметрового діапазону з частотою 9 *ГГц* (РЛС «Буревстник-1»), абсолютна нестабільність частоти при відносній 10^{-3} буде становити $\Delta f = f_H \cdot 10^{-3} = 9$ *МГц*

Фактично це означає, що за час генерування зондуючого імпульсу, частота несучого коливання змінюється в межах ± 9 *МГц*, що є негативним фактором в роботі генератора НВЧ, але враховуючи ширину смуги пропускання приймача, нестабільність частоти в таких межах не наносить великої шкоди при обробці сигналів.

В даній роботі пропонується розглядати цю нестабільність як внутрішню фазову модуляцію зондуючого сигналу, вимірювати її при випромінюванні і використовувати в якості додаткового інформативного параметру в алгоритмі оптимальної обробки імпульсних зондуючих сигналів. Причому формувати її як функцію часу S(t) і використовувати в алгоритмі оптимальної обробки в якості очікуваної реалізації. Враховуючи, що флуктуація частоти та фази модулюючого коливання є випадковою, формування S(t) необхідно проводити для кожного періоду зондування окремо.

В такому випадку алгоритм генерування та обробки імпульсних радіолокаційних сигналів буде мати наступний вигляд, рис. 2.

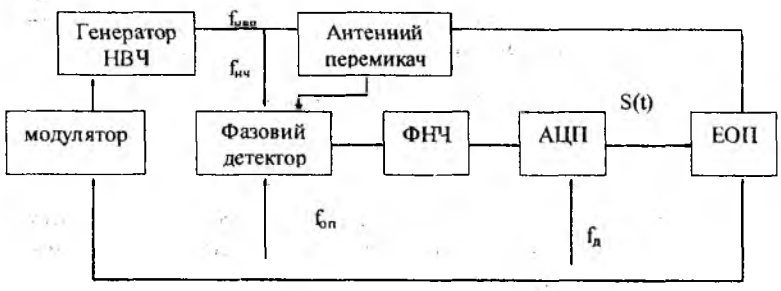


Рис. 2

Ця структура відрізняється від загальноприйнятої тим, що в момент випромінювання приймач не знаходиться в стані очікування (з відключеним, антенним перемикачем, входом), а приймає частину енергії для аналізу та запам'ятовування флуктуації фази генератора НВЧ. Крім того, при реалізації цього методу при детектуванні використовується не амплітудний, а фазовий детектор.

Математично алгоритм формування очікуваної реалізації аналогічний алгоритму зображено на рис. 1.

Очікувана реалізація зондуючого імпульсу буде представляти собою суму відліків з амплітудами, які відповідають ступеню корельованості фаз опорного і випромінюваного сигналу.

$$S_{оч}(t) = \sum_{k=1}^{n} S_k(t), \tag{3}$$

де

$$S_k(t) = \int_{\tau_{k-1}}^{\tau_k} U_{нвч}(t + k\tau) \cdot U_{оп}(t + k\tau) \cdot dt \tag{4}$$

де τ – інтервал інтегрування. Який визначає ступінь «деталізації» фазової нестабільності сигналу і визначається із виразу $\tau = 2 / f_Д$.

Іншими словами інтервал інтегрування визначає максимальну частоту пропускання інтегратора [1, 5], який виконує роль ФНЧ. Його тривалість визначається як подвійний період дискретизації, оскільки менша тривалість буде призводити до втрати частини інформації при дискретизації, більша тривалість – до втрати «контрасту» формуємої реалізації внаслідок перекривання часових вибірок при інтегруванні.

Враховуючи порівняно високу стабільність опорного генератора $U_{оп}$ і те що τ інтервал інтегрування,

$$S_k(t) = \int_{\tau_{k-1}}^{\tau_k} U_{нвч}(t + k\tau) \cdot U_{оп}(t) \cdot dt. \tag{5}$$

Частота дискретизації згідно з теоремою Котельникова розраховується як $f_Д \geq 2 \cdot \Delta f$

Для правильного вибору частоти дискретизації необхідно оцінити набіг фази за один період дискретизації. При максимальному відхиленні частоти максимальний набіг фази за рахунок нестабільності протягом одного інтервалу дискретизації

$$\Delta\varphi_{мах} = \frac{\Delta f}{f_Д} 2 \cdot \pi \tag{6}$$

На рис. 4 зображено графік залежності величини максимального набігу фази за один період дискретизації від частоти дискретизації при різних номінальних значеннях абсолютної нестабільності частоти.



Рис. 4

При виборі частоти дискретизації необхідно врахувати ряд обмежуючих факторів:

1. Частота дискретизації повинна забезпечувати відтворення зондуючого відеоімпульсу без спотворень за його тривалістю та амплітудою.

2. За період дискретизації не повинно бути набігу фази більше 2π.

3. Частота дискретизації повинна відповідати вимогам теореми Котельникова [6], щодо повного (без спотворень) відтворення внутрішньо імпульсної частотної нестабільності.

$$f_Д = 2 \cdot K \cdot \Delta f\ , \tag{7}$$

де К – коефіцієнт запасу (як правило 1,5 – 2,0)

4. Частота дискретизації повинна забезпечувати максимальну лінійність набігу фази у всьому динамічному діапазоні нестабільності.

Після випромінювання зондуючого імпульсу та формування його очікуваної реалізації на вхід приймача поступає суміш

$$y(t) = \sum_{m=1}^{v} u_m(t) + x(t)\,, \tag{8}$$

де $u_1(t)$, $u_2(t)$, $u_3(t)$,…$u_v(t)$ – відбиті від цілей сигнали, v – кількість відбитих від цілей (елементів цілей) сигналів, які одночасно (в межах одного періоду дискретизації) поступають на вхід приймача, x(t) – суміш завад та шумів.

Відбиті від цілей сигнали мають вигляд:

$$u_1(t) = u_1 \cdot \cos(\omega_H \cdot t + \varphi_0 + \varphi(D_1) + 2 \cdot \pi \cdot f_{д1} \cdot t + \Delta f \cdot 2 \cdot \pi \cdot t)\,,$$
$$u_2(t) = u_2 \cdot \cos(\omega_H \cdot t + \varphi_0 + \varphi(D_2) + 2 \cdot \pi \cdot f_{д2} \cdot t + \Delta f \cdot 2 \cdot \pi \cdot t)\,,$$
$$\ldots\ldots\ldots

Якщо оцінювати набіг фази демодульованого сигналу за рахунок допплерівського зсуву частоти нестабільності, то його величина є незначною і нею можна знехтувати.

Зсув фази за рахунок відстані вимагає внесення додаткових обмежень при виборі частоти дискретизації. Хоча автокореляційна функція очікуваної реалізації має значення близьке до нульового (виходячи з умови, що флуктуація фази за рахунок нестабільності розподіляється за нормальним законом) накладання двох відбитих сигналів з зсувом модулюючих сигналів на половину мінімального періоду, може призвести до значних змін в спектральному розподілі сумарної реалізації, внаслідок компенсації одних складових і складанні інших. Тому, чим вище частота дискретизації, тим менший ризик пропуску сигналів в наслідок їх накладання один на одного.

Отже, внаслідок проведених спрощень, враховуючи достатню частоту дискретизації,

$$\varphi(D_1) \approx \varphi(D_2) \approx ..... \approx \varphi(D_m) = \varphi(D),\ f_{\partial 1}(t) \approx f_{\partial 2}(t) \approx ..... \approx f_{\partial m}(t) \approx 0,\ \varphi_0 = 0,$$

сума прийнятих сигналів має вигляд

$$u_\Sigma(t) = \sum_{m=1}^{v} u_m(t) = (\sum_m u_m) \cdot \cos(\omega_H \cdot t + \varphi(D) + \Delta f \cdot 2 \cdot \pi \cdot t). \qquad (11)$$

На вхід приймача поступає суміш

$$y(t) = u_\Sigma(t) + x(t) = (\sum_m u_m) \cdot \cos(\omega_H \cdot t + \varphi(D) + \Delta f \cdot 2 \cdot \pi \cdot t) + x(t). \qquad (12)$$

Обробка прийнятого сигналу відбувається за тим же алгоритмом, що і формування очікуваної реалізації, з різницею в тому, що в фазовому детекторі порівнюється прийнята суміш y(t) з напругою опорного генератора, рис.1.

На виході перемножувача, суміш сигналів має вигляд

$$(u_\Sigma(t) + x(t)) \cdot u_{on}(t) = (\sum_m u_m) \cdot \cos(\omega_H \cdot t + \varphi(D) + \Delta f \cdot 2 \cdot \pi \cdot t) \cdot u_{on}(t) + x(t) \cdot u_{on}(t) \qquad (13)$$

Оскільки демодуляція відбувається на проміжній частоті і суміш y(t), підсилена і обмежена по амплітуді, тому можна вважати що амплітуди y(t) і $u_{оп}(t)$ рівні.

Після спрощення та інтегрування і враховуючи що інтегрування проводиться по інтервалу $\tau >> T_{оп}, T_{пр}$.

$$\int_0^\tau e^{j \cdot 2 \cdot \omega_{on} \cdot t} dt \approx 0\ , \qquad \int_0^\tau \dot{U}_{on} \cdot \dot{U}_y dt = U_{on} \cdot U_y\ . \qquad (14)$$

на вхід аналого-цифрового перетворювача поступає суміш

$$U_{вх.АЦП}(t) = \frac{1}{2} \cdot U_{on} \cdot U_y \int_0^\tau (e^{j \cdot (\Delta\omega \cdot t + \varphi(D) + \varphi_0)} + e^{j(\omega_{on} \cdot t + \arg(X(t)))}) \cdot dt \qquad (15)$$

На виході АЦП формується набір відліків, амплітуда яких відображає різницю фази модулюючої складової прийнятого сигналу в межах періоду дискретизації відносно фази опорного коливання, яке, що при формуванні очікуваної реалізації, що при прийомі відбитих сигналів вважається еталонним, в міру своєї стабільності.

Оскільки очікувана реалізація представляє собою відрізок функції відомої форми, кінцевої тривалості τ_i та з відомою максимальною частотою Δf, для неї можна синтезувати оптимальний фільтр з перехідною характеристикою, що ідентична її функції комплексної огинаючої. Сформувавши оптимальний фільтр (підставивши в алгоритм оптимальної фільтрації коефіцієнти, які відповідають випроміненому зондуючому сигналу), електронно-обчислювальний фільтр проводить фільтрацію прийнятих сигналів, при цьому «зжимаючи» сигнал на виході в m разів, за рахунок чого досягається підвищення як ефективності обробки сигналів, так і роздільної здатності.

Список літератури: 1. *Вопросы* перспективной радиолокации. / Под ред. А.В.Соколова. М.: Радиотехника, 2003. 512с. 2. *Сергиенко А.Б.* Цифровая обработка сигналов / А.Б. Сергиенко. СПб.: Питер, 2005. 604 с. 3. *Гришин Ю.П.* Радиотехнические системы / Ю.П. Гришин, В.П. Ипатов, Ю.М. Казаринов, Ю.А. Коломенский, Ю.Д. Ульяницкий. М.:Высш.шк., 1990. 496 с. 4. *Теплов Н.Л.* Теория передачи сигналов по электрическим каналам связи / Н.Л. Теплов. М.: ВИ МО СССР, 1976. 420 с. 5. *Кравченко В.Ф., Рвачев В.Л.* Алгебра логики, атомарне функции и вейвлеты в физических приложениях. М.: ФИЗМАЛИТ, 2006. 416 с. 6. *Баскаков С.И.* Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник. М.: Высш. шк., 1983. 536 с.

Національна академія ДПСУ імені Б.Хмельницького *Надійшла до редколегії 25.11.2009*

УДК 621.396.96

О.М. ШИНКАРУК, д-р техн. наук

УЗАГАЛЬНЕНИЙ АНАЛІЗ СКЛАДНИХ РАДІОЛОКАЦІЙНИХ ЗОНДУЮЧИХ СИГНАЛІВ ЗА СТУПЕНЕМ ОПТИМАЛЬНОСТІ ФУНКЦІЇ НЕВИЗНАЧЕНОСТІ

Ефективність радіолокаційних засобів багато в чому залежить від правильного вибору типу сигналів та відповідного їм оптимального алгоритму обробки. З інтенсивним розвитком цифрових систем, склалась ситуація, коли інформативність сигналів може бути набагато нижчою, ніж діапазон потенційних можливостей системи (алгоритму) по їх обробці. Яскравим прикладом цього є ступінь розрізненості сигналів в активних радіолокаційних системах, яка визначається формою функції невизначеності. Перспективним напрямком підвищення роздільної здатності радіотехнічних систем є застосування складних зондуючих сигналів з більш оптимальною функцією невизначеності.

Широкий різновид складних сигналів та різноманітність підходів щодо аналізу їх ефективнісних показників спонукають до проведення їх порівняльного аналізу. Враховуючи практично необмежені можливості сучасних засобів та методів з відтворення інформації, яка закладена в отриманому сигналі, в даній роботі наведено аналіз зондуючих радіолокаційних сигналів у відношенні їх потенційної інформативності по розрізненню шляхом аналізу оптимальності їх функцій невизначеності.

Відповідно [1, 2] якість розрізнення двох копій сигналу

$$u(t,\tau_1,\varphi_1)=\mathrm{Re}[\dot{U}(t-\tau_1)\exp(j\cdot\omega_0\cdot t)\exp(j\cdot\varphi_1)]$$

та

$$u(t,\tau_2,\varphi_2)=\mathrm{Re}[U(t-\tau_2)\exp(j\cdot\omega_0\cdot t)\exp(j\cdot\varphi_2)]$$

з запізненням τ_i і випадковими початковими фазами φ_i, $i=1,2$, визначається функцією невизначеності (ФН).

Функція невизначеності визначається як модуль кореляційної функції комплексної огинаючої сигналу

$$\chi(\tau,\Omega)=\left|\frac{1}{2\cdot E}\cdot\int_{-\infty}^{\infty}U^*(t)\cdot U(t-\tau)\exp(j2\pi\Omega t)dt\right|, \qquad (1)$$

де E – повна енергія сигналу; Ω – розстройка узгодженого фільтру відносно частоти прийнятого сигналу.

Для сигналу $u(t)$ двомірна кореляційна функція (ДКФ) задається кореляційним інтегралом

$$u(\tau,\Omega)=\int_{-\infty}^{\infty}U_m(t)\cdot U_m^*(t+\tau)\exp(-j\Omega t)dt\,. \qquad (2)$$

Зріз тіла ДКФ вертикальними площинами [3], паралельними вісі Ω і такими, що проходять через різні точки вісі τ, показують залежність змін спектру вихідного сигналу від затримки прийнятого сигналу відносно опорного (у випадку імпульсної радіолокації відносно своєї копії), а зріз ДКФ площинами, паралельними вісі τ і такими, що проходять через різні точки вісі Ω, показують залежність змін огинаючої вихідного сигналу від розстройки по частоті пари «узгоджений фільтр – вхідний сигнал».

Як правило, при аналізі імпульсних радіолокаційних систем, застосовують одномірні функції невизначеності по часу запізнення

$$\chi(\tau)=\left|\frac{1}{2\cdot E}\int_{-\infty}^{\infty}\dot{U}(t)\cdot\dot{U}^*(t-\tau)dt\right|, \qquad (3)$$

де $\tau=\tau_2-\tau_1$. Як видно, це є модуль нормованої кореляційної функції комплексної огинаючої

$$\dot{\chi}(\tau)=\frac{1}{2\cdot E}\int_{-\infty}^{\infty}\dot{U}(t)\cdot\dot{U}^*(t-\tau)dt \qquad (4)$$

З виразу (4) можна зробити висновок, що ступінь розрізнення (як результат – роздільна здатність) радіолокаційних сигналів у випадку їх накладання при відбитті від близько розташованих цілей пропорційно залежить від рівня кореляційної функції (КФ) комплексної огинаючої при даному зсуві. При цьому, сигнали що відрізняються часом запізнювання на τ, розрізнюються тим краще чим менше рівень КФ.

Реакція узгодженого фільтру, який реагує на суперпозицію двох зсунутих по запізненню копій сигналу, при комплексній огинаючій відгуку узгодженого фільтру [1,2,3] $\dot{H}_{опт}(t) = \dot{U}^*(T_c - t)$ (T_c – тривалість сигналу). Дійсна огинаюча сигналу на виході фільтру $U_{вих}(t)$ розраховується за допомогою комплексної версії інтегралу Дюамеля:

$$U_{вих}(t) = \left| \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}(\theta) \cdot \dot{H}_{опт}(t-\theta) d\theta \right| = \left| \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}(\theta) \cdot \dot{U}^*(\theta - (t - T_c)) d\theta \right| = 2 \cdot E \cdot \chi(t - T_c), \quad (5)$$

Останній вираз описує форму огинаючої реакції УФ на сигнал, і тому протяжність $\chi(\tau)$ по τ можна назвати і тривалістю сигналу на виході УФ (тривалістю ФН або, що рівносильно кореляційної функції комплексної огинаючої сигналу).

Одним із ефективних і перспективних шляхів покращення розрізнювальних характеристик активних радіолокаційних засобів є пошук та синтез таких сигналів, які дозволяли б мати хорошу якість розрізнення за часом запізнювання при великій власній тривалості ($T_c >> \tau_{мін}$), тобто володіли б кореляційною функцією комплексної огинаючої, як можна вужчою $\tau_k << T_c$, в порівнянні з своєю тривалістю.

Сигнали у вигляді одиночних імпульсів без кутової модуляції, звані простими, мають дійсну невід'ємну комплексну огинаючу $\dot{U}(t)$ [1, 4]. Тому для них значення τ_k не може бути помітно меншим тривалості імпульсу T_c. Отже, щоб виконати умову $\tau_k << T_c$, необхідно «ускладнити» комплексну огинаючу $\dot{S}(t)$, здійснивши в межах тривалості сигналу модуляцію його фази або частоти. Введенню такої модуляції і супроводжуючому його ефекту укорочення кореляційної функції неминуче супроводитиме значне розширення спектру сигналу. Дійсно, спектр сигналу на виході УФ $\tilde{s}_{УФ}(f)$ буде тим ширше, чим коротше сам вихідний сигнал фільтру, що можна виразити співвідношенням $\Delta f_{УФ} \approx 1/\tau_k$, де $\Delta f_{УФ}$ – ширина спектру $\tilde{s}_{УФ}(f)$. Але амплітудно-частотний спектр $|\tilde{s}_{УФ}(f)|$ сигналу на виході УФ повторює формою енергетичний спектр $|\tilde{s}(f)|^2$ вхідного сигналу, так що ширина спектру Δf_c останнього приблизно співпадає з $\Delta f_{УФ}$: $\Delta f_c \approx \Delta f_{УФ} \approx 1/\tau_k$. В результаті можна зробити висновок: для того, щоб сигнал володів властивістю стиснення в УФ $\tau_k << T_c$, ширина його спектру повинна задовольняти нерівності $\Delta f_c \approx 1/\tau_k >> 1/T_c$, тобто в багато разів перевищувати значення, зворотне тривалості сигналу T_c. Іншими словами, для будь-яких сигналів, що піддаються стисненню в УФ, база В, що визначається як добуток ширини спектру на тривалість, повинна бути великою: $B = \Delta f_c \cdot T_c >> 1$.

На сьогоднішній час [2] широко використовуються два види складних сигналів: лінійно-частотно-модульовані (ЛЧМ) і дискретно-кодовані (ДКС). Сигнал з лінійною частотною модуляцією – це сигнал $s(t)$, тривалості T_c миттєве значення частоти заповнення якого, наростає від $f_0 - W_f/2$ до $f_0 + W_f/2$, де f_0 центральна частота; W_f – девіація частоти сигналу. Вираз для частоти $f(t)$ і фази $\Phi(t)$ має вигляд:

$$f(t) = f_0 + \frac{W_f \cdot t}{T_c}; \; \Phi(t) = 2 \cdot \pi \int_0^t f(t) dt = 2 \cdot \pi \cdot \left(f_0 \cdot t + \frac{W_f \cdot t^2}{2 \cdot T_c} \right), \quad (6)$$

Відповідно [1] комплексна огинаюча прямокутного ЛЧМ імпульсу з амплітудою A

$$\dot{U}(t) = \begin{cases} A \cdot \exp\left(j \frac{\pi \cdot W_f \cdot t^2}{T_c} \right), |t| \le \frac{T_c}{2}, \\ 0, |t| > \frac{T_c}{2} \end{cases} \quad (7)$$

При девіації частоти W_f, що набагато більша $1/T_c$ ($W_f \cdot T_c >> 1$), ширина спектру ЛЧМ імпульсу Δf_c близька до W_f, база $B = \Delta f_c \cdot T_c \approx W_f \cdot T_c >> 1$, це підтверджує, що сигнал такого типу відноситься до складних.

Після врахування ряду допущень, кореляційно функція комплексної огинаючої ЛЧМ сигналу для будь-яких τ має вигляд:

$$\dot{\chi}(\tau)=\begin{cases}\dfrac{\sin\pi W_f\tau\cdot\left(1-\dfrac{|\tau|}{T_c}\right)}{\pi W_f\tau},|\tau|\le T_c\\ 0,|\tau|>T_c\end{cases} \tag{8}$$

При великих значеннях $W_f >> 1/T_c$, тобто при великих базах допускається апроксимація:

$$\dot{\chi}(\tau)=\frac{\sin\pi W_f\tau}{\pi W_f\tau},|\tau|\le T_c \tag{9}$$

Дискретно-кодовані по частоті сигнали (ДКЧС), представляють інший клас сигналів, в яких функція невизначеності [2, 3] має наступний вигляд.

База ДКЧС розмірністю N визначається як

$$B=\Delta\Omega NT=\Delta fNNT=N^2\Delta fT,$$

де $\Delta\Omega=\Delta f\cdot N$ – смуга частот ДКЧС, Δf – крок перестройки частоти.

Комплексна огинаюча складного дискретно-кодованого по частоті сигналу може бути представлена у вигляді

$$U(t)=\begin{cases}\sum\limits_{n=0}^{N-1}A_n rect(t-nT)\exp\left[j2\pi f_n(t-nT)+j\varphi_n\right],0\le t\le(N-1)T\\ 0,t>(N-1)T\end{cases}, \tag{10}$$

де A_n – амплітуда парціального прямокутного імпульсу; f_n – частотно-часовий код, який задається у вигляді числової послідовності N_{f_n} із N цілих чисел без повторення.

Перейшовши до дискретного часу τ повний вираз функції невизначеності ДКЧС має вигляд

$$\chi(\tau)=Z\left|(1-\tau')\sum_{n=0}^{N-k-1}\chi_1(\tau)+\tau'\sum_{n=0}^{N-k-2}\chi_2(\tau)\right|, \tag{11}$$

де $\chi_1(\tau)=A_nA_{n+k}\left[\dfrac{\sin\pi\alpha(1-\tau')}{\pi\alpha(1-\tau')}\right]\exp\left\{j\pi\left[\alpha(2n+2k+1+\tau')-2N'_{f_n}\tau'\right]\right\}$,

$$\chi_2(\tau)=A_nA_{n+k}\left[\frac{\sin\pi\beta\tau'}{\pi\beta\tau'}\right]\exp\left\{j\pi\left[\beta(2n+2k+1+\tau')-2N'_{f_n}\tau'\right]\right\},$$

$$\alpha=N'_{f_n}-N'_{f_n+k},\ \beta=N'_{f_n}-N'_{f_n+k+1},\ Z=\left[\sum_{n=0}^{N-1}A_n^2\right]^{-1},\ \tau'=\frac{\delta}{T},\ \Delta fT=1,\ \tau=kT+\delta,\ 0\le\delta\le T,$$

$$k=0,1,2....N-1.$$

Дискретно кодований по фазі сигнал представляє собою радіоімпульс тривалістю T_c, який складається з N більш коротких фазових імпульсів-елементів (дискретів) тривалістю $T_п$.

Модель N-імпульсного дискретного ФМ сигналу, можна записати у вигляді,

$$u(t)=\mathrm{Re}\left[\sum_{i=0}^{N-1}\dot{a}_i\cdot\dot{u}_0(t-i\cdot T_П)\right]=\mathrm{Re}\left[\sum_{i=0}^{N-1}\dot{a}_i\cdot\dot{U}_0(t-i\cdot T_П)\cdot\exp(j\cdot2\cdot\pi\cdot f_0\cdot t)\right]=$$
$$=\sum_{i=0}^{N-1}|\dot{a}_i|\cdot\dot{U}_0(t-i\cdot T_П)\cdot\cos\left[2\cdot\pi\cdot f_0\cdot t+\gamma_0(t-i\cdot T_П)+\varphi_i\right], \tag{12}$$

де $\dot{u}_0(t)=\dot{U}_0(t)\cdot\exp(j\cdot2\cdot\pi\cdot f_0\cdot t)$ – аналітичний сигнал, реальна частична якого, $u_0(t)=\mathrm{Re}[\dot{u}_0(t)]$ описує окремий (одиночний) імпульс внутрішньої послідовності. $\dot{U}_0(t)=U_0(t)\cdot\exp(j\cdot\gamma_0(t))$ – комплексна огинаюча одиночного імпульсу $u_0(t)$, що враховує форму його дійсної огинаючої $U_0(t)$, а

також закон внутрішньо імпульсної кутової модуляції $\gamma_0(t)$; $\dot{a}_i = |\dot{a}_i| \exp(j\varphi_1)$ - комплексна амплітуда i-го імпульсу, модуль $|\dot{a}_i|$ і аргумент $\varphi_i = \arg \dot{a}_i$ якої, задають дійсну амплітуду і початкову фазу i-го імпульсу в послідовності.

Кореляційна функція $\dot{\chi}(\tau)$ комплексної огинаючої дискретного сигналу [1] визначається:

$$\dot{\chi}(\tau) = \frac{1}{2 \cdot E} \sum_{i,l=0}^{N-1} \dot{a}_i \cdot \dot{a}_l^* \int_{-\infty}^{\infty} \dot{U}_0(t - i \cdot T_П) \cdot \dot{U}_0^*(t - \tau - l \cdot T_П) dt, \quad (13)$$

де $E = \sum_{i=0}^{N-1} |\dot{a}_i|^2 \cdot E_0$ – енергія всього маніпульованого сигналу, $E_0 = \frac{1}{2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{U}_0(t)|^2 dt$ – енергія одиночного імпульсу $u_0(t)$.

Провівши певні спрощення та допущення, замінивши індекс сумування l на $m = i - 1$, отримаємо

$$\dot{\chi}(\tau) = \frac{E_0}{E} \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{a}_i \cdot \dot{a}_{i-m}^* \cdot \dot{\chi}_0(\tau - m \cdot T_П) = \frac{E_0}{E} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{i=-\infty}^{\infty} \dot{a}_i \cdot \dot{a}_{i-m}^* \cdot \dot{\chi}_0(\tau - m \cdot T_П), \quad (14)$$

де $\dot{\varphi}_0(\tau)$ – кореляційна функція комплексної огинаючої одиночного імпульсу.

Ввівши кореляційну функцію $\dot{\chi}_a(m)$ кодової послідовності $\dot{a}_0, \dot{a}_1, ..., \dot{a}_{N-1}$

$$\dot{\chi}_a(m) = \frac{E_0}{E} \sum_{i=-\infty}^{\infty} \dot{a}_i \cdot \dot{a}_{i-m}^*, \quad (15)$$

вважаючи всі $\dot{a}_i, \dot{a}_{i-m}$ з індексами поза діапазоном 0,1,.....,N-1 рівними нулю, отримаємо

$$\dot{\chi}(\tau) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dot{\chi}_a(m) \cdot \dot{\chi}_0(\tau - m \cdot T_П). \quad (16)$$

Ясно, що $\dot{\chi}_a(m) = 0$ при $m \geq N, m \leq -N$ (рисунок), тому що зсунута на таку кількість позицій кодова послідовність не перекриється з вихідною. Остаточно для кореляційної функції (16) отримаємо

$$\dot{\chi}(\tau) = \sum_{m=-(N-1)}^{N-1} \dot{\chi}_a(m) \cdot \dot{\chi}_0(\tau - m \cdot T_П). \quad (17)$$

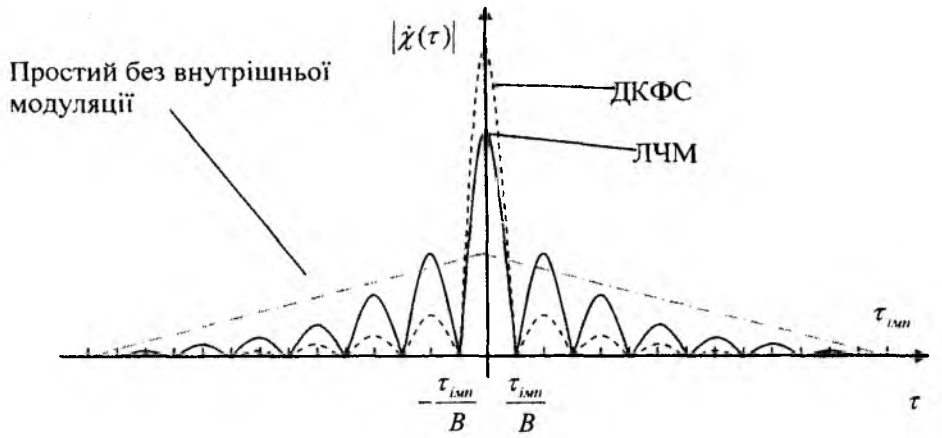
Звідси видно, що кореляційна функція комплексної огинаючої дискретного сигналу є сума кореляційних функцій комплексної огинаючої одиночного імпульсу, що повторюється з інтервалом $T_п$, зважених кореляційною функцією кодової послідовності $\dot{\chi}_a(m)$.

Для того щоб зробити максимум бічних викидів прийнятно малим, добиваються мінімуму максимального по всіх ненульових m рівня кореляції $\chi_{a\max}$ кодової послідовності зі своїми зсувами: $\chi_{a\max} = \max_{m \neq 0} |\dot{\chi}_a(m)| = \min$.

На практиці елементи $\dot{a}_i$ кодових послідовностей вибирають не довільно, а з деякої заздалегідь обумовленої множини *{ алфавіту коду)* по можливості невеликого об'єму. Як правило, при побудові систем з дискретно-кодовою маніпуляцією застосовують коди Баркера, кореляційна функція яких має один центральний пік амплітудою N і ряд бічних амплітуда яких не перевищує $1/N$.

Розглянуті тут як приклади види складних сигналів можна розглядати як найтиповіші для сучасних РТС. У реальних системах крім розглянутих знаходять застосування і інші види складних сигналів. Так, для отримання нульових бічних пелюсток $\dot{\chi}_a(m)$ замість двійкової часто застосовують багато позиційну фазову маніпуляцію або двійкову ФМ доповнюють введенням пасивних пауз.

В загальному випадку порівняльну характеристику функцій невизначеності типових складних радіолокаційних сигналів наведено на рисунку. При побудові графіків для об'єктивності база сигналів дорівнює 14 (по максимальній розмірності кодів Баркера).

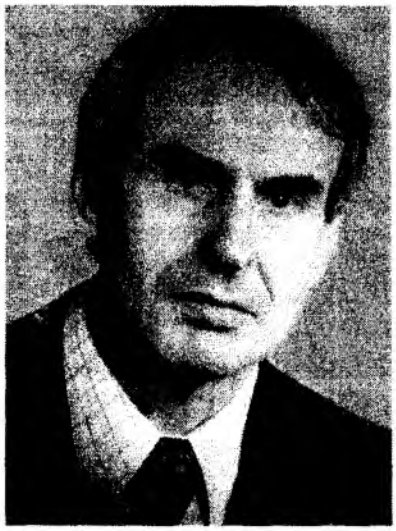


Наведений порівняльний аналіз складних радіолокаційних сигналів дозволяє визначити основні напрямки вдосконалення радіотехнічних систем щодо поліпшення роздільної здатності та потенційної ефективності алгоритмів обробки сигналів. Очевидно, що максимізування деталізації сигналів за рахунок застосування дискретних методів модуляції зі збільшенням бази та застосуванням модулюючих послідовностей з максимальним пікфактором модуля кореляційної функції комплексної огинаючої дозволяє отримати значний відносний виграш і по роздільній здатності і по завадостійкості.

Список літератури: 1. *Гришин Ю.П.* Радиотехнические системы / Ю.П. Гришин, В.П. Ипатов, Ю.М. Казаринов, Ю.А. Коломенский, Ю.Д. Ульяницкий. М.:Высш.шк., 1990. 496 с. 2. *Кравченко В.Ф., Рвачев В.Л.* Алгебра логики, атомарне функции и вейвлеты в физических приложениях. М.: ФИЗМАЛИТ, 2006. 416 с. 3. *Баскаков С.И.* Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник. М.: Высш. шк., 1983. 536 с. 4. *Сергиенко А.Б.* Цифровая обработка сигналов / А.Б. Сергиенко. СПб.: Питер, 2005. 604 с.

Хмельницький національний університет *Надійшла до редколегії 25.11.2009*

Памяти Савелия Еремеевича Фальковича (1920 – 2010)



16 февраля 2010 года ушел из жизни выдающийся ученый, доктор технических наук, профессор, академик Международной академии наук прикладной радиоэлектроники Савелий Еремеевич Фалькович, которого по праву можно считать одним из основоположников современной статистической теории пространственно-временной обработки сигналов в радиотехнических системах.

Его первая научная работа была посвящена исследованиям шумовых свойств радиоприемных устройств СВЧ диапазона, а защищенная им в 1949 году кандидатская диссертация, направленная на уменьшение влияния флуктуационных помех при приеме сигналов сантиметрового диапазона, фактически заложила основу последующего развития методов оптимального приема в радиотехнических системах различного назначения и стала предтечей его докторской диссертации и монографии "Прием радиолокационных сигналов на фоне флуктуационных помех", которая была издана в 1961 году издательством "Советское радио".

В 1949 году С.Е. Фалькович переезжает в Харьков для дальнейшего прохождения службы в Харьковском высшем военном командно-инженерном училище им. Н.А. Крылова, где он возглавил кафедру радиолокации. После демобилизации в декабре 1968 года он переходит на работу в Харьковский авиационный институт заведующим кафедрой радиотехнических систем, где проработал до декабря 2004 года.

Начиная с середины пятидесятых годов научные интересы С.Е. Фальковича распространяются в область создания статистической теории пространственно-временных измерительных радиотехнических систем и, прежде всего, систем радиолокации, радионавигации, траекторных измерений, радиотеплолокации, радиоастраномии и радиотелеметрии. Постепенно под руководством С.Е. Фальковича формируется научная школа пространственно-временной обработки сигналов, в которой получает развитие статистическая теория решений, оценивания и фильтрации электромагнитных полей – функций времени и пространственных координат, являющихся первичными источниками информации. Радиотехнические системы оптимизировались на основе системного подхода, их структуры, алгоритмы формирования сигналов и их обработки синтезировались в целом по заданным критериям качества. Особое место в этих исследованиях заняли теория оптимального приема пространственно-временных сигналов в радиоканалах с рассеянием, исследования влияния статистически неоднородной среды распространения радиоволн на качественные характеристики измерительных радиосистем и оптимизация обработки принимаемых полей с учетом этого влияния.

С.Е. Фалькович – автор более 160 научных работ и шести монографий. Под его руководством успешно защищено более 50 кандидатских и 12 докторских диссертаций. Научные достижения профессора С.Е Фальковича отмечены присуждением ему в 1988 году Государственной премии СССР «За цикл работ по статистической теории радиоэлектронных систем».

Память о выдающемся ученом, Учителе и Наставнике, ярчайшей личности Савелие Еремеевиче Фальковиче навсегда сохранится в отечественной и мировой науке, в сердцах тех, кому посчастливилось у него учиться, с ним работать и общаться.

МЕТЕОРНАЯ РАДИОЛОКАЦИЯ И МЕТРОЛОГИЯ: ИСТОРИЯ, МЕТОДЫ, АППАРАТУРА

УДК 621.396:523.682

Становление и развитие радиолокационных наблюдений метеоров в Харькове / *А.А. Ткачук, В.В. Лизогуб, С.В. Коломиец* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 7 – 20.

Становление и развитие радиолокационных наблюдений метеоров связано с прогрессом в радиотехнике, началом космической эры человечества и самыми масштабными международными проектами второй половины XX столетия. В Харькове основателем и организатором метеорных радиолокационных исследований мирового уровня и значимости был известный украинский ученый, профессор Харьковского национального университета радиоэлектроники (ХНУРЭ) Кащеев Борис Леонидович. Авторы как профессионалы и очевидцы информируют о научной школе метеорной радиолокации Б.Л. Кащеева и ее достижениях, отмеченных золотыми медалями ВДНХ, присвоением трем астероидам имен, связанных с кафедрой «Основы радиотехники» ХНУРЭ, «Кащеев», «ХТУРЭ», «Волощук», включением Балаклейской экспериментальной базы ХНУРЭ в Государственный реестр научных объектов, которые являются национальным достоянием Украины. Светлой памяти Б.Л. Кащеева (1920 - 2004) в связи с 90-летием со дня его рождения посвящается эта статья.

Библиогр.: 69 назв.

УДК 621.396:526.682

Становлення та розвиток радіолокаційних спостережень метеорів в Харкові / *О.О. Ткачук, В.В. Лізогуб, С.В. Коломієць* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 7 – 20.

Становлення та розвиток радіолокаційних спостережень метеорів пов'язане з прогресом в радіотехніці, початком космічної ери людства та самими масштабними міжнародними проектами другої половини XX століття. В Харкові засновником та організатором метеорних радіолокаційних досліджень всесвітнього рівня та значення був відомий український учений, професор Харківського національного університету радіоелектроніки (ХНУРЕ) Кащеєв Борис Леонідович. Автори як професіонали та очевидці інформують про наукову школу метеорної радіолокації Б.Л. Кащеєва та її досягнення, відмічені золотими медалями ВДНГ, присвоєнням трьом астероїдам імен, пов'язаних з кафедрою «Основи радіотехніки» ХНУРЕ, «Кащеєв», «ХТУРЕ», «Волощук», включенням Балаклійської експериментальної бази ХНУРЕ до Державного реєстру наукових об'єктів, які становлять національне надбанням України. Світлій пам'яті Б.Л. Кащеєва (1920-2004) у зв'язку з 90-річчям з дня його народження присвячується ця стаття.

Бібліогр.: 69 назв.

UDC 621.396:526.682

Formation and development of meteor radar-tracking observations in Kharkov / *A.A. Tkachuk, V.V. Lizogub, S.V. Kolomiyets* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 7 – 20.

Formation and development of meteor radar-tracking observations is associated with the progress in the radio engineering, beginning the space era in the history of mankind and the most scaled international projects of the second half of the twentieth century. Kashcheyev Boris Leonidovich, a well-known Ukrainian scientist, Professor of Kharkov National University of Radioelectronics (KhNURE), was a founder and organizer of meteor radar-tracking research of the world scale and importance in Kharkov. Authors, both professionals and witnesses, inform about the Kashcheyev School of Meteor Radar-Tracking and its achievements decorated with the gold medals of the Exhibition of National Economy Achievements of the USSR, three asteroids named after Kashcheyev, KhTURE and Voloshchuk. These names are associated with the Foundations of Radio Engineering chair; The Balakleya Experimental Base of KhNURE is included into the State Register of Scientific Objects being the National Property of Ukraine. This article is devoted to the respectful memory of B.L. Kashcheyev (1920-2004) in connection with the 90th anniversary of his birth.

Ref.: 69 items.

УДК 621.371.96

Радиолокационные исследования метеоров в Казани / *В.В. Сидоров* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 21 – 24.

Статья посвящена истории создания и развития Проблемной радиоастрономической лаборатории (ПРАЛ) Казанского Государственного университета. Представлены все её научные направления и имена их участников. Особое внимание уделено метеорной астрономии, которая является одним из традиционных направлений Казанской астрономической школы. Также рассмотрены радиолокационные исследования, метеорные исследования динамики верхней атмосферы, метеорный вклад в ионизацию атмосферы, метеорная радиосвязь, метеорная синхронизация шкал времени. Сделан анализ перспектив ПРАЛ. Дано подробное описание истории создание Метеорного радара КГУ.

УДК 621.371.96

Радіолокаційні дослідження метеорів в Казані / *В.В. Сидоров* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 21 – 24.

Стаття присвячена історії створення та розвитку Проблемної радіоастрономічної лабораторії (ПРАЛ) Казанського Державного університета. Представлені всі її наукові напрями та імена їх учасників. Особливу увагу приділено метеорній астрономії, який є одним з традиційних напрямів Казанської астрономічної школи. Також розглянуті радіолокаційні дослідження, метеорні дослідження динаміки верхній атмосфери, метеорний вклад в іонізацію атмосфери, метеорний радіозв'язок, метеорна синхронізація шкал часу. Зроблено аналіз перспектив ПРАЛ. Надано детальний опис історії створення Метеорного радару КДУ.

UDC 621.371.96

The Problem Radio-Astronomical Laboratory in Kazan / *V.V. Sidorov* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 21 – 24.

The paper is about the history of foundation and development of The Problem Radio-Astronomical Laboratory (PRAL) in Kazan State University All scientific directions and scientist's names are presented. Underlined the meteor astronomy direction as the main one. The radiolocation research, research dynamics of high atmosphere, metor contribution in atmospheric ionization, meteor-burst communication and time scale synchronization are presented too. The perspectives of PRAL are analyzed. The detail describes of the Meteor radar of Kazan State University Radar is given.

УДК 621.396.96

История и современное состояние исследований кафедры ОРТ ХНУРЭ по высокоточной синхронизациии времени и частоты / *Ю. А. Коваль, В. В. Обельченко, С.Г. Кундюков, А.А. Костыря , С. Ф. Семенов, Е.А. Иванова* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 25 – 38.

Рассмотрены история и основные результаты выполненных на кафедре ОРТ ХНУРЭ под руководством проф. Кащеева Б.Л. исследований радиометеорного метода синхронизации времени и частоты. Описаны основные научные результаты, технические решения, результаты испытаний и внедрения разработанной радиометеорной аппаратуры синхронизации. Рассмотрено современное состояние и новые результаты исследований кафедры ОРТ по высокоточной синхронизации.

Табл.7. Ил. 9. Библиогр.: 49 назв.

УДК 621.396.96

Історія та сучасне становище кафедри ОРТ ХНУРЕ з високоточної синхронізації часу та частоти / *Ю. О. Коваль, В. В. Обельченко, С.Г. Кундюков, О.О. Костиря , С. Ф. Семенов, О.О. Іванова* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 25 – 38.

Розглянуто історія та основні результати виконаних на кафедрі ОРТ ХНУРЕ під керівництвом про. Кащеєва Б.Л. досліджень радіометеорного методу синхронізації часу та частоти. Описані основні наукові результати, технічні рішення, результати випробувань та впровадження розробленої радіо метеорної апаратури синхронізації. Розглянуто сучасний стан та нові результати досліджень кафедри ОРТ з високоточної синхронізації

Табл.7. Ил. 9. Бібліогр.: 49 назв.

UDC 621.396.96

History and modern condition of researches of Fundamentals of Radio Engineering chair on high-precision time and frequency synchronisation / *Yu. A.Koval, V. V. Obelchenko, S.G. Kundyukov, A.A.Kostyrja, S.F.Semenov, E.A. Ivanova* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 25 – 38.

The history and the basic results of researches into the radio meteoric method of time and the frequency synchronisation, executed under the guidance of Prof. Kashcheev B.L. at the Fundamentals of Radio Engineering chair at KNURE are presented. The basic scientific results, technical decisions, results of tests and introduction of the developed radio meteoric synchronisation equipment are described. The modern condition and new results of researches on high-precision synchronisation at theFundamentals of Radio Engineering chair is presented.

7 Table. 9 Fig. . Refs.: 49 items

УДК 621.371.96

Современные средства и методы радиолокационных метеорных исследований / *И. Е. Антипов, А. А. Костыря, А. И. Шкарлет* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.39 – 46.

Показаны практическая и научная актуальность информации, получаемой с помощью активной метеорной радиолокации. Представлен обзор существующих в мире метеорных РЛС, их технические характеристики, возможности и назначение. Особое внимание уделено метеорным РЛС Харьковского национального университета радиоэлектроники, расположенным на Балаклейском научном полигоне. Отмечается, что задача совершенствования средств и методов метеорных исследований остаётся актуальной. Намечены пути их дальнейшего развития, в частности, оптимизации излучаемой мощности, ориентации антенн, размещения выносных пунктов, применение сложных сигналов и т. д .

Ил. 10. Табл. 1. Библиогр.: 13 назв.

УДК 621.371.96

Сучасні засоби та методи радіолокаційних метеорних досліджень / *І. Є. Антіпов, О. О. Костиря, О. І. Шкарлет* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С.39 – 46.

Показано практичну та наукову актуальність інформації, яку одержують за допомогою активної метеорної радіолокації. Представлено стислий огляд існуючих у світі метеорних РЛС, їх технічні характеристики, можливості та призначення. Особливу увагу надано метеорним РЛС Харківського Національного Університету радіоелектроніки, розташованих на Балаклійскому науково-дослідному полігоні. Відмічено, що завдання удосконалення засобів та методів метеорних досліджень залишаються актуальними. Намічено шляхи їхнього розвитку, в тому числі оптимізація випромінюваної потужності, орієнтації антен, розміщення виносних пунктів, застосування складних сигналів, удосконалення системи синхронізації та обміну інформацією та т. п..

Іл. 10. Табл. 1. Бібліогр.: 13 назв.

UDC 621.371.96

Modern Means and methods of meteor radio-location researches / *I. E. Antipov, A. A. Kostirya, A. I. Shkarlet* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. C.39 – 46.

In this work are shown a practical and scientific actuality the information, that got by an active meteor radio-location. Presented the brief review of existing presently in the world of meteors radars, theirs technical characteristics, possibilities and assignment. The special attention is given a meteors radars the Kharkov national university of radio-electronics, that located on the research laboratory in Balakleya. It is marked, that the task of perfection of methods and facilities researches of the meteors, remains actuality. The ways of their further development are set, in particular, optimizations of the radiated power, orientations of aerials, placing of bearing-out points, application of difficulty signals and improvement system of synchronization and exchange of informations etc.

10 fig. 1 table. Ref.: 13 items.

УДК 621.37.+551.553.5

Использование сигналов телевизионного вещания для исследования процессов в метеорной зоне атмосферы Земли / *А. Н. Олейников, Д. М. Сосновчик, Ю. В. Лыков, В. Д. Кукуш, С. А. Маковецкий* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 47 – 55.

Показана возможность использования сигналов телевизионного вещания для исследования метеорной активности, притока метеорного вещества и динамики метеорной зоны атмосферы Земли. Рассмотрены методики выбора источников телевизионного сигнала для наблюдения метеорных явлений; обнаружения телевизионного сигнала, отраженного от метеорного следа; определения радиантов индивидуальных метеоров, высоты и скорости дрейфа отражающей области метеорного следа при использовании сигналов телевизионного вещания. Приведены результаты экспериментального исследования метеорной активности по сигналам телевизионного вещания за годичный цикл.

Ил. 6. Библиогр.: 23 назв.

УДК 621.37.+551.553.5

Використання сигналів телевізійного мовлення для дослідження процесів у метеорній зоні атмосфери Землі / *А. М. Олейніков, Д. М. Сосновчик, Ю. В. Ликов, В. Д. Кукуш, С. О. Маковецький* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 47 – 55..

Показана можливість використання сигналів телевізійного мовлення для дослідження метеорної активності, притоку метеорної речовини та динаміки метеорної зони атмосфери Землі. Розглянуті методики вибору джерел телевізійного сигналу для спостереження метеорних явищ; виявлення телевізійного сигналу, відбитого від метеорного сліду; визначення радіантів індивідуальних метеорів, висоти та скорості дрейфу метеорного сліду при використанні сигналів телевізійного мовлення. Наведені результати експериментального дослідження метеорної активності за сигналами телевізійного мовлення за річний цикл.

Іл. 6. Бібліогр.: 23 назви.

UDC 621.37.+551.553.5

Use of television broadcasting signals for investigation of processes in the meteor zone of the Earth atmosphere / *A. N. Oleynikov, D. M. Sosnovchik, Y. V. Lykov, V. D. Kukush, S. A. Makovetskyi* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 47 – 55.

Ability to use the television broadcasting signals for investigations of meteor activity, meteor's substance flow and dynamics of the meteor zone of the Earth is presented. The following procedures are shown here: selection of sources of television broadcasting for meteors observing; detection of television signals, which are reflected from meteor's trails; definition of radiants of meteors showers, definition of altitudes and drift velocities of a meteor's trails. Results of the experimental investigations of meteor's activity by television signals for annual cycle are presented here.

6 fig. Ref.: 23 items.

УДК 529.781:621.396.96

Метод оценки интервала рассеяния по запаздыванию при отражении сигналов от метеорных следов / *Е.В. Харченко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 56 – 61.

Предложен метод расчета интервала рассеяния по запаздыванию при отражении сигналов от метеорных следов. Для обеспечения однородности оценок и минимизации количества элементов поверхности, покрывающих зону радиовидимости, предложен способ построения плотнейшей поверхностно-сферической укладки. Получены расчетные соотношения, позволяющие задать точку входа метеора и ориентацию метеорного следа в пространстве для заданного значения зенитного угла, а также определить наличие точки зеркального отражения для данного следа. Проведена оценка интервала задержек сигнала рассеянного метеорным следом.

Табл. 2. Ил. 6. Библиогр.: 7 назв.

УДК 529.781:621.396.96

Метод оцінки інтервалу розсіяння по запізнюванню при віддзеркаленні сигналів від метеорних слідів / *О.В. Харченко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 56 – 61.

Запропоновано метод розрахунку інтервалу розсіяння по запізнюванню при віддзеркаленні сигналів від метеорних слідів. Для забезпечення однорідності оцінок і мінімізації кількості елементів поверхні, що покривають зону радіовидимості, запропоновано спосіб побудови щільного поверхнево-сферичного укладання. Отримані розрахункові співвідношення, що дозволяють задати точку входу метеора і орієнтацію метеорного сліду в просторі для заданого значення зенітного кута, а також визначити наявність точки дзеркального віддзеркалення для даного слі-

ду. Проведена оцінка інтервалу затримок сигналу розсіяного метеорним слідом.

Табл. 2. Іл. 6. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 529.781:621.396.96

Method of estimation of interval delay in scattering of the signals reflected from the meteor trails / *H.V. Kharchenko* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 56 – 61.

The method for calculating the interval delay in scattering of the signals reflected from meteor trails is offered. To ensure uniformity of estimates and minimize the number of elements of the surface, overlapping the zone of radio coverage, the method is offered for constructing the densest packing of spherical surface. The calculated ratios, making it possible to set the entry point of the meteor and the orientation of the meteor trail in the space for a given zenith angle, as well as determine whether the point of specular reflection for this trail, are derived. The estimation of the interval delays of signals scattered from the meteor trails is given.

2 tab. 6 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.96

Имитационное моделирование выделения коррелированных событий на фоне системного шума / *Д.В. Любимов, В.В. Сидоров* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 62 – 66.

При радиолокационных исследованиях метеорных потоков с помощью однопозиционного метеорного радара возникает проблема выделения метеорных потоков на фоне спорадического шума. При использовании дискретного квазитомографического метода анализа метеорных данных необходимо выбрать параметры метода таким образом, чтобы минимизировать влияние спорадического шума при сохранении высокой вероятности обнаружения. Было проведено имитационное моделирование, которое позволило определить максимальный объем обрабатываемой выборки и минимальную численность микропотоков, не являющихся выбросами спорадического фона.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96

Імітаційне моделювання виділення корельованих подій на фоні системного шуму / *Д.В. Любимов, В.В. Сидоров* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 62 – 66.

При радіолокаційних дослідженнях метеорних потоків за допомогою однопозиційного метеорного радара виникає проблема виділення метеорних потоків на фоні спорадичного шуму. При використанні дискретного квазитомографічного метода аналіза метеорних даних необхідно обрати параметри метода таким чином, щоб мінімізувати вплив спорадичного шуму при зберіганні високої ймовірності виявлення. Було проведено імітаційне моделювання, яке дозволило визначити максимальний об'єм оброблюваної виборки і мінімальну чисельність мікропотоків, які не являються викидами спорадичного фону.

Іл. 3. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.96

Imitation modeling of correlated events extraction against a system noise background / *D.V. Lyubimov, V.V. Sidorov* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 62 – 66.

There is a problem of meteor shower extraction against a magnitude of a sporadic noise background that appears during meteor shower radiolocation research using single-station meteor radar. For correct application of the discrete quasitomographic method of meteor data analysis it is necessary to select method parameters in such a way as to minimize influence of the sporadic noise and to maintain a high probability of the microshowers detection. An imitation modeling revealed the maximum amount of sampling and the minimum quantity of microshowers that are not a sporadic background surge.

3 fig. Ref.: 3 items.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ АСПЕКТ МЕТЕОРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 523.68

Проблема выявления генетических связей комет, астероидов и метеороидов / *Ю.И. Волощук* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 67 – 78.

Показано, что для выявления генетических связей малых тел Солнечной ситемы необходимо решить четыре следующих задачи: 1) выбор оптимального метода кластерного анализа; 2) выбор той или иной численной меры – функции расстояния между объектами (в нашем случае это эллиптические орбиты соответствующих малых тел Солнечной системы); 3) выбор порогового значения функции расстояния; 4) разработка методики расчета средних орбит метеорных потоков и ассоциаций. Намечены пути решения этих задач.

Ил. 2. Табл. 1. Библиогр.: 24 назв.

УДК 523.68

Проблема виявлення генетичних зв'язків комет, астероїдів і метеороїдов / *Ю.І Волощук* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип.160. С. 67 – 78.

Показано, що для виявлення генетичних зв'язків малих тіл Сонячної системи необхідно вирішити чотири наступні: 1) вибір оптимального методу кластерного аналізу;2) вибір тієї або іншої чисельної міри – функції відстані між об'єктами (у нашому випадку це еліптичні орбіти відповідних малих тіл Сонячної системи); 3) вибір граничного значення функції відстані; 4) розробка методики розрахунку середніх орбіт метеорних потоків і асоціацій. Визначено шляхи розв'язання цих .

Іл. 2. Табл. 1. Бібліогр.: 24 назв.

UDC 523.68

Problem of detection of consanguinities of comets, asteroids and metheoroids // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 67 – 78.

It is shown, that to detect the consanguinities of small bodies of the Solar system it is necessary to proove four following problems: 1) the problem of an optimum cluster analysis technique choice; 2) the problem of selection of any numerical measure - functions of distance between objects (in our case it is elliptic orbits of the relevant small bodies of the Solar system); 3) the problem of selection of the threshold of distance function value; 4) the problem of development of the design procedure of medial orbits of meteor showers and associations. Methods of solution of these problems are outlined.

1 tab. 28 fig. Ref.: 24 items.

УДК 621.396

Собственные элементы орбиты и возможности их применения для поиска родительських тел метеорных потоков / *Ю.В. Александров* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 79 – 81.

Описан алгоритм определения собственных элементов орбит малых тел Солнечной системы с целью нахождения собственных элементов орбит метеорных потоков для поиска их родительських тел.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396

Власні елементи орбіти і можливості їх застосування для пошуку батьківських тіл метеорних потоків / *Ю.В. Александров* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 79 – 81.

Описаний алгоритм визначення власних елементів орбіт малих тіл Сонячної системи з метою знаходження власних елементів метеорних потоків для пошуку їх батьківських тіл.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396

Proper orbital elements and possibilities of their applications for searching parent bodies of meteor streams / *Yu.V. Alexandrov* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 79 – 81.

The algorithm of determination of proper orbital elements of minor planet of the Solar System is proposed with aim to find proper orbital elements of meteor streams for searching their parent bodies.

Ref.: 3 items.

УДК 523.683 : 523.64

Кометы – метеороидные комплексы – метеороные потоки / *Н.В. Куликова* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.82 – 91.

Кратко описывается проблема и основные трудности, представляется постановка основной задачи и предлагаемые подходы к её решению. Графические результаты, полученные на основе стохастического моделирования одного из возможных процессов возникновения новых образований в космическом пространстве, анализируются для ряда конкретных космических объектов в сравнении с данными наблюдений их формирований в виде метеорных потоков в атмосфере Земли. Это позволяет сделать выводы о форме и характере поведения метеороидного роя, сопровождающего комету на её орбите. Одним из инструментов для анализа метеорных потоков являются различные критерии, принимаемые в научном сообществе в качестве меры общности орбит двух небесных тел.

Табл. 1. Ил. 6. Библиогр.: 19 назв.

УДК 523.683 : 523.64

Комети – метеороїдні комплекси – метеорні потоки / *Н.В. Кулікова* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 82 – 91.

Стисло надано опис проблеми та головних труднощів, представлено постановку основної задачі та запропоновані підходи до її вирішення. Графічні результати, отриманні на основі стохастичного моделювання одного з можливих процесів виникнення нових утворень в космічному просторі, аналізуються для низки конкретних космічних об'єктів у порівнянні з даними спостережень їхніх формувань у вигляді метеорних потоків в атмосфері Землі. Це дозволяє зробити висновки про форму та характер поведінки метеороїдного рою, який супроводжує комету на її орбіті. Один з інструментів для аналізу метеорних потоків являються різні критерії, які приймаються науковою спільнотою у якості міри спорідненості орбіт двох небесних тіл.

Табл. 1. Іл. 6. Бібліогр.: 19 назв.

UDC 523.683 : 523.64

Comets – meteoroid complexes – meteor showers / *N.V. Kulikova* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 82 – 91.

The problem solved, the main difficulties, the statement of the problem and proposed approaches to its solution are briefly outlined. Graphic results obtained from the stochastic simulating one of the expected processes of new formations originating in space are analyzed for some concrete objects versus their observations as meteor streams in the Earth's atmosphere. The primary simulation method is based on the universal computer model of meteoroid complex generation and evolution, analysis of simulation data and their comparison with available catalogs of observations on specific objects. This enables one to draw conclusions about the form and the behavior pattern of a meteor stream accompanying a comet on its orbit. Different criteria accepted by the scientific community as a measure of generality for two celestial objects are the instruments for analyzing meteor streams.

1 tab. 6 fig. Ref.: 19 items.

УДК 521.401+523.44

Гравитационные возмущения в эволюции метеороидного комплекса кометы Темпеля-Туттля / *Н.В. Куликова, Н.В. Поляков, В.М. Чепурова* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 92 – 99.

Представлены результаты рассчетной эволюции орбит родительского тела и фрагментов его дезинтеграции на примере кометы Темпеля-Туттля. Анализируются расхождения рассчетных и наблюдательных данных. Прослеживается эволюция орбит исследуемых объектов в зависимости от величин их масс и гравитационных потентионагуциалов отдельных возмущающих планет.

Табл. 3. Ил. 4. Библиогр.: 10 назв.

UDC 521.401+523.44

Gravitational pertuebations in the evolution of Tempel-Tuttle comet meteoroid complex / *N.V. Kulikova, N.V. Polyakov, V.M. Chepurova* / Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 92 – 99.

The resalts of the computed orbits evolution of the parent body and fragments of its disintegration are exemplified by Tempel-Tuttle comet. The divergence of computing and observer dates are analysed. Orbital evolution of researching objects in dependence on their masses and gravitational potentials of separate planets is studied.

Tabl. 3. Fig. 4. Ref.: 10 items.

УДК 523.64

Результаты космических миссий к ядрам периодических комет / *К.И. Чурюмов* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 100 – 109.

Представленный обзор содержит ряд результатов космических миссий к ядрам комет Айс, Вега 1 и 2, Джотто, Дип Спейс, Стардаст, Дип Импект, а также программу и научные результаты миссии Розетта за шесть лет ее полета к ядру кометы 67P/Чурюмова-Герасименко.

УДК 523.64

Результати космічних місій до ядер періодичних комет / *К.І. Чурюмов* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 100 – 109.

Представлений огляд містить ряд результатів космічних місій до ядер комет Айс, Вега 1 і 2, Джотто, Діп Спейс, Стардаст, Діп Імпект, а також програму і наукові результати місії Розетта за шість років її польоту до ядра комети 67P/Чурюмова-Герасименко.

UDC 523.64

Results of space missions to the nuclei of periodic comets / *Churyumov K.I.* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 100 – 109.

The presented review contains the row of results of space missions to the nuclei of comets of ICE, Vega 1 and 2, Jotto, Deep Space, Stardust, Deep Impact, and also the program and scientific results of mission Rosetta for six years of its flight to the nucleus of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko.

УДК 523.51;523.3

О притоке на Землю крупных метеороидов / *В. Г. Кручиненко, К. И. Чурюмов, Т. К. Чурюмова* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 110 – 117.

Проведен анализ данных о тепловых взрывах крупных метеороидов в атмосфере Земли, приведенных в работе П.Брауна с соавторами [Nature. 2002. V. 420]. Исправлена кумулятивная функция притока космических тел с учетом высоты взрыва, определяемой, согласно концепции о высоте максимального торможения. Обнаружено, что, по крайней мере, одно явление из приведенных в работе П.Брауна с соавторами – результат взрыва кометоида. Показано, что Тунгусский феномен невозможно объяснить в рамках модели монолитного тела.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.:39 назв.

УДК 523.51;523.3

Про приплив на Землю крупних метеороїдів / *В. Г. Кручиненко, К. І. Чурюмов, Т. К. Чурюмова* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 110 – 117.

Виконано аналіз даних теплових вибухів великих метеороїдів в атмосфері Землі, які наведені в роботі П.Брауна с співавторами [Nature. 2002. V. 420].. Виправлена кумулятивна функція допливу космічних тіл з врахуванням висоти вибуху, згідно концепції, про висоту максимального гальмування. Виявлено, що принаймні одне явище з наведених в роботі П.Брауна з співавторами є результатом вибуху кометоїда. Показано, що Тунгуський феномен неможливо пояснити в рамках моделі монолітного тіла.

Табл. 1. Іл. 2. Бібліогр.: 39 назв.

UDC 523.51;523.3

Influx on the earth of large meteoroids / *V.G. Kruchynenko, K. I. Churyumov, T. K. Churyumov* // Radioteknika: All-Urk. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 110 – 117.

The analysis of data about the thermal explosions of large meteoroids in the atmosphere of Earth, resulted in work of P.Brown and co-authors [Nature. 2002. V. 420], is made. The cumulative function of influx of space bodies is corrected taking into account the height of explosion, which determined, according to a conception on the height of maximal braking. It is discovered that at least one phenomenon from those given in the cited work is a result of explosion of a comet nucleus fragment. It is shown that it is impossible to explain the Tungusska phenomenon within the framework of a model of a monolithic body.

2 tab. 4 fig. Ref.: 39 items.

УДК 523.68

О механизме разрушения и физических характеристиках совместных радиооптических / *Н.А. Коновалова, М. Нарзиев* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 118 – 123.

В рамках теории единого тела и теории квазинепрерывного дробления проведен анализ кривых блеска совместных радио-оптических метеоров. Определены плотности исследуемых поточных и спорадических метеороидов и показано, что основным механизмом абляции для них является квазинепрерывное дробление.

Табл. 2. Ил.1. Библиогр: 15 назв.

УДК 523.68

Про механізм руйнування і фізичні характеристики спільних радіо оптичних метеороїдів / *Н.А. Коновалова, М. Нарзиев* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 118 – 123.

У рамках теорі эдиногоо тіла та теорі квазі-безперерівного дроблення проведено аналіз кривих блиску спільних радіо-оптичних метеорів. Визначено шільності досліджених потокових і спорадичних метеороідов і показано, що основним механізмом руйнування для них э квазі-безперервне дроблення.

Табл. 2. Ил.1. Библиогр: 15 назв.

About the mechanism of ablation and physical properties of combined radar -optical meteoroids / *N.A.Konovalova, M. Narziev* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 118 – 123.

The observed light curves of combined radar-television and photo-radar meteors were studied within the framework of the single body theory and the theory of meteoroid quasi-continuous fragmentation. The bulk densities of the showers and sporadic meteoroids were determined and it is shown that the quasi-continuous fragmentation is the basic mechanism of meteoroids disintegration.

2 tab. 1 fig. Ref.: 15 items.

УДК 523.6

Особенности разрушения и физические характеристики болидов из августовского семейства / *Н.А. Коновалова* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 124 – 126.

По данным IAU MDC 2003, на основании близости орбит, радиантов и внеатмосферной скорости по заданным D-критериям Дроммонда и Саутворта и Хоккинса, выявлено августовское болидное семейство из 24 спорадических ярких метеоров и болидов кометного происхождения. На основании анализа особенностей свечения и разрушения в атмосфере Земли исследуемых метеороидов получено, что они являются телами с непрочной структурой и низкой плотностью ($\delta = 0.6$ *г/см*^{3}).

Табл. 1. Ил.1. Библиогр: 13 назв.

УДК 523.68

Особливості руйнування і фізичні характеристики болідів із серпневого сімейства / *Н.А. Коновалова* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 124 – 126.

За даними IAU MDC 2003 на підставі близькості орбит, радіантів і позаатмосферних швидкостей за заданим Д-критерію Дроммонда і Саутворта-Хоккинса виявлено серпневе болідное сімеиство з 24-х спорадичних яскравих метеорів та болідів кометного походження. На підставі аналізу особливостей світіння і руйнування в атмосфері Землі досліджених метеороідов зроблено висновок, що вони э тілами з нестійкою структурою і низькою щильністю ($\delta = 0.6$ *г/см*^{3}).

Табл. 1. Ил.1. Библиогр: 13 назв.

UDC 523.6

Featyres of disintegration and physical properties of bolides from August family / *N.A. Konovalova* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010 . N 160. P. 124 – 126.

The bolide family was found among the bright meteors and fireballs from the IAU Meteor Data Center catalogue. For the evaluation of the similarity between orbits of a fireball from this group the D-criterians of Drummond and Soutworth-Hawkins was used. In a total 24 members of family, which are moving in similar orbits and might be associated among themselves, have been found. On the basis of light curves and the meteoroids splitting into fragments we conclude, that this meteoroids could be considered structurally fragile bodies with a small density ($\delta = 0.6$ g/sm^3).

1 tab. 1 fig. Ref.: 13 items.

УДК 523.503

Зависимость свечения и ионизации от скорости и химсостава метеоров / *М. Нарзиев* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 127 – 131.

На основании результатов параллельных фото-радиолокационных и радио-телевизионных наблюдений, а также данных лабораторного моделирования процессов свечения и ионизации метеоров, изучена зависимость логарифма отношения интенсивности свечения к линейной электронной плотности от скорости и химсостава частиц. Получено, что значение $\lg I_q/q$ с увеличением скорости и уменьшением атомного веса вещества уменьшается более чем на порядок.

Табл. 2. Ил. 2. Библиогр.: 12

УДК 523.503

Залежність свічення та іонізації від швидкості і хімскладу метеорів / *М. Нарзиев* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 127 – 131.

На підставі результатів параллельних фото-радіолокаційних І радіо-телевізійних спостережень, а також даних лабораторнего моделювання процесів світіння і іонізаці метеорів, вивчена залежність логарифма відношення інтенсивності світіння до лінійної електронної густини від швидкості І хімскладу частинок. Отри-

мано, що значення lg I_ϕ/q зі збільшенням швідкості I зменшенням атомної ваги речовини зменшується більш ніж на порядок.

Табл 2. Ил. 1. библиогр.: 12

UDC 523.503

Dependence of luminosity and ionization on velocity and chemical structure of meteors / *M. Narziev* // Radiotekhnika: All-Ukr.Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 127 – 131.

The dependence of the logarithm of luminous intensity I_p to linear electronic density q on the particles velocities and chemical structure are investigated on the bases of the simultaneous photographic and radio echo observations and television observations results, and laboratory modeling of meteors luminescence and ionization processes. It is derived that the value of lg I_p/q decreases more then one order with the increase in velocities of meteors and decrease in atomic 2 tab. 2.fig. Ref.: 12 items.

УДК 523.68

Поиски и исследование космического вещества от яркого болида EN171101 «Турьи Реметы» в Закарпатье (физико-химическая модель) / *Р.Я. Белевцев, К.И. Чурюмов, Э.В. Соботович, С.Д. Спивак, В.И. Блажко, В.И. Солоненко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 132 – 138.

Изложены предварительные результаты поисковых шлиховальных и геохимических работ в районе падения яркого болида EN171101 (Турьи Реметы) в Закарпатье, данные минералого-геохимических аналитических исследований и расчеты физических параметров болида. Описаны магнитные космические шарики, намечен вероятный район падения крупных метеоритных тел, дальнейшие поиски и исследования космического вещества болида Турьи Реметы.

Табл. 2. Ил. 8. Библиогр.: 8 назв.

УДК 523.68

Пошуки та дослідження космічної речовини від яскравого болиду EN171101 «Тур'ї Реметі» в Закарпатті (фізико-хімічна модель) / *Р.Я. Белєвцев, К.І. Чурюмов, Е.В. Соботович, С.Д. Співак, В.І. Блажко, В.І. Солоненко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 132 – 138.

Викладені попередні результати пошукових шліховальних та геохімічних робіт в районі падіння яскравого болiда EN171101 (Тур'ї Ремети) у Закарпатті, дані мінералого-геохімічних аналітичних досліджень та розрахунки фізичних параметрів боліду. Описані магнітні космічні кульки, намічений імовірний район падіння великих метеоритних тіл, подальші пошуки та дослідження космічної речовини боліду Тур'ї Ремети.

Табл. 2. Іл. 8. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 523.68

The search and study of cosmic substance from the bright bolide EN171101 «Turyi Remeta» in Transcarpathia (physico-chemical model) / *R.Ya. Belevtsev, K.I. Churyumov, E.V. Sobotovich, S.D. Spivak, V.I. Blajko, V.I. Solonenko* // All-Ukrainian interdepartment research collection "Radiotechnics". 2010. № 000. P. 132 – 138.

The paper contains the preliminary results of the search and geochemical work in the area of falling of the bright bolide EN171101 (Turyi Remeta) in Transcarpathia, mineralogical and geochemical data analysis and calculations of physical parameters of the bolide. We describe the magnetic space balls, outlined the likely area of impact of large meteoritic bodies, further searches and studies of cosmic matter bolide Turi Remeta.

2 tab. 8 fig. Ref.: 8 items.

УДК 523.58

Природа метеорных вспышек / *В.А. Смирнов* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 139 – 144.

Развитие метеорного явления протекает при наличии разновременных процессов: более медленные процессы теплопроводности, механического вращения разрушения и значительно более быстрые колебания излучения яркости метеорной плазмы, подобные излучению газодинамического лазера, которые дают наблюдаемые, различные по природе вспышки метеоров, имеющие разнородный характер излучения.

По внешнему виду спектрограмм метеоров, показанных на рисунках в работах автора и японских исследователей метеоров (Абе С. и др) возможно судить о природе излучения. Проведена классификация спектрограмм по типам, характеризующим природу излучения.

Ил. 8. Библиогр.: 9 назв.

УДК 523.58

Природа метеорних спалахів / *В.А. Смірнов* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 139 – 144.

Розвинення метеорного явища протікає при наявності різночасових процесів: більш повільні процеси теплопровідності, механічного кручення руйнування та значно більш швидкі коливання випромінювання яскравості метеорної плазми, подібні випромінюванню газодинамічного лазера, які дають спостережувані, різноманітні по природі спалахи метеорів, які мають різнорідний характер випромінювання.

По зовнішньому вигляду спектрограм метеорів, показаних на рисунках в працях автора та японських дослідників метеорів (Абе С. та ін..) можливо судити про природу випромінювання. Проведена класифікація спектрограм по типам, котрі характеризують природу випромінювання.

Табл. 2. Іл. 8. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 523.58

The search and study of cosmic substance from the bright bolide EN171101 «Turyi Remeta» in Transcarpathia (physico-chemical model) / *R.Ya. Belevtsev, K.I. Churyumov, E.V. Sobotovich, S.D. Spivak, V.I. Blajko, V.I. Solonenko* // Radiotekhnika: All-Ukr.Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 139 – 144.

The development of a meteoric phenomenon occurs in the presence of noncontemporaneous processes: the slower processes of thermal conductivity, mechanical rotation of destruction and a much more rapid fluctuations in brightness of the meteor plasma radiation, such as a radiation of a gasdynamic laser, which give the observed differences in the nature of the flashes of meteors that are heterogeneous nature of the radiation.

By the appearance of the spectrograms of meteors, as shown in the illustrations of the author and Japanese meteors' researchers (Abe, S. and others) it is possible to judge about the nature of radiation. We classified the types of spectrograms, which describe the nature of radiation.

2 tab. 8 fig. Ref.: 9 items.

УДК 523.531

Погрешности определения орбит и проблема гиперболических метеоров / *С.В. Коломиец, Ю. В. Черкас* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.145 – 149.

Дан краткий обзор состояния проблемы гиперболических метеоров. Отмечено, что исследования по этой проблеме ведутся в Украине (Харьков), Канаде, Новой Зеландии, США и др. на основе радиолокационных регистраций метеорных орбит. Подчеркнута зависимость решения этой проблемы от точности определения орбит. Описан алгоритм расчета ошибок определения скоростей, координат радиантов и элементов орбит метеорных тел, составленный для харьковских данных. Приведены некоторые результаты расчета ошибок по этому алгоритму. Предложены пути использования алгоритма.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр.: 10 назв.

УДК 523.531

Похибки визначення орбіт та проблема гіперболічних метеорів / *С. В. Коломієць, Ю.В. Черкас* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160.С. 145 – 149.

Надано стислий огляд проблеми гіперболічних метеорів. Відмічено, що дослідження з цієї проблеми проводяться в Україні (Харків), Канаді, Новій Зеландії, США тв інш. на основі радіолокаційних реєстрацій метеорних орбіт. Надано опис алгоритму розрахунку визначення швидкостей, координат радіантів та елементів орбіт метеорних тіл, який складено для харківських даних. Наведено деякі результати розрахунку похибок згідно цього алгоритму. Запропоновано шляхи використання алгоритму.

Табл. 2. Іл. 1. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 523.531

Errors of definition of orbits and a problem of hyperbolic meteors / *S. V. Kolomiyets, Yu. V. Cherkas* // Radiotekhnika: All-Ukr.Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 145 – 149.

The brief review of a condition of a problem of hyperbolic meteors is given to work. It is noted, that researches on this problem are conducted in Ukraine (Kharkov), Canada, New Zealand, the USA, etc. on the basis of radar-tracking registration of meteoric orbits. Dependence of the decision of this problem on accuracy of definition of orbits is underlined. The algorithm of calculation of mistakes of definition ofvelosities, coordinates of radiants and orbit elements of meteoric bodies, made for the Kharkov data is described. Some results of calculation of errors on this algorithm are resulted. Ways of use of the applied algorithm are offered.

2 tab. 1 fig. Ref.: 10 items.

ЭКОЛОГИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА

УДК 621.396.95

Комплексный эксперимент по РСДБ-локации объектов космического мусора / *А.А.Коноваленко, И.С.Фалькович, Л.Н.Литвиненко, И.Н.Бубнов* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 150 – 155.

В июле 2008 г. проведен комплексный эксперимент по РСДБ-локации объектов космического мусора на различных типах орбит с участием 6 крупнейших радиотелескопов. Эксперимент направлен на развитие нового метода РСДБ-локации для получения прецизионной координатной и другой информации о каталогизированных объектах космического мусора и статистических данных о мелких фрагментах на низких и геостационарной орбитах. Представлены результаты одновременных международных наблюдений космического мусора в радио и оптическом диапазонах. Впервые в мире были получены данные о малоразмерном фрагменте космического мусора на геостационарной орбите.

Ил. 9. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.95

Комплексний експеримент по РНДБ-локації об'єктів космічного сміття / *О.О.Коноваленко, І.С.Фалькович, Л.М.Литвиненко, І.Н.Бубнов* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 150 – 155.

В липні 2009 р. проведено комплексний експеримент по РНДБ-локації об'єктів космічного сміття на різних типах орбіт з участю 6 найбільших радіотелескопів. Експеримент спрямовано на розвиток нового методу РНДБ-локації для отримання прецизійної координатної та іншої інформації про каталогізовані об'єкти космічного сміття і статистичні дані про дрібні фрагменти на низьких і геостаціонарній орбітах. Представлено результати одночасних міжнародних спостережень космічного сміття в радіо і оптичному діапазонах. Вперше в світі було отримано дані про малорозмірний фрагмент космічного сміття на геостаціонарній орбіті.

Іл. 9. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.396.95

Complex experiment on VLBI-location of space debris objects / *A.A.Konovalenko, I.S.Falkovich, L.N.Litvinenko, I.N.Boobnov* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 150 – 155.

In July, 2009 a comprehensive experiment on VLBI location of space debris on different orbits using 6 largest radio telescopes was carried out. The experiment was aimed at developing a new VLBI technique devoted to obtaining precision coordinate and other information about the cataloged objects of space debris and statistic data about small fragments on the low and geostationary orbits. The results of the synchronous international space debris observations in radio and optical ranges have been presented. For the first time in the world the data about a small-size space debris fragment on the geostationary orbit have been obtained.

9 fig. Ref.: 2 items.

ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

УДК 621.371.96

Временная и пространственная структура вертикальных ветров в тропосфере полученная на основе данных сети ветровых профилометров NOAA / *А. Карабанов* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 156 – 164.

Высокоточные долговременные измерения полученные сетью профилометров Национальной Администрации Океанов и Атмосферы, покрывающей центральную часть США, использованя чтобы (1) изучить климатологию и высотное поведение вертикальных ветров в тропосфере и (2) изучить влияние осадков на измерения вертикальной скорости ветра УВЧ профилометрами. Измерения радаров-профилометров сравниваются с данными реанализа NCAR/NCEP. Сравнение показало, что усредненные вертикальные скорости ветра сильно искажены влиянием осадков. Наиболее сильно осадки влияют на нижние 3 км тропосферы. Основываясь на статистических данных по вертикальным скоростям ветра, был определен порог скоростей (-0.25 м/с) который может использоваться для идентификации данных искаженных осадками.

Табл. 2 Ил. 6. Библиогр.: 15 назв.

УДК 621.371.96

Часова та просторова структура вертикальних вітрів у тропосфері отримна на основі даних мережі вітрових профілометрів NOAA / *О. Карабанов* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 156 – 164.

Высокоточні довготривалі вимірювання получені мережою профилометрів Національної Адміністрації Океанів та Атмосфери, що покриває центральну частину США, були використовані щоб (1) вивчити климатологію та висотну поведінку вертикального вітру у тропосфері та (2) вивчити вплив осадків на вимірювання вертикальної щвидкості вітру УВЧ профилометрами. Вимірювання радарів-профилометрів порівнюються з даними реаналізу NCAR/NCEP. Порівнювання довело, що усереднені вертикальні щвидкості вітру є сильно перекручені впливом осадків. Наибільш сильно осадки впливають на нижні 3 км тропосфери. Опираючись на статистичні данні по вертикальним щвидкостям вітру, був знайдений поріг швидкостей (-0.25 м/с) який може бути використаний для ідентификації даних перекручених осадками.

Табл. 2. Іл. 6. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 621.371.96

Seasonal and spatial structure of the vertical winds in the troposphere derived from the NOAA wind profiler network data / *O. Karabanov* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 156 – 164.

The high-resolution, long-term measurements щиефштув by the National Oceanic and Atmospheric Administration wind profiling radar network, covering the central part of the USA, are used here (1) to study the climatology and altitudinal behavior of the vertical winds in troposphere and (2) to investigate the effects of precipitation on the measurements of vertical winds by UHF wind profilers. Profiler vertical winds were compared to the NCAR/NCEP reanalysis. The comparison revealed that the averaged wind profiler vertical velocities are strongly affected by precipitation. Precipitation effects were found to be most important in the lowest 3 km of the troposphere. Based on the statistics of the vertical wind velocities we have determined a vertical velocity threshold of -0.25 m/s to be the most suitable for identifying the precipitation-affected data.

2 tab. 6 fig. Ref.: 15 items

УДК 621.396.9

Подавление земной помехи в РЛС вертикального зондирования методом нечёткой классификации / *С.В. Юдин, А.И. Литвин-Попович, В.Н. Олейников* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 165 – 169.

В настоящее время РЛС вертикального зондирования стали стандартным средством измерения скорости и направления ветра в атмосфере. Наличие в спектральной плотности мощности рассеянного сигнала помех от наземных предметов (земной помехи), приводит к смещению оценок скорости ветра. Применение метода нечёткой классификации для подавления земной помехи, позволяет значительно снизить смешение оценок скорости ветра. При соотношениях мощности помехи к мощности сигнала до 15 дБ этот метод более эффективен, чем другие рассмотренные в статье. Кроме того, скорость обработки информации этим методом выше чем остальными алгоритмическими методами.

Ил. 6. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.9

Зменшення земної перешкоди у РЛС вертикального зондування методом нечіткої класифікації / *С. В Юдін, А.І. Літвін-Попович, В.М. Олійников* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 165 – 169.

В наш час РЛС вертикального зондування стали стандартним засобом вимірювання швидкості і напряму вітру в атмосфері. Наявність у спектральної щільності потужності розсіяного сигналу перешкод від наземних предметів (земної перешкоди), приводить до відхилення оцінок швидкості вітру. Застосування методу нечіткої класифікації для зменшення рівня земної перешкоди, дозволяє значно знизити відхилення оцінок швидкості вітру. При співвідношеннях потужності перешкоди до потужності сигналу до 15 дБ цей метод більш ефективний, ніж інші розглянуті в статті. Крім того, швидкість обробки інформації цим методом вище ніж іншими алгоритмічними методами.

Іл. 6. Бібліогр.: 8 назви.

UDC 621.396.9

Ground clutter reducing in radar vertical sounding by the method of fuzzy classification / *S.V. Udin, A.I. Litvin-Popovich, V.M. Oleinikov* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 165 – 169.

Currently, radar vertical sounding became a standard tool for measuring wind speed and direction in the atmosphere. The presence in a spectral density of power of the scattered signal of ground clutter leads to a shift in wind speed estimates. Application of the fuzzy classification to the ground clutter filtering can significantly reduce the estimation errors of wind velocity. With a ratio of interference power to signal power up to 15 dB, this method is more efficient than others discussed in the article. In addition, the performance of information processing by this method is higher than the other algorithmic methods.

6 fig. Ref.: 8 items.

УДК 551.501.8: 621.396.96

Анализ методов дистанционного измерения влажности атмосферного воздуха, основанных на акустической релаксации / *В.М.Карташов, С.И.Бабкин, С.В.Пащенко, А.В.Волох* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.170 – 176.

Проведен критический анализ известных дистанционных методов измерения влажности воздуха, использующих физические эффекты, сопровождающие акустическую релаксацию в атмосферном воздухе – поглощение звука и дисперсию его скорости. Показано, что для повышения точности разработанных методов целесообразно использовать априорную информацию о состоянии атмосферы, полученную, в частности, комплексированием акустического и радиоакустического зондирования.

Ил.1. Библиограф.: 16 назв.

УДК 551.501.8:621.396.96

Аналіз методів дистанційного вимірювання вологості атмосферного повітря, які базуються на явищі акустичної релаксації / *В.М.Карташов, С.І.Бабкін, С.В.Пащенко, А.В.Волох* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 170 – 176.

Проведено критичний аналіз відомих дистанційних методів вимірювання вологості повітря, які використовують фізичні ефекти, що супроводжують акустичну релаксацію у атмосферному повітрі – поглинання звуку та дисперсію його швидкості. Показано, що для підвищення точності розроблених методів доцільно використовувати апріорну інформацію про стан атмосфери, одержану, зокрема, комплексуванням акустичного і радіоакустичного зондування..

Іл.1. Бібліограф.: 16 назв

UDC 551.501.8:621.396.96

Analysis of remote atmospheric air humidity measurement methods based on acoustic relaxation phenomenon / *V.M.Kartashov, S.I.Babkin, S.V.Paschenko, A.V.Volokh* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 170 – 176.

The critical analysis of the known remote air humidity measurement methods, using physical effects, accompanying acoustic relaxation in atmospheric air – sound absorbtion and its speed dispersion – has been made. It is shown that to increase the accuracy of the developed methods it is expedient to use *a priori* state of atmosphere information, received, in particular, by complexing acoustic and radioacoustic sounding.

1 fig. Ref.: 16 items.

УДК 551.501.7

Формализация описания эхограмм акустического зондирования атмосферы в зоне мегаполиса / *В.И. Леонидов, В.В. Семенец* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.177 – 183.

Исследуется задача параметризации выборок эхо-сигналов, полученных при развитом процессе притока явного тепла в атмосферу, который поддерживается процессом турбулентного теплообмена в режиме контактной конвекции в приземном слое атмосферы мегаполиса.

Ил. 6. Библиогр.: 9 назв.

УДК 551.501.7

Формалізація опису ехограм акустичного зондування атмосфери в зоні мегаполіса / *В.І. Леонідов, В.В. Семенець* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 177 – 183.

Досліджується завдання параметризації вибірок ехо-сигналів, отриманих при розвиненому процесі припливу явного тепла в атмосферу, що підтримується процесом турбулентного теплообміну в режимі контактної конвекції в приземному шарі атмосфери мегаполіса.

Іл. 6. Бібліогр.: 9 назви.

UDC 551.501.7

Formalization of description of the ekhogramm acoustic sounding of atmosphere in the area of mega-polis / *V.I. Leonidov, V. V. Semenetz* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 177 – 183.

The formalizations of echogram of atmospheric acoustic echo-sounding descriptions got at the developed process of influx of obvious heat in an atmosphere, which is supported by the process of turbulent heat exchange in the mode of contact convection in the ground layer of mega-polis atmosphere, is explored.

6 fig. Ref.: 9 items.

УДК 534.08

Анализ физических факторов, формирующих параметры отраженного сигнала при акустическом зондировании атмосферного пограничного слоя / *А.Ю. Панченко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.184 – 188.

Анализируются физические механизмы, определяющие параметры принимаемого сигнала при отражении акустических волн в неоднородной движущейся среде. Представлен анализ используемых в настоящее время традиционных подходов, указаны их недостатки. Построение физически адекватных моделей процессов взаимодействия волн с неоднородностями свойств и движения среды необходимо при обработке сигналов акустических локаторов и для выделения полезной информации при акустическом зондировании атмосферного пограничного слоя. Указаны пути совершенствования методов анализа сигналов и систем зондирования.

Ил. 6. Библиогр.: 7 назв.

УДК 534.08

Аналіз фізичних факторів, що формують параметри відбитого сигналу при акустичному зондуванні атмосферного пограничного шару / *О.Ю. Панченко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 184 – 188.

Аналізуються фізичні механізми, які визначають параметри прийнятого сигналу при відбитті акустичних хвиль в неоднорідному середовищі, що рухається. Подано аналіз традиційних підходів, що використовуються зараз, зазначені їх недостатки. Створення фізично адекватних моделей процесів взаємодії хвиль з неоднорідностями властивостей та руху середовища необхідно при обробці сигналів акустичних локаторів і для вилучення корисної інформації при акустичному зондуванні атмосферного пограничного шару. Визначено шляхи удосконалення методів аналізу сигналів і систем зондування.

Іл. 4. Бібліогр.: 7 назви.

UDC 534.08

Analyzing hysical factors forming parameters of a reflected signal at acoustic probing of an atmospheric boundary layer / *A.Yu Panchenko* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 184 – 188.

Physical mechanisms determining parameters of a received signal when reflecting acoustic waves in a nonhomogeneous moving medium are analyzed. The paper analyzed traditional approaches being currently used and point out their disadvantages. Creating physically adequate models of processes of interacting waves with nonhomogeneities of properties and motions of medium is necessary while analyzing sodar signals and for extracting useful information at the acoustic probing of an atmospheric boundary layer. Ways of improving methods of signals analysis and probing systems are given.

4 fig. Ref.: 7 items.

УДК 550.388 2

Анизотропия молекулярных процессов, наблюдаемая в атмосфере Земли, может быть явлением космического масштаба / *И.А. Делов, Н.И. Слипченко, А.В. Леонидов* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.189 – 193.

На основании анализа теоретических и экспериментальных данных высказана гипотеза о том, что анизотропия молекулярных процессов, наблюдаемая в атмосфере Земли, может быть явлением космического масштаба.

Табл. 2. Ил. 2. Библиогр.: 10 назв.

УДК 550.388 2.

Анізотропія молекулярних процесів, яка спостерігається в атмосфері Землі, може бути явищем космічного масштабу / *І.А. Делов, М. І. Сліпченко, О. В. Леонідов* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 189 – 193.

На основі аналізу отриманих раніше теоретичних та експериментальних даних висловлена гіпотеза про те, що анізотропія молекулярних процесів, яка спостерігається в атмосфері Землі, може бути явищем космічного масштабу.

Табл. 2. Іл. 2. Бібліогр.: 10 назв.

УДК 621.383

Модель генерационных характеристик излучателя резонансного лидара / *В.Л. Басецкий, А.А. Зарудный* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.194 – 199.

Рассматривается физическая модель генерационных процессов в жидкостном лазере на красителях с ламповой накачкой. Получены выражения для мощности генерации и пороговой мощности накачки с учетом усиленного радиационного шума и термооптических искажений резонатора.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.383

Модель генераційних характеристик випромінювача резонансного лідару / *В.Л. Басецький, О.А. Зарудний* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 194 – 199.

Розглянуто фізичну модель генераційних процесів у рідинному лазері на барвниках із ламповою накачкою. Отримані співвідношення для потужності генерування та порігової потужності накачування з урахуванням підсиленого радіаційного шуму та термооптичних спотворень резонатору.

Іл.. 2 Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.383

The model of generation of the resonance lidar transmitter / *V.L. Basetskiy, A.A. Zarudniy* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 194 – 199.

The physical model of processes of generating of the dye laser with lamp pump is presented. The basic expressions for threshold power pump and powers of radiation taking into account of the strengthened noise and thermal distortions of the resonator are resulted.

2 fig. Ref.: 6 items.

НОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ В НАУКЕ: GPS-ТЕХНОЛОГИИ И СПУТНИКОВАЯ НАВИГАЦИЯ

УДК 621.396.98:629.7

Про створення в Україні інформаційно-вимірювальної ГНСС- системи й мережної ВРС- технології для виконання геодезичних, землевпорядних і інших робіт / *Я.С. Яцків, О.О. Жаліло* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.200 – 207.

Представлено результати виконання в 2007-2008 р.р. пілотного проекту впровадження в Україні сучасних супутникових технологій високоточного координатного забезпечення геодезичної зйомки, підтримки державного кадастру, землевпорядкування. Створено прототип інформаційно-вимірювальної супутникової GPS/GNSS-системи, що реалізує принципи мережної (зональної) диференціальної корекції VRS-типу й надання інформаційних послуг. Показано, що в зоні дії мережі станцій з міжбазовими відстанями 130-170 км досягається сантиметрова/субдециметрова точність координатних визначень. Заплановано розширити мережу референцных перманентних GNSS станцій за рахунок приєднання до існуючої мережі нової станції в м. Сміла Черкаської обл., IGS/EPN станцій у м. Полтава (POLV) і в м. Харків (KHAR), розгортання нових станцій у м. Суми й м. Шостка (Сумська обл.). Це дозволить охопити приблизно 20% території України.

Іл. 4 рис. Бібліогр.: 3 назви.

УДК 621.396.98:629.7

О создании в Украине информационно-измерительной ГНСС-системы и сетевой ВРС-технологии для выполнения геодезических, землеустроительных и других работ / *Я.С. Яцкив, А.А. Жалило* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 200 – 207.

Представлены результаты выполнения в 2007-2008 г.г. пилотного проекта внедрения в Украине современных спутниковых технологий высокоточного координатного обеспечения геодезической съемки, поддержки государственного кадастра, землеустройства. Создан прототип информационно-измерительной спутниковой GPS/GNSS-системы, которая реализует принципы сетевой (зональной) дифференциальной коррекции VRS-типа и предоставления информационных услуг. Показано, что в зоне действия сети станций с межбазовыми расстояниями 130-170 км достигается сантиметровая/субдециметровая точность координатных определений (одно- и двухчастотные GPS приемники). Запланировано расширить сеть референцных перманентных GNSS станций за счет присоединения к существующей сети новой станции в г. Смела Черкасской обл., IGS/EPN станций в г. Полтава (POLV) и в г. Харьков (KHAR), развертывания новых станций в г. Сумы и г. Шостка (Сумская обл.). Это позволит охватить приблизительно 20% территории Украины.

Ил. 4 рис. Библиогр: 3 назв.

UDC 621.396.98:629.7

Creation in Ukraine informational-positioning GNSS system and network VRS-technologies for geodetic surveying, land management and other works / *Ya.S. Yatskiv, A.A.Zhalilo* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 200 – 207.

The results of the pilot-project carried out in 2007-2008 and directed on the implementation of modern satellite technologies of high precision positioning for geodetic and cadastre survey in Ukraine is presented. The prototype of informational and positioning GPS/GNSS system was made and experimentally verified. It realizes the network (area) differential VRS-type technique and grants the information services. It is shown that centimeter/sub-decimeter accuracy of positioning is achieved with the baselines 130-170 km. It is planned to expand the network of reference permanent stations of informational-positioning GNSS system due to linking-up of new station in Smela (Cherkassy region), IGS/EPN stations in Poltava (POLV), Kharkov (KHAR) and deployment of the addition new stations in Sumy and Shostka (Sumy region). It will allow to cover about ~20 % of the territory of Ukraine.

4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.98:629.7

НИЛ "Спутниковые сетевые технологии высокоточного местоопределения" – направления и результаты научных разработок / *В.М. Шокало, А.А. Жалило, Д.А. Шелковенков, А.А. Желанов* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.208 – 212.

Представлены основные направления и результаты выполнения текущих научно-исследовательских работ и

планы будущих разработок лаборатории технологий спутниковой навигации и высокоточного местоопределения, созданной на кафедре основ радиотехники ХНУРЭ в 2004 г.

Ил. 3. Библиогр: 8 назв.

УДК 621.396.98:629.7

НДЛ "Супутникові мережні технології високоточного місцевизначення" - напрямки й результати наукових розробок / *В.М. Шокало, О.О. Жаліло, Д.О. Шелковєнков, О.О. Желанов* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 208 – 212.

Представлено основні напрямки й результати виконання поточних науково-дослідних робіт і плани майбутніх розробок лабораторії технологій супутникової навігації й високоточного місцевизначення, створеної на кафедрі основ радіотехніки ХНУРЕ у 2004 р.

Іл. 3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.396.98:629.7

Scientific-Research Laboratory (SRL) "Satellite Network Technologies of High Precision Positioning" – Directions and Results of the Researches and Developments / *D.A.Shelkovenkov, , A.A. Zhelanov, A.A. Zhalilo* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 208 – 212.

The basic directions and results of performance of the current research works and plans of the future developments of the laboratory of satellite navigation and high precision positioning technologies presented. The laboratory was created in 2004 at KhNURE's sub-faculty "Fundamentals of Radio Engineering".

3 fig. Ref.:8 items.

ДРУГИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УНИВЕРСИТЕТА И НАУЧНЫХ ПАРТНЕРОВ

УДК 621.396.67

Основные тенденции развития ближнезонных методов измерения характеристик антенн. Ч. 2. Методы контроля, настройки и измерения параметров ФАР / *В.А Усин, В.И. Марков, С. В. Помазанов, А.В. Усина, А.Б. Филоненко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. наук.-тех. сб. 2010 Вып. 160. С. 213 – 227.

Рассмотрены особенности ближнезонных методов настройки, контроля и определения характеристик фазированных антенных решеток по измерениям поля в ближней зоне с использованием автоматизированных измерительных комплексов.

Библиогр.: 60 назв..

УДК 621.396.67

Основні тенденції розвитку ближньозонних методів вимірювання характеристик антен. Ч. 2. Методи контролю, настройки і вимірювання параметрів ФАР / *В.А Усін, В.І. Марков, С.В. Помазанов, Г.В. Усіна, А.Б. Філоненко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вып. 160.С. 213 – 227.

Розглянуто особливості ближньозонних методів настройки, контролю і визначення характеристик фазованих антенних решіток по вимірам поля в ближній зоні з використанням автоматизованих вимірювальних комплексів.

Бібліогр.: 60 назв.

UDC 621.396.67

Main tendentious of development of near field measurements of antennas characteristics. P. 2. Methods of control, aliment and measurements of parameters of phase antenna grates / *V.A. Usin, V. I. Markov, S. V. Pomazanov, A. V. Usina, A. B. Filonenco* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N. 160. P. 213 – 227.

Main features of near-field methods of adjustment, control and determination of phased antenna grates by field measurements in the far zone with using of automate measurement complexes are considered.

Ref.: 60 items.

УДК 621.371

Влияние характеристик ретранслятора на зависимость фазы выходного сигнала измерителя от расстояния до контролируемого рефлектора / *Д.А. Величко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 228 – 236.

Методами теории радиотехнических устройств и теории дифракции получено математическое описание работы ретрансляционных систем диагностики. С помощью имитационного моделирования определены параметры сигнала измерителя при отклонениях амплитудных и фазовых характеристик ретранслятора от требований, обеспечивающих идеальное формирование ответного излучения. Показано, что применение двух ретрансляторов позволяет снизить погрешность измерения фазового набега. Установлены количественные значения погрешностей измерения при одновременном отклонении характеристик ретранслятора от номинальных значений.

Ил. 7. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.371

Вплив характеристик ретранслятора на залежність фази вихідного сигналу вимірника від відстані до контрольованого рефлектора / *Д.А. Величко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 228 – 236.

Методами теорії радіотехнічних пристроїв і теорії дифракції отриманий математичний опис роботи ретрансляційних систем діагностики. За допомогою імітаційного моделювання визначені параметри сигналу вимірника при відхиленнях амплітудних і фазових характеристик ретранслятора від вимог, що забезпечують ідеальне формування відповідного випромінювання. Показано, що застосування двох ретрансляторів дозволяє знизити погрішність виміру фазового набігу. Установлено кількісні значення погрішностей виміру при одночасному від-

хиленні характеристик ретранслятора від номінальних значень.

Іл. 7. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.371

Retransmitter parameters influence on the dependency of meter's output signal phase on the distance to the monitored reflector / *D.A. Velychko* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 228 – 236.

By the methods of the diffraction theory and of the theory of wireless devices, a mathematical description has been obtained for retransmission diagnostic systems operation. With the help of the simulation technique, meter's signal parameters have been determined in the case where the amplitude and phase characteristics of the retransmitter deviate from those ensuring a perfect formation of the response. It is shown that the use of two retransmitters make it possible to reduce the error when measuring the phase incursion. Precision of measurements has been estimated for simultaneous deviation of the retransmitter parameters from the rated values.

7 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.395.74

Оценка предельной производительности проводных каналов связи с различными *xDSL* технологиями / *А.И. Цопа* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.237 – 246.

Представлена математическая модель для оценки и анализа предельной производительности проводных каналов связи на основе различных *xDSL* технологий с учетом вида модуляции, диапазона частот линейных сигналов, запасов помехозащищенности приемника, типа и протяженности кабельной линии связи. На основе численных экспериментов обоснован переход к проектированию многоканальных мультимедийных цифровых систем передачи информации.

Ил. 11. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.395.74

Оцінка граничної продуктивності проводових каналів зв'язку з різними *xDSL* технологіями / *О.І. Цопа* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 237 – 246.

Представлено математичну модель для оцінки й аналізу граничної продуктивності проводових каналів зв'язку на основі різних *xDSL* технологій з урахуванням виду модуляції, діапазону частот лінійних сигналів, запасів завадозахищеності приймача, типу і протяжності кабельної лінії зв'язку. На основі чисельних експериментів обгрунтовано перехід до побудови багатоканальним мультимедійних цифрових систем передачі інформації.

Іл. 11. Бібліогр.: 12 назви.

UDC 621.395.74

Evaluation of the wired communication channels frontier productivity with the various *xDSL* technologies / *O. I. Tsopa* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 237 – 246.

The article presents a mathematical model for evaluation and analysis of the frontier performance of wired communication channels based on various xDSL technologies, taking into account the type of modulation, the linear signals frequency range, receiver stock noise immunity, the cable lines type and length.The transition to the design of multichannel multimedia digital information transmission systems is proved on the base of numerical experiments.

11 fig. Ref.: 12 items.

УДК 621.372(075): 616.8–072.7(035)

Выделение синусоидальных составляющих в случайном сигнале / *О.И. Харченко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 247 – 252.

Рассмотрены частотные методы анализа электроэнцефалограмм: метод выделения мгновенной частоты на основе частотного детектирования скользящим окном; метод выделения ритмов ЭЭГ–сигнала коррелограммным методом, при учете значений корреляционных функций на участках отсутствия шумовой составляющей.

Показано, что применение данных методов обеспечивает более точное определение ритмов ЕЕГ.

Ил. 8. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.372(075): 616.8–072.7(035)

Виділення синусоїдальних складових випадкового сигналу / *О.І. Харченко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 247 – 252.

Розглянуто частотні методи аналізу електроенцефалограм: оцінка зміни миттєвої частоти коливань потенціалів мозку у часі на основі частотного детектування ковзним вікном; метод виділення ритмів ЕЕГ–сигналу на основі обробки автокореляційної функції при урахуванні її значень на ділянках відсутності шумової складової.

Показано, що застосування даних методів забезпечує більш точне визначення ритмів ЕЕГ.

Іл. 8. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.372(075): 616.8–072.7(035)

Definition of the harmonic component in random signal / *O.I. Kharchenko* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 247 – 252.

Methods of frequency analysis of electroencephalogram (EEG) is under consideration: an evaluation of a modification of an instantaneous frequency brain potentials oscillations in time on the basis of the frequency detection by sliding window; a method of revealing of rhythms of the EEG–signal on the basis of processing an autocorrelation function in segments where the noise component is absent.

It is shown that application this methods provides more accurate definition the rhythms of EEG.

8 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.37.+551.553.5

Развитие радиометеорных средств в целях проведения геофизических исследований в мезосфере - нижней термосфере над регионом восточной Европы / *А. Н. Фахрутдинова* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160 С. 253 – 256.

Приводится историческая справка о становлении радиометеорных исследований в университетах Харькова, Казани, Обнинска и других научно-исследовательских организациях. Так же в статье представлены некоторые результаты исследования динамического режима в мезосфере-нижней термосфере, полученные для Казанского региона .

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 30 назв.

УДК 621.37.+551.553.5

Розвиток радіометеорних засобів проведення геофізичних досліджень у мезосфері – нижній термосфері над регіоном східної Європи / *А. Н. Фахрутдинова* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 253 – 256.

Подана історична довідка що до становлення радіометеорних досліджень у університетах Харкова, Казані та інших науково-дослідних закладах. Також у статті наведені деякі результати дослідження динамічного режиму мезосфери - нижньої термосфери, які отримані для Казанського регіону.

Табл. 1. Іл. 2. Бібліогр.: 30 назви.

UDC 621.37.+551.553.5

Progress of radiometeor instruments for geophysical investigations of the mesosphere – low thermosphere region above east Europe / *A. N. Fahrutdinova* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 253 – 256.

The article explains history of radiometeor observations forming in universities of Kharkiv, Kazan, Obninsk and other. Also some results of investigations of dynamical regime of mesosphere – low thermosphere for region of Kazan are showed.

1 tab. 2 fig. Ref.: 30 items.

УДК 621.373.826

Эффективный полуторамикронный лазер на фосфат-алюминий-бариевом стекле / *М.И. Дзюбенко, В.А. Конрадий, Ю.П. Николаев, В.В. Шевченко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 257 – 262.

Изготовлена и исследована серия образцов с различными концентрациями сенсибилизирующих добавок - ионов хрома – с целью создания активных лазерных элементов из отечественного фосфатного эрбиевого стекла. Измерены их спектральные, люминесцентные и лазерные характеристики. Генерационные характеристики были изучены при различных условиях накачки и добротности резонатора. Показано, что испытанные отечественные образцы эрбиевого стекла марки ЛФС–Э обеспечивают достаточно высокую эффективность генерации, достигающую 1.3%.

Илл.5. Табл. 3. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.373.826

Ефективниий півторамікронний лазер на фосфат-алюміній-барієвому склі / *М.І. Дзюбенко, В.О. Конрадій, Ю.П. Ніколаєв, В.В. Шевченко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 257 – 262.

Виготовлена та досліджена серія зразків з різними концентраціями сенсибілізуючих домішок – іонів хрому – з метою створення активних лазерних елементів із вітчизняного фосфатного ербієвого скла. Виміряні їх спектральні, люмінесцентні та лазерні характеристики. Генераційні характеристики були вивчені при різних умовах накачування та добротності резонатора. Показано, що випробувані вітчизняні зразки ербієвого скла марки ЛФС-Е забезпечують досить високу ефективність генерації, яка сягає 1.3%.

Іл..5.Табл.3. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.373.826

A 1,5 μm high-efficiency laser on aluminium barium phosphate glass / *M. I. Dzyubenko, V.A. Konradiy, Yu.P. Nikolaev, V.V. Shevchenko* // // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 257 – 262.

A series of samples with various chromium ion concentrations as sensitization additives have been prepared and studied with respect to manufacturing of active laser elements made of domestic erbium-activated phosphate glass. The spectral, luminescence and laser characteristics were measured. The laser characteristics have been studied for various conditions of pumping and Q-factor of laser cavity. It has been shown that the tested domestic samples of the LPHS-E type erbium glass provide rather high laser efficiency attaining about 1.3%.

5 fig. Tabl.3. Ref.:10 items.

УДК 612.172.2

Компьютерный ритмограф *М.Л. Кочина, А.А. Каминский* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 263 – 267.

Рассмотрены техническая реализация и алгоритм работы компьютерного ритмографа, а также алгоритм обработки кардиосигнала, предназначенный для определения R-R интервалов, являющихся интегративной характеристикой функционального состояния человека. Показано, что для определения R-R интервалов наиболее пригодны методы, основанные на косвенном поиске QRS комплексов кардиосигнала.

Табл. 1. Ил.9. Библиогр.: 11 назв.

УДК 612.172.2

Комп'ютерний ритмограф / *М.Л. Кочина, А.О. Камінський* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 263 – 267.

Розглянуті технічна реалізація та алгоритм роботи комп'ютерного ритмографа, а також алгоритм обробки кардіосигналу, призначеного для виявлення R-R інтервалів, які являються інтегративною характеристикою функціонального стану людини . Показано, що для виявлення RR інтервалів найбільш придатні методи, які базуються на непрямому пошуку QRS комплексів кардіосигналу.

Табл .1. Іл .9. Бібліогр .: 11 назв.

UDC 612.172.2

Computer rhythmograph / *M. L. Kochina, A.A. Kaminsky* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 263 – 267.

The computer rhythmograph technical realization and operation algorithm are considered. The electrocardiogram processing algorithm for a R-R interval detection intended for computing of a human functional state integrate characteristics are analyzed. It is shown that the methods based on the QRS peak detection indirect methods are the most suitable.

Tab. 1. Fig. 9. Ref.: 11 items.

УДК 621.372.85

О выборе оптимальной физико-топологической модели частично экранированных микрополосковых линий / *Д.В. Майборода, С.А. Погарский, И.И.Сапрыкин* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып.160. С.268 – 272.

Представлены результаты теоретического исследования некоторых физико-топологических моделей частично экранированных микрополосковых линий. Исследовано влияние ключевых конструктивных параметров на скорость и точность нахождения частотных параметров структуры. Осуществлено сравнение возможностей реализаций алгоритмов двух физико-топологических моделей.

Ил. 3. Табл. 2. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.372.85

Щодо вибору оптимальної фізико-топологічної моделі частково екранованих мікросмужкових ліній / *Д.В. Майборода, С.О.Погарський, І.І.Саприкін* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 268 – 272.

Подано результати теоретичних досліджень деяких фізико-топологічних моделей частково екранованих мікросмужкових ліній. Досліджено вплив ключових конструктивних параметрів на швидкість та точність знаходження частотних параметрів структури. Впроваджено порівняння можливостей реалізацій алгоритмів двох фізико-топологічних моделей.

Іл. 3. Табл. 2. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.372.85

About selection of optimal physical-topological model of the laterally shielded microstrip lines / *D.V. Mayboroda, S.A. Pogarsky, I.I.Saprykin* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 268 – 272.

Theoretical results of investigations of some physical-topological models of laterally shielded microstrip lines are presented. The influence of key constructive parameters on velocity and accuracy of frequency characteristics analysis are investigated. The comparative analysis of capability of two physical-topological model algorithms is carried out.

9 fig. Ref.: 6 items.

УДК 681.7.068.4

Эллипсометрическое исследование пленок пористого кремния и оксида кремния, заполненных нематическим жидким кристаллом / *Г.В. Ткаченко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. 2010. Вып.160. С.273 – 279.

Представлены результаты эллипсометрического изучения показателей преломления тонких пленок пористого кремния и оксида кремния, заполненных нематической жидкокристаллической смесью Е7. Приближение эффективной среды используется для описания оптических свойств композитного материала и позволяет найти эффективные обыкновенный и необыкновенный показатели преломления жидкого кристалла, замкнутого в порах. Исследуется зависимость показателей преломления жидкого кристалла от температуры на длинах волн 589 и 1550 нм. Полученные результаты сравниваются с аналогичными зависимостями для Е7 в массивной ячейке.

Ил. 3. Библиогр.: 15 назв.

УДК 681.7.068.4

Еліпсометричне дослідження плівок пористого кремнію та оксиду кремнію, заповнених нематичним рідким кристалом / *Г.В. Ткаченко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 273 – 279.

Представлено результати еліпсометричного вивчення показників заломлення тонких плівок пористого кремнію, заповнених нематичною рідкокристалічною сумішшю Е7. Наближення ефективного середовища застосовується для відтворення оптичних властивостей композитного матеріалу та дозволяє знайти ефективні звичайний та незвичайний показники заломлення рідкого кристалу, замкненого в порах. Досліджується залежність показників заломлення рідкого кристалу від температури на довжинах хвиль 589 та 1550 нм. Результати, що отримано, порівнюються з аналогічними залежностями для Е7 у масивній комірці.

Іл. 3. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 681.7.068.4

Ellipsometric study of porous silicon and silica films infiltrated with nematic liquid crystal / *G.V. Tkachenko* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 273 – 279.

The results of the ellipsometric study of refractive indices of thin porous silicon and silica films infiltrated with E7 nematic liquid crystal mixture are presented. The effective medium approximation model applied for description of the

optical properties of the composite material makes it possible to extract the values of effective ordinary and extraordinary refractive indices of the confined liquid crystal. Temperature dependences of the liquid crystal refractive indices are measured at the wavelengths of 589 and 1550 nm. The results obtained are compared with analogical dependences for E7 in a bulk.

Fig. 3. Ref: 15 items.

УДК 621.396

Особенности решения прямой задачи рассеяния при расчёте параметров ионосферной плазмы / *В.А. Пуляев, Е.И. Сокол, А.В. Богомаз, Д.П. Белозёров* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С.280 – 285.

Рассматриваются особенности расчета спектральной и корреляционной функции сигнала некогерентного рассеяния при различном ионосферном составе, а также в случае учёта дебаевского радиуса экранирования электронов.

Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.396

Особливості розв'язання прямої задачі розсіяння під час розрахунку параметрів іоносферної плазми / *В.О. Пуляєв, Є.І. Сокол, О.В. Богомаз, Д.П. Белозьоров* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип.160. С. 280 – 285.

Розглядаються особливості розрахунку спектральної та кореляційної функції сигналу некогерентного розсіяння при різному іоносферному складі, а також у випадку врахування дебаєвського радіуса екранування електронів.

Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.396

Features of solving the scattering direct problem at ionospheric plasma parameters calculation / V.*A. Pulyayev, E.I. Sokol, O.V. Bogomaz, D.P. Belozerov* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N160. P. 280 – 285.

Features of the spectral and autocorrelation function of the incoherent scattering signal at different ionospheric structure and in case of accounting of electronic shielding Debye radius are considered.

Ref.: 9 items.

УДК 537.874

Метод сингулярных интегральных уравнений в задаче дифракции волн типа H_{0m} и E_{0m} на системе аксиальных неоднородностей в коаксиальном волноводе / *М.Е. Калиберда, С.А. Погарский, В.Е. Кузьменко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 286 – 291.

Рассмотрена задача дифракции аксиально-симметричных волн типа H_{0m} и E_{0m} на системе кольцевых щелей во внутреннем проводнике коаксиального волновода. Электромагнитные поля в структуре представлены в виде разложений по цилиндрическим волнам. Полученные парные интегральные уравнения сведены к сингулярному интегральному уравнению с дополнительными условиями на системе отрезков. Приведены зависимости коэффициентов отражения и прохождения, а также зависимости коэффициента преобразования основной волны в высшие типы волн для периодических ограниченных структур от частоты и от периода следования неоднородностей.

Ил. 5. Библиогр.: 17 назв.

УДК 537.874

Метод сингулярних інтегральних рівнянь в задачі дифракції хвиль типу H_{0m} та E_{0m} на системі аксіальних неоднорідностей у коаксіальному хвилеводі / *М. Є. Каліберда, С. О. Погарський, В.Є. Кузьменко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 286 – 291.

Розглянуто задачу дифракції аксіально-симетричних хвиль типа H_{0m} та E_{0m} на системі кільцевих щілин у внутрішньому провіднику коаксіального хвилеводу. Електромагнітні поля в структурі представлено у вигляді розкладення по циліндричних функціях. Отримані парні інтегральні рівняння зведено до сингулярного інтегрального рівняння з додатковими умовами на системі відрізків. Наведено залежності коефіцієнтів відбиття та проходження, а також залежності коефіцієнта перетворення основної хвилі у вищі типи хвиль для періодичних обмежених структур від частоти та періоду розташування неоднорідностей.

Іл. 5. Бібліогр.: 17 назв.

УДК 537.874

The singular integral equations approach in the diffraction problem of H_{0m} and E_{0m} modes by the system of axial discontinuities in the coaxial waveguide / *M.E. Kaliberda, S.A. Pogarsky, V.E. Kuzmenko* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 286 – 291.

The diffraction problem of axially symmetric waves of H_{0m} and E_{0m} type by the system of annular slots in an inner conductor of a coaxial waveguide was considered. Electromagnetic fields in the structure were presented as a cylindrical waves expansion. The obtained paired integral equations were reduced to the singular integral equation with additional conditions on the systems of segments. The dependencies of reflection and transmission coefficients as well as the dependencies of a dominant mode to a higher mode transformation coefficient for the periodical bounded structures as a function of frequency and period of discontinuities displacement were presented.

5 fig. Ref.: 17 items.

УДК 681.511

Экспериментальное исследование цифрового алгоритма оценки фазы гармонического сигнала, маскируемого нормальным шумом / *А.Р.Сарамолки* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 292 – 294.

Приведенные результаты экспериментального цифрового алгоритма оценки фазы гармонического сигнала, зашумленного нормальным узкополосным шумовым процессом. Результаты исследований подтвердили способность теоретических методов статистического синтеза исследованного алгоритма.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 681.511

Експериментальне дослідження цифрового алгоритму оцінки фази гармонійного сигналу, що маскується нормальним шумом / *А.Р.Сарамолки* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010 . Вип. 160. С. 292 – 294.

Приведені результати експериментального цифрового алгоритму оцінки фази гармонійного сигналу, зашумленного нормальним вузькосмуговим шумовим процесом. Як оброблювана вибірка фазових відліків формувалися дані, що отримуються на лабораторній експериментальній установці з подальшим введенням в ЕОМ у вигляді двійково-десяткових чисел. Виконано статистичне обгрунтування вибираних параметрів відліків. Результати досліджень підтвердили спроможність теоретичних методов статістіческого синтезу дослідженого алгоритму.

Бібліогр.: 8 назв.

UDC 511.508.85

Experimental research of digital algorithm for estimation of the harmonic signal phase masked by normal noise / *A.R. Saramolki* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 292 – 294.

The results of the experimental digital algorithm for estimation of the harmonic signal phase noised by a normal narrow-band noise process are presented. The data obtained using the laboratory experimental setting with a subsequent input in computer as binary coded decimals were formed as the processed selection of the phase counting. The statistical ground of the selected parameters of counting out was executed. The results of the researches confirmed solvency of theoretical method of statistical synthesis of the algorithm being investigated.

Ref.: 8 items.

УДК 621.385

Компенсация вносимых потерь в резонаторах бегущей волны с активными элементами / *И.Н. Бондаренко, Ю.С. Васильев, О.Н. Ткаченко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010 . Вып. 160. С. 295 – 301.

Рассмотрены и проанализированы характеристики волноводных резонаторов бегущей волны при включении в их кольцевую цепь таких элементов как резонансные измерительные преобразователи с разными вносимыми потерями, узкополосных и широкополосных усилителей с разными коэффициентами усиления и полосами усиливаемых частот. Оценены возможности компенсации потерь, вносимых резонансными преобразователями, при сохранении их заметного влияния на АЧХ РБВ с активными элементами. Проведенные исследования доказывают возможность создания на основе АРБВ устройств, позволяющих компенсировать статические потери, вносимые в РИП исследуемым образцом или чувствительным элементом, при сохранении и увеличении чувствительности к изменениям измеряемых величин

Ил. 11. Библиогр.: 4.

УДК 621.385

Компенсація втрат в резонаторах біжучої хвилі з активними елементами / *І.М. Бондаренко, Ю.С. Васильєв, О.М. Ткаченко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 295 – 301.

Розглянуто і проаналізовано характеристики хвилеводних резонаторів біжучої хвилі при включенні до їх кільцевого кола таких елементів як резонансні вимірювальні перетворювачі з різними втратами, вузькосмугових та широкосмугових підсилювачів з різними коефіцієнтами підсилювання і смугами частот, що підсилюються. Оцінені можливості компенсації втрат резонансних перетворювачів при збереженні їх значного впливу на АЧХ РБХ з активними елементами. Проведені дослідження доказують можливість створення на основі АРБХ пристроїв, які дозволяють компенсувати статичні втрати, що вносять до РВП зразки, що досліджуються або чутливі елементи, при збереженні і збільшенні чутливості до змін величин, які вимірюються.

Іл. 11. Бібліогр.: 4.

UDC 621.385

Compensation of losses in travelling-wave resonators with active elements / *I.N. Bondarenko, Yu.S. Vasiliev, O.N. Tkachenko* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Iterdep. Mag. 2010. N 160. P. 295 – 301.

Characteristics waveguide traveling-wave resonators are considered and analyzed at inclusion in their ring circuit of such elements as resonant measuring converters with different brought losses, narrow-band and broadband amplifiers with different gain and bands of gain frequencies. Possibilities to compensate the losses brought by resonant converters are estimated, at preservation of their appreciable influence on AFC TWR with active elements. The carried out researches prove the possibility to create the ATWR based devices, making it possible to compensate the static losses brought in RMC investigated sample or a sensitive element, at preservation and sensitivity increase to changes of measured values.

11 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.391

Модель балансировки станций с учетом их активности по доменам коллизий в многоканальных mesh-сетях / *М. А. Гоголева* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып.160. С. 302 – 306.

Приведена математическая модель, которая учитывает активность станций в многоканальной mesh-сети, достаточно полно описывает многоканальную сеть как объект исследований и позволяет получать искомые результаты необходимой точности с приемлемыми временными и вычислительными затратами.

Ил.3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621. 391

Модель балансування станцій з врахуванням їх активності по доменах колізій в багатоканальних mesh-мережах / *М. О. Гоголєва* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010, Вип. 160. С. 302 – 306.

Наведено математичну модель, яка враховує активність станцій в багатоканальній mesh-мережі, досить повно описує багатоканальну мережу як об'єкт досліджень і дозволяє отримувати шукані результати необхідної точності з прийнятними тимчасовими і обчислювальними витратами.

Іл.3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.391

Stations balancing model taking into account their activity by the collisions domain in multi-channel mesh-networks / *M. A. Gogoleva* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 302 – 306.

The mathematical model, that takes into account the activity stations in a multi-channel mesh-network, describes rather completely the multi-channel network as a research object and produces the desired results of the accuracy with acceptable temporal and computational costs.

3 fig. Ref: 8 items.

УДК 386.2+521.2:629.705:391.26

Эволюция волн при образовании плазмы внутри сферы / *Т.Е.Ремаева, А.Г.Нерух* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып.160. С. 307 – 313.

Разработан алгоритм решения начально-краевой задачи, описывающей распространение электромаг-нитных волн в сферически-симметричной нестационарной среде с учетом векторной природы электромаг-нитного поля. Произведен временной анализ преобразования электромагнитной гармонической плоской волны при образовании плазмы внутри сферической области.

Ил. 2.

УДК 386.2+521.2:629.705:391.26

Еволюція хвиль при утворенні плазми всередині сфери / *Т.Є.Ремаєва, О.Г.Нерух* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 307 – 313.

Розроблено алгоритм розв'язання початково-крайової задачі, що описує поширення електромагнітних хвиль у сферично-симетричному нестаціонарному середовищі з урахуванням векторної природи електромагнітного поля. Зроблено часовий аналіз перетворення електромагнітної гармонійної плоскої хвилі при утворенні плазми всередині сферичної області.

Іл. 2.

UDC 386.2+521.2:629.705:391.26

Evolution of waves in plasma formation inside the sphere / *T.Ye.Remayeva, A.G. Nerukh* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 307 – 313.

The algorithm for solving the initial-boundary problem describing the propagation of electromagnetic waves in a spherically symmetric non-stationary region is developed. The time analysis of the transformation of the electromagnetic harmonic plane wave due to the formation of plasma inside a spherical region is carried out.

2 fig.

УДК 621.396.9

Особенности реализации методов оценивания параметров рассеянных сигналов в системах дистанционного зондирования атмосферы / *А.И.Литвин-Попович, В.Н.Олейников* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 314 – 319.

Одной из наиболее вычислительно сложных стадий первичной обработки информации в РЛС ВЗ является параметризация спектров. Рассматриваются вопросы снижения погрешностей оценивания параметров рассеянных сигналов. Приведен ряд возможных методов параметризации, проведено сравнение величины получаемых погрешностей и вычислительной сложности для каждого метода.

Ил. 18. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396.9

Особливості реалізації методів оцінювання параметрів розсіяних сигналів в системах дистанційного зондування атмосфери / *А.І.Литвин-Попович, В.Н.Олейніков* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010 . Вип. 160. С. 314 – 319.

Однією з найбільш складних ступіней первинної обробки інформації в РЛС ВЗ є параметризація спектрів. Розроблено питання зниження похибки оцінювання параметрів розсіяних сигналів. Наведено низку можливих методів параметризації, проведено порівняння значень отриманих похибок та витрат обчислювальних ресурсів для кожного метода.

Іл. 18. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396.9

Spectrum parameterization of scattered signals in radar wind profiler systems / *A.I.Litvin-Popovitch, V.N.Oleynikov* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2019. N 160. P. 314 – 319.

Spectrum parameterization is one of the most time-consuming stages of primary signal processing in wind-profiling radars. The methods of errors decrease are considered here. Several parameterization methods are discussed, giving emphasis to error comparison and overall computational resources needed in each case.

18 fig. Ref.: 7 items.

УДК 681.7

Исследование волоконно-оптических компонентов на основе периодических структур / *А. И. Филипенко, И. В. Жарикова* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 320 – 324.

Рассмотрены вопросы, связанные с исследованием параметров специализированных оптических волокон с брэгговскими решетками. Исследованы основные характеристики волоконных брэгговских решеток. Рассмотрены модели ВБР, позволяющие учитывать влияние внешних параметров на функционирование различных устройств. Определена чувствительность параметров ВБР к внешним воздействиям, а именно чувствительность к деформации и температуре.

Ил. 6. Библиогр.: 8 назв.

УДК 681.7

Дослідження волоконно-оптичних компонентів на основі періодичних структур / *О. І. Филипенко, І. В. Жарікова* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 320 – 324.

Розглянуто питання, пов'язані з дослідженням параметрів спеціалізованих оптичних волокон з брегівськими решітками. Досліджені основні характеристики волоконних брегівських решіток. Розглянуті моделі ВБР, що дозволяють враховувати вплив зовнішніх параметрів на функціонування різних пристроїв. Визначена чутливість параметрів ВБР до зовнішніх впливів, зокрема чутливість до деформації та температури.

Іл. 6. Бібліогр.: 8 назви.

UDC 681.7

Research of fiber components based on periodic structures / *A. I. Filipenko, I. V. Zharikova* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 320 – 324.

The questions connected with research of the specialized Bragg grating optical fiber parameters are considered. Basic parameters of the fiber Bragg gratings are studied. The models of FBG, making it possible to take into account the action of external parameters on functioning of various devices, are considered. The sensitivity of FBG parameters to external influences, namely, sensitivity to deformation and temperature, is defined.

6 fig, Ref.: 8 items.

УДК 004.31:004.22:534:621.382

Бистабильные оптоэлектронные устройства / *А.Ю. Липинский* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 325 – 332.

Предложен обзор оптоэлектронных бистабильных систем, перспективных с точки зрения создания фотонных вычислительных устройств, в которых элементы обратной связи могут являться частью процессора при его интегральном исполнении. Принцип функционирования таких устройств основан на комбинации нелинейного эффекта и механизма обратной связи, приводящих к бистабильности. Для рассмотренных оптоэлектронных бистабильных устройств характерно наличие распределенной обратной связи, которая дает возможность реализовать большее разнообразие режимов с разными видами нелинейностей.

Ил. 10. Библиогр.: 22 назв.

УДК 004.31:004.22:534:621.382

Бістабільні оптоелектронні пристрої / *О.Ю. Ліпінський* Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 325 – 332.

Запропоновано огляд оптоелектронних бістабільних систем, перспективних з погляду створення фотонних обчислювальних пристроїв, у яких елементи зворотного зв'язку можуть бути частиною процесора при його інтегральному виконанні. Принцип функціонування таких пристроїв заснований на комбінації нелінійного ефекту і механізму зворотного зв'язку, що приводять до бістабільності. Для розглянутих оптоелектронних бістабільних пристроїв характерна наявність розподіленого зворотного зв'язку, що дає можливість реалізувати більшу розмаїтість режимів з різними видами нелінійностей.

Іл. 10. Бібліогр.: 22 назв.

UDC 004.31:004.22:534:621.382

Bistable optoelectronic devices / *A.Y. Lipinsky* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 325 – 332.

Review of optoelectronic bistable systems promising from the photonic computing devices' creation point of view is presented. The feedback elements may be the part of such processor in the integrated design. The operation principle of such devices is based on the combination of nonlinear effect and the feedback, which lead to the bistability. The distributed feedback is used when considered optoelectronic bistable devices. It makes it possible to realize the multeity of modes with different kinds of nonlinearity.

10 fig. Ref.: 22 items.

УДК 621.375.4

Усилитель класса Е по расширенной резонансной методике на ПТШ CLY5 / *В.Г. Крыжановский, А.С. Прилипская* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 333 – 338.

Разработан и экспериментально исследован СВЧ усилитель мощности класса Е по расширенной резонансной методике (РРМ) на частоте 900 МГц, используя два ПТШ CLY5. Рассмотрен принцип построения входной и выходной цепи, выбор и расчет их элементов, режим работы усилителя класса Е по РРМ при различных режимах питания транзисторов, приведены теоретические и экспериментальные характеристики усилителя. Показано, что усилитель с суммированием мощности может обеспечить высокий КПД, соответствующий КПД одиночного каскада. При использовании такой методики усилитель имеет выходную мощность 0.845Вт на 50-омной нагрузке с 74 % стокового КПД и 60 % КПД по добавленной мощности при напряжении питания 5 В.

Табл. 1. Ил. 7. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.375.4

Підсилювач класу Е за розширеною резонансною методикою на ПТШ CLY5 / *В.Г. Крижановський, Г. С. Прилипська* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип. 160. С. 333 – 338.

Розроблено та експериментально досліджено НВЧ підсилювач потужності класу Е за розширеною резонансною методикою (РРМ) на частоті 900 МГц, використовуючи два ПТШ CLY5. Розглянуто принцип побудови вхідного та вихідного ланцюга, вибір та розрахунок їх елементів, режим роботи підсилювача класу Е за РРМ при різноманітних режимах живлення транзисторів, наведено теоретичні та експериментальні характеристики підсилювача. Підтверджено, що підсилювач із сумуванням потужності може забезпечити високий ККД, який відповідає ККД одиничного каскаду. При використанні такої методики підсилювач має вихідну потужність 0.845Вт на 50-омному навантаженні із 74 % стокового ККД та 60 % ККД за доданою потужністю при напрузі живлення 5 В.

Табл. 1. Іл. 7. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.375.4

Class-E extended-resonance power amplifier using CLY5 MESFET transistor / V. *G. Krizhanovski, A. S. Prilipskaya* // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N 160. P. 333 – 338.

The class-E microwave power amplifier, based on extended resonance technique (ERT) using two MESFET's at 900 MHz, was developed and experimentally studied. Principle of building of the input and output network, selection and calculation of its elements, class-E mode of extended-resonance amplifier under different modes of transistor's feeding are considered, theoretical and experimental data are given. It is shown, that such amplifier can operate with high efficiency corresponding to efficiency of a single stage. Using such a technique the amplifier has 845 mW of the output power with 50-Ohm load, 74 % drain efficiency and 60% power added efficiency with 5 V supply voltage.

1 tab. 7 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.396.96

Сокращение времени поиска интенсивно маневрирующего объекта по доплеровской частоте и ее производным высшего порядка, путем дробления отраженного сигнала / *И.В. Барышев, М.Л. Усс, Радван М. Джавад* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып. 160. С. 339 – 350.

Развивается подход к измерению высших производных доплеровской частоты когерентной пачки импульсов, отраженной от интенсивно маневрирующего объекта, основанный на дроблении (разбиении) и пофрагментной обработке отраженного сигнала. Определено оптимальное разбиение, как разбиение минимизирующее время поиска сигнала по доплеровской частоте и заданному числу ее производных при наличии ограничения на вероятность аномальных измерений. Разработан алгоритм, позволяющий определить оптимальное число фрагментов разбиения в зависимости от параметров зондирующего сигнала, отношения сигнал/помеха, числа оцениваемых производных доплеровской частоты и точности априорных данных. Выполнено моделирование работы предложенного алгоритма на синтезированном сигнале, показавшее хорошее соответсвие между экспериментальными и теоретическими результатами.

Ил. 5. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.396.96

Скорочення часу пошуку інтенсивно маневруючого об'єкта по доплерівській частоті та її похідних вищих порядків, шляхом розбиття відбитого сигналу / *І.В. Баришев, М.Л Усс, Радван М. Джавад* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010 . Вип.160. С. 339 – 350.

Розвивається підхід до вимірювання похідних доплерівської частоти когерентної пачки імпульсів, відбитих від інтенсивно маневруючого об'єкта, який заснований на розбитті та пофрагментній обробці відбитого сигналу. Визначено оптимальне розбиття, як таке, що мінімізує час пошуку сигналу по доплерівській частоті та заданій кількості її похідних при наявності обмеження на ймовірність аномальних вимірювань. Розроблено алгоритм, який дозволяє визначити оптимальну кількість фрагментів розбиття в залежності від параметрів зондуючого сигналу, відношення сигнал/завада, кількості похідних доплерівської частоти, які оцінюються і точності апріорних даних. Виконане моделювання роботи запропонованого алгоритму на синтезованому сигналі, яке показало добру відповідність між експериментальними та теоретичними результатами.

Іл. 5. Бібліогр.: 12 назви.

UDC 621.396.96

Time reduction of high maneuverable object search with respect to Doppler frequency and its higher derivatives based on partitioning of the reflected signal / *I.V. Baryshev, M.L. Uss, Radvan M. Djavad* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010 . N 160. P. 339 – 350.

An approach to the estimation of higher derivatives of Doppler frequency of coherent pulse packet, reflected from a high maneuverable object is developed. The approach is based on partitioning and fragment wise processing of the reflected signal.

The optimal partitioning has been defined as one minimizing total time for signal search with respect to Doppler frequency and its higher derivatives subject to constraint on abnormal estimations probability in each fragment. The algorithm for optimal number of partitioning fragments evaluation, taking into account signal-to-noise ratio, number of Doppler frequency derivatives to be estimated and accuracy of a priory data, was proposed. Simulation of the proposed algorithm based on synthesized data was performed showing good correspondence between experimental and theoretical results.

5 fig. Ref.: 12 items.

УДК 621.385

Устойчивость и периодическое движение нелинейной динамической системы „магнетронный диод с диссипацией" / *М.В. Воловенко, В.Н. Зиньковский, О.М. Никитенко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2010. Вып.160. С. 351 – 355.

Рассмотрены результаты исследований устойчивости и периодического движения в нелинейной системе «магнетронный диод с диссипацией». Сделаны некоторые допущения при описании системы «магнетронный диод с диссипацией» как динамической системы. Проведен анализ динамической устойчивости нелинейной динамической системы – магнетронного диода с диссипацией. Исследовано поведение динамической системы в упрощенном варианте. Эту модель можно использовать для наглядной демонстрации процессов, которые происходят в магнетронном диоде при генерации колебаний, а также как приближение модели к реальному прибору.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.385

Стійкість та періодичний рух нелінійної динамічної системи „магнетронний діод з дисипацією" / *М.В. Воловенко, В.М. Зіньківський, О.М. Нікітенко* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип.160. С. 351 – 355.

Розглянуто результати досліджень стійкості та періодичних рухів у нелінійній динамічній системи „магнетронний діод з дисипацією". Зроблено відповідні припущення щодо опису системи "магнетронний діод з дисипацією" як динамічної системи. Проведений аналіз стійкості нелінійної динамічної системи – магнетронного діода з дисипацією. Досліджено поведінку динамічної системи у спрощеному варіанті. Цю модель можна використовувати для наглядного показу процесів, які відбуваються в магнетронному діоді під час генерації коливань, а також як наближення моделі до реального приладу.

Іл. 3. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.385

Stability and periodical motion in nonlinear dynamical system "magnetron diode with dissipation" nonlinear dynamical system / *M.V. Volovenko, V.M. Zinkivski, O.M. Nikitenko* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. N.160. P. 351 – 355.

The stability and periodic motion in the simplest "magnetron diode with dissipation" nonlinear dynamical system are considered. Some assumption was made to describe the nonlinear dynamical system. The analysis of the "magnetron diode with dissipation" nonlinear dynamical system was carried out. The behavior of such dynamical system under simple condition was investigated. Such model may be used to show the processes taking place in the magnetron diode under oscillations' excitation and as approximation of the model to real device.

3 fig. Ref: 6 items.

УДК 004.056.55

Сбалансированность псевдослучайных последовательностей, генерированных нелинейными схемами / *Р.Л. Политанский, Л.Ф. Политанский, П.В. Иванюк* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.2010. Вып.160. С.356 – 359.

Проводится исследование сбалансированности псевдослучайных последовательностей битов, которые генерируются нелинейными системами и используются в поточном шифровании. Осуществлен сравнительный анализ сбалансированности псевдослучайных последовательностей и периодических последовательностей, генерируемых схемами на основе линейных сдвиговых регистров с обратной связью. Установлено, что сбалансированность зависит от значения порождающего числа.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 004.056.55

Збалансованість псевдовипадкових послідовностей, генерованих нелінійними схемами / *Р.Л.Політанський, Л.Ф Політанський, П.В Іванюк* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип.160. С. 356 – 359.

Проводиться дослідження збалансованості псевдовипадкових послідовностей бітів, що генеруються нелінійними системами і використовуються у потоковому шифруванні. Здійснений порівняльний аналіз збалансованості псевдовипадкових послідовностей і періодичних послідовностей, генерованих схемами на основі лінійних зсувових регістрів із зворотнім зв'язком. Встановлено, що збалансованість залежить від значення породжувального числа.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 004.056.55

Balance of pseudorandom sequences generated by nonlinear schemes / *R.L. Politans'kyy, L.F. Politans'kyy, P.V. Ivaniuk* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 356 – 359.

Balance of pseudorandom sequences of bits, generated by nonlinear systems and used in streaming ciphering, is investigated. The comparative analysis of pseudorandom sequences and periodic sequences, generated by the schemes on

the basis of linear shift register with feedback has been made. It has been established that balance depends on the value of generating number.

1 tab. 1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.396.96

Обработка импульсных радиолокационных сигналов путем попериодного синтеза согласованого фильтра их внутреней фазовой нестабильности / *И.И. Чесановский* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.2010. Вып.160. С. 360 – 363.

Сормулирован метод обработки импульсных радиолокационных сигналов путем анализа их внутренней фазочастотной нестабильности. Приведены математические модели систем формирования и анализа портрета фазочастотной нестабильности ожидаемой и принятой реализации в алгоритме оптимальной обработки. Описан алгоритм работы электронно-вычислительного устройства, относительно устранения неопределенности в принятии решения, через наложение двух и больше сигналов вне пределов одного периода дискретизации.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96

Обробка імпульсних радіолокаційних сигналів шляхом попріодного синтезу узгодженого фільтру їх внутрішній фазовій нестабільності / І.І.Чесановський // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип.160. С. 360 – 363.

Сформульовано метод обробки імпульсних радіолокаційних сигналів шляхом аналізу їх внутрішньої фазової нестабільності з подальшим синтезом перехідної характеристики узгодженого фільтру. Приведено математичні моделі систем формування та аналізу портрету фазової нестабільності очікуваної та прийнятої реалізації в алгоритмі оптимальної обробки. Описано алгоритм роботи електронно-обчислювального пристрою, щодо синтезу узгодженого фільтру.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.96

Treatment of impulsive radios of location signals by the synthesis of the concerted filter them to internal phase instability / *I. Chesanovsky* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 360 – 363.

In the article the method of treatment of impulsive radios of locations signals is formulated by the analysis of them internal phase and frequency instability. The mathematical models of the systems of forming and analysis the portrait of phase and frequency instability of the expected and accepted realization are resulted in the algorithm of optimum treatment. The algorithm of work of electronic computing device is described, in relation to the removal of vagueness in a decision-making, through imposition two and more signals out of limits of one period.

Ref.: 6 items.

УДК 621.396.96

Обобщенный анализ сложных радиолокационных сигналов по степени оптимальности функции неопределённости / *О.М. Шинкарук* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.2010. Вып.160. С.364 – 368.

Приведены математические модели сложных радиолокационных сигналов, таких как линейно частотно модулируемые (ЛЧМ), дискретно кодированные по частоте (ДКЧС) и дискретно кодированные по фазе сигналы (ДКФС) показаны математические методы расчета их функций неопределенности по времени задержки, в порядке возростания их степени оптимальности.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96

Узагальнений аналіз складних радіолокаційних зондуючих сигналів за ступенем оптимальності функції невизначеності / *О.М.Шинкарук* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2010. Вип.160. С. 364 – 368.

Наведено математичні моделі складних радіолокаційних сигналів, таких як лінійно-частотно модульовані (ЛЧМ), дискретно-кодовані по частоті (ДКЧС) та дискретно-кодовані по фазі сигнали (ДКФС) показано математичні методи розрахунку їх функцій невизначеності за часом затримки, в порядку зростання їх ступеня оптимальності.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.96

The analysis of difficult radios of location signals is generalized after the degree of optimum of function of vagueness / *O. Shynkaruk* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2010. № 160. P. 364 – 368

In the article adduction mathematical models of difficult radiolocation signals, such as arcwise frequency modulated, discretely encoded on frequency and the signals discretely encoded on a phase are rotined mathematical methods of calculation of their functions of vagueness at times delays, in order of growth of its degree of optimum.

Ref.: 3 items.