

МІНІСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

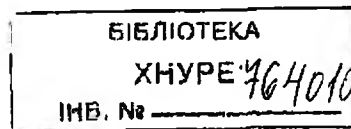
*К 75-летию Харьковского национального
университета радиозлектроники*

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 143



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки
2005

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

Регистрационное свидетельство КВ № 4486 от 22.08.2000.

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*, чл.-кор. НАН Украины; *Б.М. Булгаков*, д-р физ.-мат. 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.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.; *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф.; *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук, проф.; *К.С. Сундучков*, д-р техн. наук, проф.; *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф.; *С.Н. Шостка*, д-р техн. наук, проф.

Ответственный за выпуск д-р физ.-мат. наук, проф. *Б.М. Булгаков*

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 17 от 30.11.2005.

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

СОДЕРЖАНИЕ

<i>О.Н. Сухоручко, О.И. Белоус, А.И. Фисун</i> Входной модуль с параметрическим усилением сигнала миллиметрового диапазона длин волн	5
<i>Е.В. Фурсова, С.В. Сосницкий, Д.М. Вавриш</i> Влияние нагревания резонаторной системы на основные колебательные характеристики магнетронов на пространственной гармонике	8
<i>А.П. Моторненко, Р.И. Белоус, С.П. Миртынюк</i> Характеристики колебаний магнитного типа в волноводно-коаксиальном резонаторе	12
<i>Г.В. Майстренко, А.М. Рыбалко</i> Исследование эффективности подавления помех двухэлементной антенной решетки	17
<i>А.Н. Нечипоренко, Л.Д. Фесенко</i> Антенна судовой навигационной радиолокационной станции миллиметрового диапазона волн	22
<i>И.В. Руженцев, А.В. Марченко</i> Спектральный анализ корреляционной функции при толщинометрии ЭМА методом	30
<i>Ю.Б. Гимитлевич, В.И. Носкович</i> Измеритель комплексного коэффициента передачи на основе калибруемого микроволнового преобразователя	34
<i>В.А. Тихонов, К.В. Нетребенко, И.В. Савченко</i> Винеровский компенсатор помех на основе статистик третьего порядка	40
<i>А.В. Тоцкий</i> Метод восстановления изображений с использованием предсказанных строк и оценок их биспектральных плотностей	44
<i>В.С. Чечельницкий</i> Усовершенствование метода авторегрессии для обработки речевых сигналов	49
<i>Н.О. Тулякова, А.Г. Алфимов</i> Применение векторной нелинейной фильтрации для устранения артефактов ЭКГ	53
<i>А.И. Стрелков, Е.И. Жилин, Т.А. Стрелкова, А.П. Лытюга</i> Угловое разрешение близкорасположенных изображений космических объектов в астрономических оптико-электронных системах	58
<i>В.И. Антифеев, В.Н. Быков, В.В. Чмиль</i> Теоретическая оценка эффективности иерархического корреляционного алгоритма совмещения изображений в корреляционно-экстремальных системах навигации	65
<i>Д.С. Кальченко</i> Цифровая клиент-серверная система передачи речевого сигнала в компьютерных сетях на базе протокола Windows Sockets 2 (voice over IP)	72
<i>М.С. Зряхов, В.В. Лукин</i> Обеспечение заданного качества при сжатии изображений с потерями	76
<i>В.А. Петров, Л.В. Баранова</i> Структура источников и направленность вторичного излучения при дальнем тропосферном распространении радиоволн	83
<i>В.В. Журавель</i> О критерии точности при разложении сигнала в избыточном базисе методом поиска базиса	89
<i>О.А. Ремаева, Е.В. Ремаев, Г.К. Смурникова</i> Исследование совместного влияния тропосферы и ионосферы Земли на точность определения поправок к результатам GPS измерений	93
<i>В.В. Ратин</i> Исследование математических моделей синхронизированных автогенераторов при малых сигналах синхронизации	97
<i>М.В. Клименко, А.В. Шулика, И.М. Сафонов, И.А. Сухованов</i> Влияние аксиального приближения на плотность состояний квантоворазмерных структур	101
<i>И.В. Гурьев, И.А. Сухованов, А.В. Шулика, А.В. Кублик</i> Новый демультимплексор на основе двумерных фотонных кристаллов для полноты оптических интегральных схем высокой плотности	107
<i>А.И. Филиппенко, О.В. Сычева, С.В. Опфер</i> Выбор цифрового фильтра для обработки излучения оптического волокна	113
<i>В.М. Каруменко, Л.Д. Фесенко, А.Ю. Петренко</i> Определение релаксационных параметров СН ₂ -лазера с оптической накачкой	119
<i>О.В. Гунько</i> Амплитудно-фазовые соотношения для сигналов, создаваемых движущимся источником излучения	124
<i>Манжос, В.Б. Бзот, Ю.А. Поповин, Э.Э. Асанов</i> Совершенствование алгоритма измерения разности расстояний в системе пассивной локации	129
<i>В.В. Должиков, А.В. Сербин</i> Флуктуации фокального пятна в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры при наличии фазовых ошибок	133
<i>В.К. Иванов, Г.А. Кучук, В.Н. Шаялин</i> Моделирование эластичного трафика точечного источника мультисервисной сети	137
<i>В.М. Шокало, В.Г. Лихограй, А.Е. Стрельницкий, А.А. Стрельницкий, Ю.М. Роздоловский, Е.В. Бабанская</i> Моделирование и измерение ослабления сигнала в радиоканале локальных САРД. Часть 1	142
<i>Y. V. Kotikh</i> Application of multi-resolution algorithm to realize RFID-based distributed sensor network	151
<i>Y. V. Kotikh</i> Performance estimation of multi-resolution algorithm for RFID-based distributed sensor network using MADSN	158
<i>М.И. Дзюбенко, А.С. Замковой, С.Н. Колпаков, А.А. Приёмко</i> Исследования спектров пространственных частот для решения задач фокусировки	164
<i>Ю.Н. Ульянов, А.Ю. Панченко, Н.Г. Максимова</i> Об использовании акустического и радиоакустического методов дистанционного зондирования АПС при получении метеоданных для оценки условий РРВ	170
<i>А.И. Лучанинов, Д.С. Гавва</i> Нелинейные эффекты в проволочных антеннах с нелинейным поверхностным импедансом	178
<i>А.Н. Олейников, Д.М. Сосновчик</i> Определение высоты отражающей области метеорного следа при использовании телевизионного сигнала в разнесенной системе радиолокации	183
<i>В.Г. Котух, С.А. Нестерцова, Н.Н. Гора, С.Н. Васильев</i> Экспериментальные исследования прочности паяного соединения узлов герметизации радиоэлектронной аппаратуры для космической и специальной техники	191
<i>В.М. Карташов, А.В. Карташов</i> Математическая модель радиоакустического канала	195
<i>В.А. Николаенко, А.Г. Пащенко</i> Квантово-эмиссионное детектирование электронов в квантовых битах на поверхности гелия	202
<i>Юн. Джин</i> Дифракция импульсного волнового пучка на полупространстве с диспергирующей средой	210
<i>Д.Ю. Горелов, Ю.И. Волощук</i> Исследование физического фактора замечаемости	215
<i>А.И. Лучанинов, А.Ю. Панченко</i> Рецензия на учебное пособие	223
<i>Л.Ф. Черногора</i> «Нелинейная радиофизика»	223
РЕФЕРАТЫ	224

CONTENTS

<i>O N Sukhoruchko, O I Belous, A I Fisun.</i> Millimeter wave input module	5
<i>E V Fursova, S V Sosnytskyi, D M Vavriv.</i> Influence of heating resonators system	8
on the basic oscillatory characteristics of the spatial harmonic magnetrons	
<i>P Motornenko, R I Bilous, S P Martynyuk.</i> Characteristics of magnetic oscillations in waveguide-coaxial resonator	12
<i>G V Maystrenko, A M Ribalko.</i> Research of noise suppression efficiency by the two-element antenna array	17
<i>A N Nechiporenko, L D Fesenko.</i> Antenna of ship navigation radar-tracking station of a millimeter waveband	22
<i>I V Ruzhentsev, A V Marchenko.</i> Spectral analysis of correlation function when measuring thickness using EMA method	30
<i>Yu B Gimpilevich, V I Noskovich.</i> Measuring system of complex transfer constant based on the calibrated microwave transducer	34
<i>V A Tikhonov, K V Netrebenko, I V Savchenko.</i> Wiener noises canceller based on the third order statistics	40
<i>A V Totyky.</i> Image reconstruction technique using pre-distortion of the image rows and their bispectrum estimates	44
<i>I S Chechelintsky.</i> Improvement of the autoregression method for speech signal processing	49
<i>N O Tulyakova, O G Afimov.</i> Application of vector nonlinear filtering for ECG artifacts removal	53
<i>A I Strelkov, E I Zhulin, T A Strelkova, A P Lityuga.</i> Angular resolution of close located cosmic objects images in astronomic optic-electronic systems	58
<i>V I Antyufeev, V N Bykov, V V Chmil.</i> Theoretical estimation of efficiency of hierarchical correlation algorithm of images matching in correlation-extreme navigation systems	65
<i>D S Kalchenko.</i> The digital client-server system of voice signal transmission in the computer networks using Windows Sockets 2 (voice over IP)	72
<i>M S Zryakhov, V V Lukin.</i> Providing of given quality in lossy image compression	76
<i>V A Petrov, L V Baranova.</i> The sources' structure and directivity of secondary radiation at long-distance tropospheric propagation of radiowaves	83
<i>V V Zhuravel.</i> About accuracy criterion at decomposition of a signal in the excess basis using the basis pursuit method	89
<i>O A Remayeva, Ye V Remayev, G K Snurnikova.</i> Investigation of the simultaneous influence of the Earth's troposphere and ionosphere on precision of corrections of GPS measurements	93
<i>V V Rapin.</i> Investigation of the synchronized oscillator mathematical models with low levels of the synchronizing signals	97
<i>M V Klimenko, A V Shulika, I M Safonov, I A Sukhorivanov.</i> Influence of axial approximation on density of states of the quantum-size structures	101
<i>I V Guryev, I A Sukhorivanov, A V Shuliko, A V Kublik.</i> New demultiplexer based on photonic crystals for the all-optical high-density integrated photonic circuits	107
<i>A I Filipenko, O V Sichova, S V Opfer.</i> Choice of the digital filter for optical fiber radiation processing	113
<i>V M Bakumenko, L D Fesenko, A J Petrenko.</i> Definition of relaxation parameters of optical pumping CH ₃ J-laser	119
<i>O V Gunko.</i> Amplitude phase correlations for the signal created by the moving source of radiation	124
<i>V N Manzhos, V B Bzot, Yu A Poponin, E E Asanov.</i> Improvement of the measuring range difference algorithm in passive radar system	129
<i>V V Dolzhikov, A V Serbin.</i> Focal spot fluctuations in the Fresnel region of the focused circular aperture in the phase errors presence	133
<i>V K Ivanov, G A Kuchuk, V N Shalyapin.</i> Simulation of elastic traffic of the multiservice network dot source	137
<i>V M Shokalo, V G Likhogray, O E Strelnytskyi, O O Strelnytskyi, J M Rozdolovsky.</i>	
<i>E V Babanskaja.</i> Modeling and measurement of a signal attenuation in local WaveLAN radio channels. Part I	142
<i>Y V Kotukh.</i> Application of multi-resolution integration algorithm to RFID-based distributed sensor network implementation	151
<i>Y V Kotukh.</i> Performance estimation of multi-resolution algorithm for RFID-based distributed sensor network using MADS	158
<i>M Dzyubenko, A Zamkovoy, S Kolpakov, A Priyomko.</i> Researches of spectra of spatial frequencies for problem solving of a focusing	164
<i>Y N Ulyanov, A Y Panchenko, N G Maksymova.</i> On the use of acoustic and radioacoustic methods of the PBL remote sensing when obtaining meteorological parameters for assessment of radiowave propagation conditions	170
<i>A I Luchaninov, D C Gavva.</i> Nonlinear effects in wire antennas with a nonlinear surface impedance	178
<i>A N Oleynikov, D M Sosnovchik.</i> Determination of the meteoric trace reflecting area height when using a television signal in separated radar system	183
<i>V G Kotuh, S A Nestertsova, N N Gora, S N Vasil'ev.</i> Experimental researches of solid soldering conjunction in hermetic devices radioelectric for airspace and special techniques	191
<i>V M Kartashov, A V Kartashov.</i> Mathematical model of the radioacoustic channel	195
<i>V A Nikolaenko, A G Pashchenko.</i> Quantum-emission of electrons in quantum bits on helium surface	202
<i>Yu Zheng.</i> Impulse wavebeam diffraction on a halfspace of dispersive medium	210
<i>D Y Gorelov, Y I Voloshuk.</i> Research into the physical factor of selectivity	215
ABSTRACTS	224

О. Н. СУХОРУЧКО, канд. физ.-мат. наук, О. И. БЕЛОУС, канд. физ.-мат. наук,
А. И. ФИСУН, д-р физ.-мат. наук

ВХОДНОЙ МОДУЛЬ С ПАРАМЕТРИЧЕСКИМ УСИЛЕНИЕМ СИГНАЛА МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Параметрические усилители (ПУ) на полупроводниковых диодах с нелинейной емкостью широко используются в высокочувствительных приемных устройствах как наименее шумящие неохлаждаемые входные каскады. Расчету и проектированию такого ряда устройств посвящено достаточно много работ [1]. Однако при создании малошумящих ПУ миллиметрового диапазона возникает ряд трудностей, связанных с недостаточно высокими критическими частотами полупроводниковых диодов и сложностью реализации колебательных систем, фильтров, генераторов накачки (ГН) и других элементов усилителя.

Одноконтурные ПУ применяют в двухполосных приемных системах, в частности в радиометрических приемниках. Для использования в системах связи с высокой скоростью обработки информации требуются двухконтурные ПУ, в которых спектр усиленного сигнала совпадает с входным спектром. Эти ПУ являются более сложными по сравнению с одноконтурными и требуют иного подхода при их разработке, так как требуется создание дополнительного контура комбинационной частоты.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования неохлаждаемого малошумящего усилительного модуля диапазона 60 ГГц, состоящего из ПУ и квазиоптического генератора накачки. Контур комбинационной частоты ПУ построен на коаксиально-волноводном резонаторе, колебательный контур ГН – на сферо-углово-эшелетном открытом резонаторе.

Конструкция усилительного модуля

Входной малошумящий усилительный модуль состоит из циркулятора, ПУ на скрещенных волноводах сигнала и накачки и квазиоптического ГН. ПУ построен по схеме «на отражение» с циркулятором на входе. На рис. 1 показана конструкция двухконтурного ПУ, где в качестве контура комбинационной частоты применен коаксиально-волноводный резонатор 6. Бескорпусный диод с барьером Шотки (ДБШ) сотовой конструкции 2 с контактной иглой 5 располагается в области пересечения волноводов сигнала и накачки. Волноводы сигнала и накачки ПУ имеют ширину стандартного сечения, а высота выбирается из условий согласования их волнового сопротивления с нелинейным элементом в полосе рабочих частот. Настройка контуров сигнала и накачки осуществляется короткозамыкающими поршнями. С циркулятором и ГН усилительная камера соединяется плавными переходами.

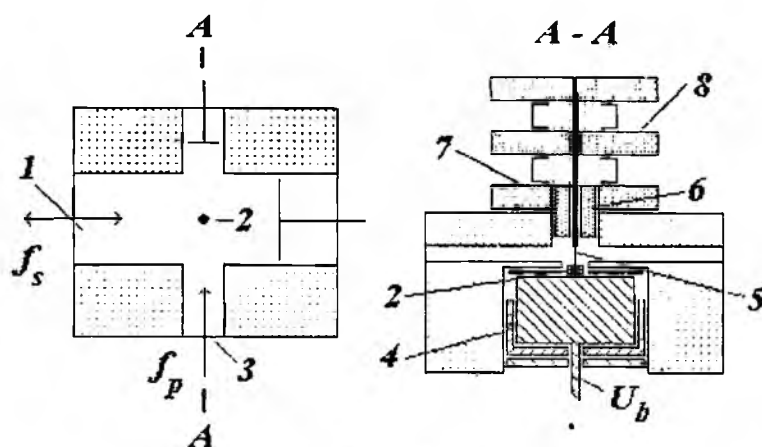


Рис. 1

Узел крепления варактора содержит диододержатель 4 с напаянным на торец бескорпусным диодом 2 и слюдяные шайбы с эбонитовой вставкой для изоляции диода по постоянному току. Винтовой механизм перемещения коаксиальной вставки 7 позволяет настраивать контур комбинационной частоты ПУ. Контакт иглы с варактором осуществляется с помощью механизма 8.

В качестве колебательной системы квазиоптического ГН выбран сферо-углово-эшелеттный открытый резонатор (ОР). Анализ возбуждения колебаний в нем проведен методом обобщенной матрицы рассеяния с использованием декомпозиционного подхода [2]. Разработан ГН на ЛПД, осевое сечение которого показано на рис. 2. Собственно генератор выполнен в виде отрезка волновода 1, в котором установлен диод 2 с первичным пьезодоброгным дисковым резонатором и цепью питания. Стабилизирующий резонатор содержит углово-эшелеттное зеркало 3, являющееся и корпусом ОР, а также сферическое зеркало 4 с винтом настройки. Поглотителем 5 имитируется связь ОР с внешним пространством. Выбор апертуры зеркал, длины ОР, высоты ступени эшелетта продиктован условиями возбуждения квази-основного типа колебаний с минимальными потерями. Расстояние между референсной плоскостью ОР и точкой включения ЛПД подбирается сменными диафрагмами 6. Частота генерации $F_p = 110$ ГГц. Мощность не менее $P_{\text{вых}} = 15$ мВт. Уровень частотных шумов не превышает -80 дБ при расстройке на 20 кГц от несущей.

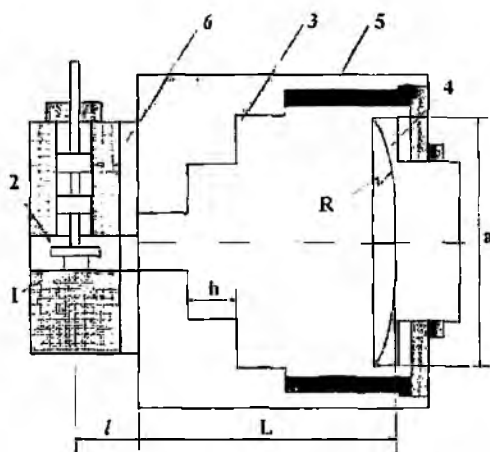


Рис. 2

Для обеспечения долговременной стабильности необходимо выбрать материал с малым линейным коэффициентом расширения и минимизировать температурные изменения среды, в которой находится генератор. Регулирование тепловых потоков осуществляется элементами Пельтье, установленными между корпусом резонатора и внешним радиатором, имеющим коэффициент теплопередачи $K=200$. Электромагнитная волна выводится через выходной волновод стандартного сечения $1,2 \times 2,4$ мм², закрытого прозрачным окном. Источник излучения и стабилизирующий ОР помещены в герметичную капсулу, заполненную инертным газом и окруженную теплоизолятором с $K=0,04$. В корпусе размещены датчики температуры. Тепловой баланс поддерживается схемой управления с включением датчиков температуры в мостовую схему. Термостат питается от независимого источника. Точность установки температуры не превышает $\pm 0,1^\circ\text{C}$ при рабочей температуре резонатора 47°C в интервале внешних температур $-20 \div +60^\circ\text{C}$.

Экспериментальные результаты

Настройка сигнального контура двухконтурного ПУ ("холодного") производилась на стандартном панорамном измерителе КСВН и ослабления типа Р2-69 по схеме на отражение [3].

На рис. 3 показаны амплитудные и шумовые характеристики модуля в рабочей полосе частот при частоте накачки $f_n = 110$ ГГц и мощности около 10 мВт.

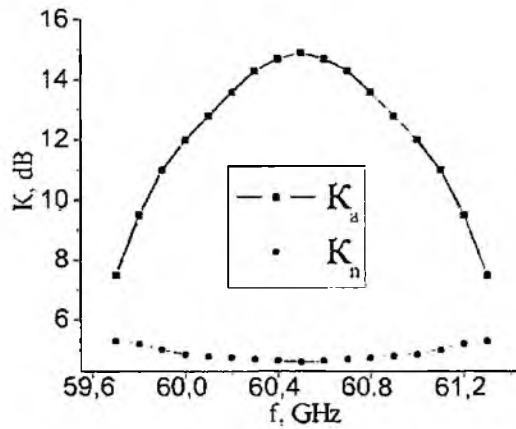


Рис. 3

Насыщение ПУ происходит при уровнях входной мощности 10^{-6} Вт. Рабочая полоса частот при усилении 16 дБ по уровню 3 дБ составляет 1 ГГц, шумовая температура около 550 К. На рис. 4 представлена фотография реализованного макета усилительного модуля.

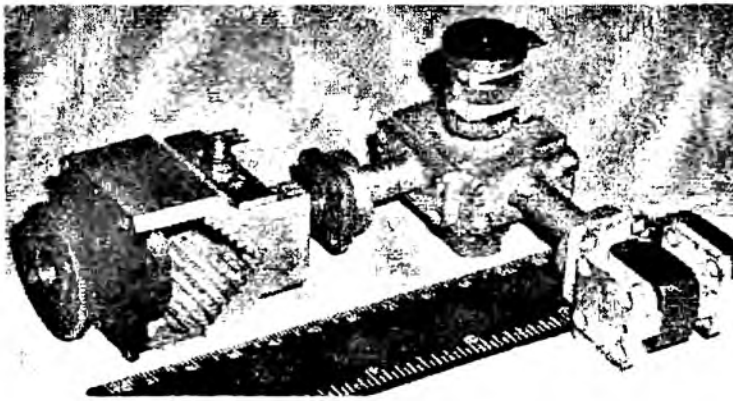


Рис. 4

Таким образом, проведенные исследования позволили создать экспериментальные малошумящие усилительные модули диапазона 60 ГГц. Насыщение усилителя происходит при уровнях входной мощности порядка 10^{-6} Вт. Рабочая полоса частот при усилении 16 дБ по уровню -3 дБ составляет 1 ГГц, шумовая температура 550 К. На базе предложенной схемы возможна разработка входных малошумящих твердотельных усилительных модулей на рабочие частоты вплоть до 100 ГГц.

Список литературы: 1. Полупроводниковые параметрические усилители и преобразователи СВЧ / Под ред. В.С. Эткина. // М.: Радио и связь. 1983. 333 с. 2. *Fisun A I* Method for analysis of open resonator with step-like deformation of mirrors // Electronics Letters. 1998. Vol. 34, No2. P.192–193. 3. *О.Н Сухоручко, Л.А Рудь, И.П Ольховский, А И Фисун*. Входной малошумящий твердотельный модуль миллиметрового диапазона длин волн // Радиотехника. 2003. Вып.132. С. 87-93.

Институт радиофизики и электроники
им А.Я. Усикова НАН Украины, Харьков

Поступила в редколлегию 08.11.2004

ВЛИЯНИЕ НАГРЕВАНИЯ РЕЗОНАТОРНОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНЕТРОНОВ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ГАРМОНИКЕ

Введение

Наиболее точно тепловые процессы в резонаторах анодных блоков магнетронов могут быть рассчитаны в результате решения нестационарной тепловой задачи, которое, как известно, осуществляется довольно трудоемкими методами. Например, приближенное решение такой задачи может быть выполнено на моделях методом конечно-временных интервалов в применении к R-сетке или к двумерной электролитической ванне. Однако в силу чрезмерной сложности эти методы неприемлемы для быстрых приблизительных расчетов тепловых режимов реальных магнетронов. Как показывает практика, разработчикам приходится чаще сталкиваться именно с ориентировочными расчетами влияния тепловых процессов в резонаторах анодных блоков. Например, приблизительная оценка изменения генерируемой частоты при нагревании резонаторной системы магнетрона более важна для практики, чем, скажем, точное моделирование термических процессов в ламелях.

В работе [1] приведен упрощенный анализ теплового режима и тепловых характеристик магнетронов импульсной и непрерывной генерации, который позволяет получить зависимости температуры анодного блока от величины подводимой мощности и к.п.д. магнетрона, температурные уходы частоты, время установления температуры анодного блока от параметров магнетрона и др.

В настоящей работе предложен способ проведения ориентировочных расчетов влияния нагревания резонаторной системы магнетронов на их основные колебательные характеристики, позволяющий рассчитать температурные коэффициенты частоты (ТКЧ) собственных колебаний резонаторного блока и получить зависимости контурного КПД и спектра собственных частот от нагревания колебательной системы «холодного» магнетрона.

Описание теоретической модели исследования

В основу модели описания равномерного нагревания колебательной системы магнетронов был взят тот факт, что при повышении температуры все тела, выполненные из однородного

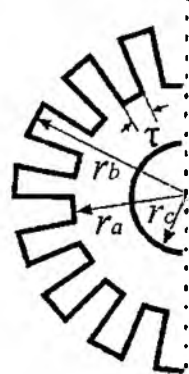


Рис. 1

материала, изменяют свои геометрические размеры по одинаковому закону. Так, при нагревании на η градусов резонатора произвольной формы, выполненного из однородного металла, характеризующегося коэффициентом линейного расширения α , все его геометрические размеры увеличиваются в $(1 + \alpha\eta)$ раз. По закону подобия длина волны такого резонатора также увеличивается в $(1 + \alpha\eta)$ раз, поэтому резонансная частота колебаний уменьшается в такое же количество раз независимо от формы и размеров резонатора [2].

Рассмотрим равнорезонаторную колебательную систему магнетрона, образованную цепочкой резонаторов секторного типа, основные геометрические параметры которых приведены на рис. 1.

Для оценки влияния нагревания резонаторной системы магнетрона на ее колебательные свойства используется метод моделирования резонаторной системы магнетрона с помощью эквивалентной цепи с сосредоточенными параметрами [3]. При этом каждый резонатор представлен в виде параллельного $L-C$ колебательного контура, пространство взаимодействия – емкостями C' , а диссипация энергии на стенках колебательной системы моделирует-

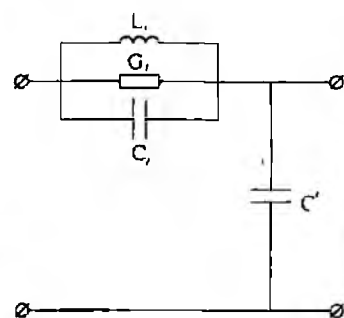


Рис. 2

ся путем дополнения эквивалентной цепи проводимостями G , включаемыми параллельно колебательным контурам, представляющим анодные резонаторы (рис. 2). Заметим, что значение проводимости резонатора, из которого осуществляется вывод энергии, существенно превышает проводимости остальных.

Собственные частоты эквивалентной цепи определяются из решения системы уравнений Кирхгофа вида

$$-\omega^2 CU + j\omega GU + L^{-1}U = 0, \quad (1)$$

где ω – частота; N – число резонаторов анодного блока магнетрона; U – N -мерный вектор комплексных амплитуд узловых напряжений; j – мнимая единица; C , G , L^{-1} – матрицы размерности $N \times N$, задающиеся в виде

$$\begin{aligned} C_{i,i} &= C' + C_i + C_{i-1} & L^{-1}_{i,i} &= \frac{1}{L_i} + \frac{1}{L_{i-1}} & G_{i,i} &= G_i + G_{i-1} \\ C_{i,i+1} &= -C_i & L^{-1}_{i,i+1} &= -\frac{1}{L_i} & G_{i,i+1} &= -G_i \\ C_{i,i-1} &= -C_{i-1} & L^{-1}_{i,i-1} &= -\frac{1}{L_{i-1}} & G_{i,i-1} &= -G_{i-1}, \end{aligned}$$

которые описывают емкости, проводимости и обратные индуктивности эквивалентной цепи резонаторов. В этих матрицах ненулевыми являются только три диагонали, т.к. каждый из узлов эквивалентной цепи имеет непосредственную связь только с двумя соседними узлами.

Решение системы уравнений (1) существует только при выполнении условия

$$\det(-\omega^2 C + j\omega G + L^{-1}) = 0, \quad (2)$$

в соответствии с которым вычисляются собственные частоты и добротности эквивалентной цепи. Подставляя полученные собственные частоты в систему уравнений (1), определяют комплексные амплитуды напряжения в узлах эквивалентной цепи, с использованием которых вычисляют контурные КПД дублетов собственных колебаний. Более детально методика изложена в [4].

Измерив резонансные частоты ω_1 и ω_2 двух видов колебаний, можно найти эквивалентные параметры L , C , C' [2 – 3, 5].

Так, выражения для этих эквивалентных параметров с учетом нагревания резонаторного блока на η градусов имеют вид

$$C'^T = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon h(1 + \alpha_c\eta)}{N \cdot \ln \frac{r_a(1 + \alpha_a\eta)}{r_c(1 + \alpha_c\eta)}}, \quad (3)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная; ϵ – относительная диэлектрическая постоянная; h , r_a , r_c – осевая длина, радиус анода и радиус катода резонаторной системы магнетрона. α_a и α_c – коэффициенты линейного расширения материала анода и катода соответственно;

$$C^T = \frac{C'^T \left(\frac{\omega_2^2}{1 - \cos(2\pi n_2/N)} - \frac{\omega_1^2}{1 - \cos(2\pi n_1/N)} \right)}{2(\omega_1^2 - \omega_2^2)}, \quad (4)$$

$$L^T = \frac{1}{\omega_1^T{}^2 \left(C^T + \frac{C'^T}{2(1 - \cos(2\pi n_1/N))} \right)}, \quad (5)$$

где $\omega_1^T = \omega_1/(1 + \alpha\eta)$.

Проводимости G , моделирующие вывод энергии и ее диссипацию на стенках колебательной системы, изменяются с учетом температурного коэффициента сопротивления β . Так, при нагревании, величины проводимости ненагруженных резонаторов уменьшаются до $G_b/(1+\beta\eta)$, а нагруженного – до $G_a/(1+\beta\eta)$.

Следует отметить, что проводимости G_a и G_b подбираются из условия равенства экспериментальным значениям добротностей эквивалентной цепи на компонентах дублета соответствующих рабочему виду колебаний.

Основные результаты исследования

Описанная выше модель была применена для анализа влияния нагревания резонаторной системы на основные колебательные характеристики магнетронов, генерирующих на длинах волн 3 мм и 8 мм. При этом их рабочие частоты были 90,9 ГГц и 36,4 ГГц соответственно, а в качестве рабочего вида колебаний использовался $\pi/2 - 1$ вид.

Резонаторные системы магнетронов были выполнены из меди и имели следующие характеристики (в скобках указаны параметры для магнетрона 8-мм диапазона): число резонаторов – 24 (16), радиус анода – 1,3 (2,25) мм, радиус катода – 0,775 (1,3) мм, осевая длина – 2 (6) мм, ширина анодных резонаторов – 0,24 (0,486) мм, глубина анодных резонаторов – 0,55 (1,385) мм.

На рис. 3 представлены зависимости собственных частот колебательных систем магнетронов 3-мм (рис. 3, а) и 8-мм (рис. 3, б) диапазонов длин волн от нагревания резонаторного блока. На этих рисунках, изображены типы колебаний с номерами 5 – 12 и 3 – 8 для магнетронов 3-мм и 8-мм диапазонов длин волн соответственно. В качестве рабочего вида колебания для магнетрона с длиной волны генерации 3 мм использовался пятый вид, а для магнетрона 8-мм диапазона – третий (на графиках они представлены сериями сплошных кривых).

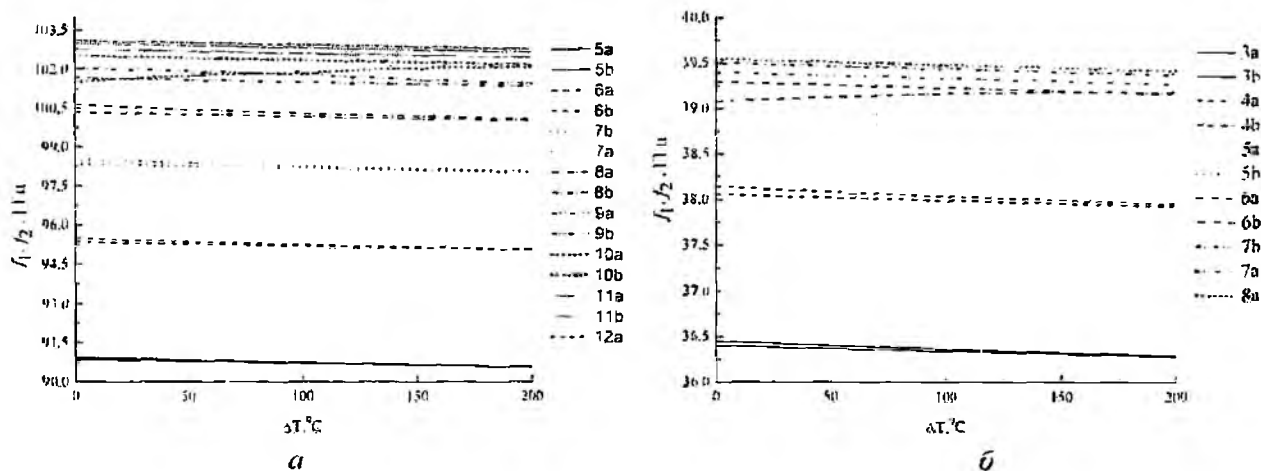


Рис. 3

Приведенные распределения показывают, что при нагревании резонаторного блока разделение по частоте между соседними видами колебаний практически не меняется, в то время как величина их расщепления меняется, причем характер изменения свойств компонент дублетов высших типов колебаний существенно отличается от поведения дублетных составляющих мод низших порядков. Видна отчетливая тенденция к уменьшению разницы между частотами нагруженной и ненагруженной составляющих дублетов. Так, без нагревания расщепления рабочих видов составляют ~ 0,10 ГГц для обоих рассматриваемых магнетронов, а при нагревании анодного блока на 100 °С, они уменьшаются до 0,05 ГГц и 0,03 ГГц для магнетронов 3-мм и 8-мм диапазонов соответственно.

Таким образом, можно говорить о неодинаковой чувствительности компонент дублет к повышению температуры анодного блока. Температурные коэффициенты собственных частот колебательной системы, приведенные на рис. 4, могут служить еще одним подтверждением этого факта.

На рис.4, а, б приведены значения температурных коэффициентов собственных частот резонаторных систем магнетронов 3-мм (рис.4, а) и 8-мм (рис. 4, б) диапазонов длин волн.

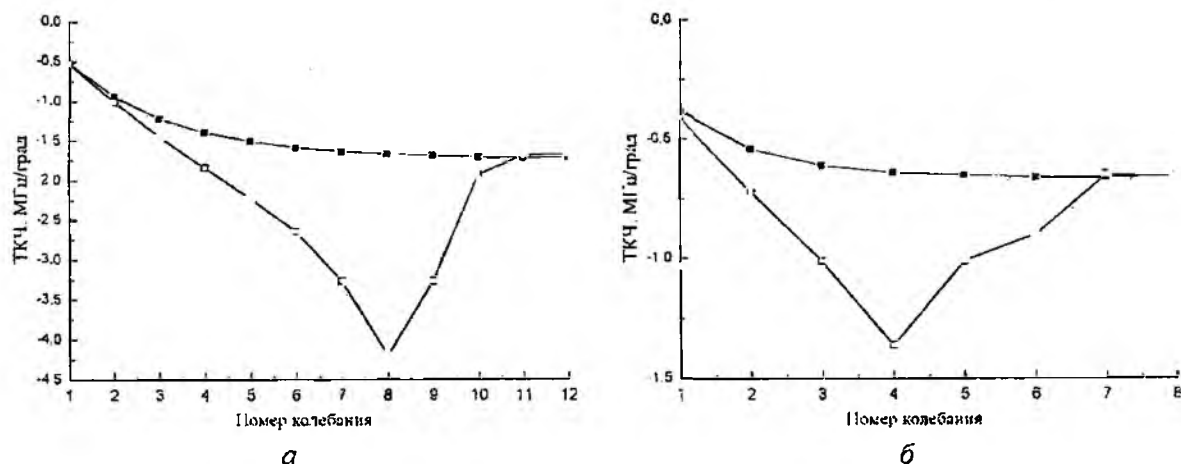


Рис. 4

На этих рисунках ТКЧ ненагруженной компоненты дублета представлены кривыми с темными квадратами, а кривые, маркированные светлыми квадратами, изображают ТКЧ нагруженной составляющей. Видно, что абсолютное значение ТКЧ для ненагруженной компоненты медленно растет в пределах от 0,5 до 1,7 МГц/град и от 0,3 до 0,7 МГц/град для магнетронов 3-мм и 8-мм диапазонов соответственно. Абсолютное значение ТКЧ нагруженной составляющей стремительно растет, достигая максимального значения 4,2 МГц/град для моды с $n = 8$, и спадает до 1,63 МГц/град для моды с $n = 12$ (рис. 4, а). Для магнетрона 8-мм диапазона длин волн наиболее чувствительной к нагреванию резонаторной системы является нагруженная составляющая моды с $n = 4$ (рис. 4, б).

Таким образом, магнетрон 3-мм диапазона более чувствителен к нагреванию резонаторного блока, что объясняется более малыми геометрическими размерами его колебательной системы.

В заключение следует отметить, что описанный в работе подход может быть использован для исследования колебательных систем СВЧ приборов, имеющих замедляющую систему типа «гребенка».

Выводы

Описан простой способ ориентировочного расчета влияния нагревания резонаторной системы «холодных» магнетронов на их основные колебательные характеристики. Показано, что собственные частоты системы резонаторов при ее нагревании изменяются по одинаковому закону. Отмечено, что компоненты дублетов имеют разную чувствительность к нагреванию анодного блока, при этом свойства нагруженной компоненты изменяются сильнее.

Список литературы: 1. Самсонов Д.Е. Основы расчета и конструирования многорезонаторных магнетронов. М.: Сов. радио, 1966. 220 с. 2. Коваленко В.Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1955. 360 с. 3. Магнетроны сантиметрового диапазона. Т.1: Пер. под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950. 420 с. 4. Sosnytskiy S.V., Vavriv D.M. Theory of the Spatial-Harmonic Magnetron: An Equivalent Network Approach // IEEE Transactions on Plasma Science. 2002. Vol. 30, No. 3. P. 984 – 992. 5. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1964. 800с.

Радиоастрономический институт НАН Украины

Поступила в редколлегию 06.06.2005

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ТИПА В ВОЛНОВОДНО-КОАКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Введение

Известны резонансные электродинамические структуры, состоящие из отрезка волновода, частично заполненного диэлектрическими, металлическими либо металлодиэлектрическими элементами [1, 2]. Класс таких резонаторов достаточно обширный, их практическое использование весьма разнообразно. Близкой к исследуемой в данной работе структуре является резонансная структура, состоящая из отрезка запердельного волновода с диэлектриком внутри волновода. Такие резонаторы в микроволновой технике получили название волноводно-диэлектрических резонаторов (ВДР) [3]. Их отличают малые габаритные размеры и вес, а также разреженный спектр собственных колебаний. Электрические характеристики ВДР достаточно полно исследованы в условиях частичного заполнения волновода однородным или коаксиальным двухслойным диэлектрическим элементом [1-6].

В настоящей работе изложены результаты исследования резонатора, состоящего из отрезка коаксиальной линии, расположенного между отрезками круглого волновода. По существу, такую электродинамическую структуру можно представить как ВДР с двухслойным металлодиэлектрическим элементом (МДЭ), внутренним слоем которого является металлический стержень. По аналогии с волноводно-диэлектрическим резонатором, такую структуру целесообразно назвать волноводно-коаксиальным резонатором (ВКР). Экспериментальное исследование ВКР [7] показало возможность существования в нем собственных колебаний *TEM*-типа, присущих коаксиальному резонатору, а также электромагнитных колебаний на волноводных модах, сходных с колебаниями этого типа в ВДР. Ниже приведены результаты теоретического и экспериментального исследования собственных частот и добротностей магнитного типа колебаний в ВКР.

Электродинамический расчет ВКР и методика эксперимента

Расчетная модель исследуемой резонансной структуры приведена на рис. 1. МДЭ, состоящий из металлического стержня *I* и диэлектрической втулки *II*, размещен в круглом волноводе бесконечной длины *III*, запердельном для резонирующего колебания; частным случаем диэлектрика может быть воздух.

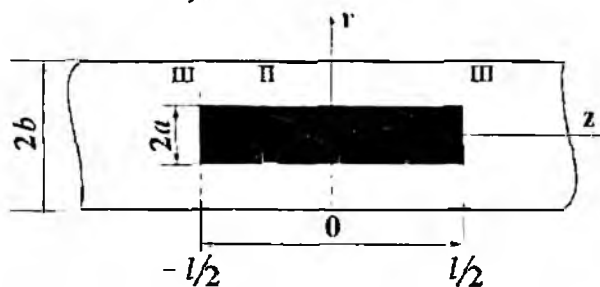


Рис. 1

Задача о спектре собственных частот магнитного типа колебаний в ВКР была решена на основе строгого математического метода в предположении малых потерь энергии в исследуемой структуре [8]. Уравнение для расчета собственных частот магнитного колебания H_{mn} в ВКР имеет вид

$$A_{mn} R_{mn} \sin\left(\beta_{mn} \frac{l}{2}\right) + \sum_{k=1}^{\infty} B_{mk} K_{mk} \cos\left(\beta_{mk} \frac{l}{2}\right) = 0; \quad (1)$$

$$B_{mn} R_{mn} \cos\left(\beta_{mn} \frac{l}{2}\right) - \sum_{k=1}^{\infty} A_{mk} K_{mk} \sin\left(\beta_{mk} \frac{l}{2}\right) = 0; \quad (2)$$

где

$$R_{mn} = \frac{1}{2}(\xi_{mn}^2 b^2 - m^2)(L_{mn}^b)^2 - \frac{1}{2}(\xi_{mn}^2 a^2 - m^2)(L_{mn}^a)^2;$$

$$L_{mn}^b = J_m(\xi_{mn} b) - \frac{J_m'(\xi_{mn} b)}{N_m'(\xi_{mn} b)} N_m(\xi_{mn} b); \quad L_{mn}^a = J_m(\xi_{mn} a) - \frac{J_m'(\xi_{mn} a)}{N_m'(\xi_{mn} a)} N_m(\xi_{mn} a);$$

$$K_{mk} = (L_{mn}^a)^2 \xi_{mn}^2 a^2 \frac{\xi_{mk}^{(1)}}{\xi_{mn}^2 - \xi_{mk}^{(1)2}} J_m(\xi_{mk}^{(1)} a) \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\beta_{mk}}{\gamma_{mp}} \frac{\xi_{mp}^{(1)} J_m'(\xi_{mp}^{(1)} a)}{(\xi_{mn}^2 - \xi_{mp}^{(1)2})(\xi_{mp}^{(1)2} b^2 - m^2) J_m^2(\xi_{mp}^{(1)} b)};$$

Индексы m и δ соответствуют числу вариаций поля вдоль осей φ и z , а n, k, p – числу вариаций вдоль оси r ; $A_{mn}, A_{mk}, B_{mn}, B_{mk}$ – амплитуды электромагнитных полей в области МДЭ, а также в запредельных участках волновода; $\beta_{mk} = \left[k^2 \varepsilon - \left(\frac{\xi_{mk}^{(1)}}{b}\right)^2\right]^{1/2}$; $\gamma_{mp} = \left[\left(\frac{\xi_{mp}^{(1)}}{b}\right)^2 - k^2\right]^{1/2}$ – продольные, а $\xi_{mk}^{(1)}/a; \xi_{mp}^{(1)}/b$ – поперечные волновые числа коаксиальной линии и круглого волновода соответственно; $k = 2\pi f_0 / c$; f_0 – резонансная частота, c – скорость света, ε – диэлектрическая проницаемость материала диэлектрика МДЭ; a – металлического радиус стержня, b – внутренний радиус круглого волновода; l – длина МДЭ; J_m, N_m и J_m', N_m' – функции Бесселя I и II рода и их производные соответственно.

Уравнения (1) и (2) позволяют рассчитать спектр собственных несимметричных колебаний $H_{mn\delta}$, а также симметричных колебаний H_{0mn} . Уравнение (1) соответствует колебаниям с индексом $\delta = 1, 3, 5, \dots$, а (2) – с индексом $\delta = 2, 4, 6, \dots$

Для расчета собственной добротности Q_0 ВКР воспользуемся выражением $Q_0 = \frac{\omega_0 W}{P}$, где W – полная энергия, запасенная в ВКР за период колебания, а P – мощность суммарных потерь в резонаторе, ω_0 – круговая частота.

Анализ собственной добротности ВКР проведем с привлечением понятия частичных добротностей $Q_0^{-1} = Q_d^{-1} + \sum_{i=1}^4 Q_i^{-1}$, где $Q_d = \frac{\omega_0 W}{P_d}$, а $Q_i = \frac{\omega_0 W}{P_i}$, $i = 1, 2, 3, 4$. Величина Q_d связана с потерями в диэлектрике МДЭ; Q_1 – с потерями на торцах металлического стержня, а Q_2 и Q_3 – с потерями в цилиндрических частях стержня и участка круглого волновода в пределах МДЭ; а величина Q_4 обусловлена потерями энергии в запредельных участках круглого волновода.

Выражения для полной запасенной энергии W и энергии потерь P_d и P_i в одноволновом приближении имеют вид

$$W = A_{mn}^2 \frac{\varepsilon_0}{4} \left[\frac{\varepsilon}{\beta_{mn}} M_{mn}^{(1)} C_{mn} \left(\xi_{mn}, \frac{a}{b} \right) + 2 \frac{\xi_{mn}^{(1)2} b^2 - m^2}{\gamma_{mn}} P_{mn} J_m^2(\xi_{mn}^{(1)} b) \right],$$

$$P_d = A_{mn}^2 \omega_0 t g \delta \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{4} \frac{M_{mn}^{(1)}}{\beta_{mn}} C_{mn} \left(\xi_{mn}, \frac{a}{b} \right);$$

$$P_1 = A_{mn}^2 P_{mn}^2 R_{s1} \frac{1}{2(\omega_0 \mu_0)^2} \left[\gamma_{mn}^2 (S_{mn} + 2J_m(\xi_{mn}^{(1)} a) J_m(\xi_{mn}^{(1)} a)) + \xi_{mn}^{(1)2} S_{mn} \right];$$

$$P_2 = A_{mn}^2 R_{s1} \frac{a}{2} \frac{1}{(\omega_0 \mu_0)^2} \left[\left(\frac{m}{a} \right)^2 \beta_{mn} M_{mn}^{(2)} + \frac{\xi_{mn}^4}{\beta_{mn}} M_{mn}^{(1)} \right] L_{mn}^a{}^2;$$

$$P_3 = A_{mn}^2 R_{s2} \frac{b}{2} \frac{1}{(\omega_0 \mu_0)^2} \left[\left(\frac{m}{b} \right)^2 \beta_{mn} M_{mn}^{(2)} + \frac{\xi_{mn}^4}{\beta_{mn}} M_{mn}^{(1)} \right] L_{mn}^b{}^2;$$

$$P_4 = A_{mn}^2 P_{mn}^2 R_{s2} \frac{1}{(\omega_0 \mu_0)^2} \frac{b}{2\gamma_{mn}} \left[\left(\frac{m}{b} \right)^2 \gamma_{mn}^2 + \xi_{mn}^{(1)4} \right] J_m^2(\xi_{mn}^{(1)} b),$$

где

$$P_{mn} = \frac{R_{mn} \beta_{mn}}{\Psi_{mn} \gamma_{mn}} \sin\left(\beta_{mn} \frac{l}{2}\right); \quad \Psi_{mn} = \frac{\xi_{mn}^2 \xi_{mn}^{(1)} a}{\xi_{mn}^{(1)2} - \xi_{mn}^2} J_m(\xi_{mn}^{(1)} a) L_{mn}^a; \quad M_{mn}^{(1)} = \beta_{mn} l + \sin(\beta_{mn} l);$$

$$M_{mn}^{(2)} = \beta_{mn} l - \sin(\beta_{mn} l); \quad S_{mn} = (\xi_{mn}^{(1)2} a^2 - m^2) J_m^2(\xi_{mn}^{(1)} a) + \xi_{mn}^{(1)2} a^2 J_m^2(\xi_{mn}^{(1)} a);$$

$C_{mn}\left(\xi_{mn}, \frac{a}{b}\right)$ – функция, описывающая распределение энергии по поперечному сечению

коаксиальной линии и зависящая от величины ξ_{mn} и отношения a/b ; $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь материала МДЭ; R_{s1} и R_{s2} – поверхностные сопротивления стержня и круглого волновода соответственно; ϵ_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума. Приведенные выше выражения позволяют рассчитывать собственные частоты, а также частичные и собственные добротности колебания H_{mn0} в ВКР в зависимости от его параметров.

Расчет характеристик ВКР и его экспериментальное исследование

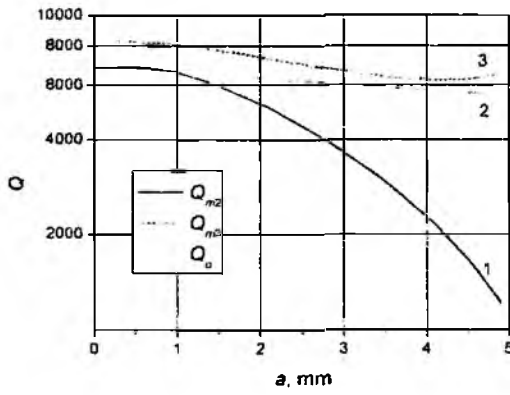
Изучение собственных частот и добротностей несимметричных колебаний магнитного типа проведем на примере основного колебания H_{111} . Для экспериментальных исследований в 3-см диапазоне был изготовлен макет ВКР с диаметром волновода $2b = 13$ мм. Внутри резонатора размещался МДЭ, размеры которого варьировались в широких пределах. При изготовлении макета использовались латунь ($\sigma = 1.5 \cdot 10^7$ См/м) и фторопласт-4 ($\epsilon = 2.1$; $\operatorname{tg} \delta = 2 \cdot 10^{-4}$). Измерение резонансных частот f и добротности Q_0 производилось по методике, описанной в работе [9].

На рис. 2, а приведены расчетные зависимости частичных добротностей колебания H_{111} в резонаторе от радиуса металлического стержня a при $l = 8.7$ мм, а на рис 2, б – зависимости собственной частоты и добротности (кривые 1 и 2 соответственно). Крестики и кружки на рисунке соответствуют измеренным величинам f_0 и Q_0 .

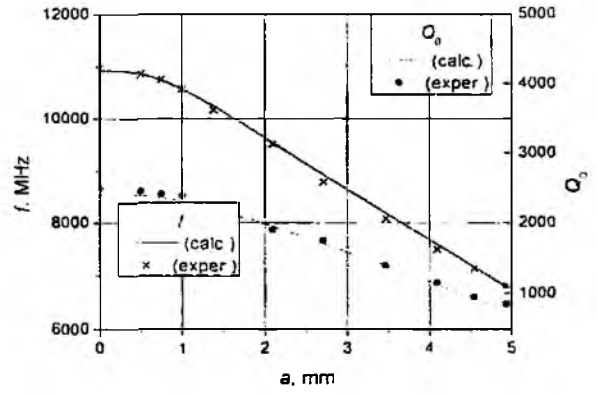
На рис. 3, а, б представлены аналогичные зависимости частичных добротностей, а также собственных частоты и добротности колебания H_{111} в ВКР от длины МДЭ при выбранном параметре $a/b = 0.194$.

Из зависимостей рис. 2, а и 3, а можно заключить, что в первом случае (при $l = \text{const}$) величина собственной добротности колебания H_{111} определяется в основном потерями в металлических стенках МДЭ (кривая 1), а во втором случае (при $a/b = \text{const}$) – совокупным влиянием

потерь во всех частичных областях при больших l . При малых значениях l на величину Q_0 существенно влияют потери в запредельных участках волновода (рис.3. а, кривая 3).



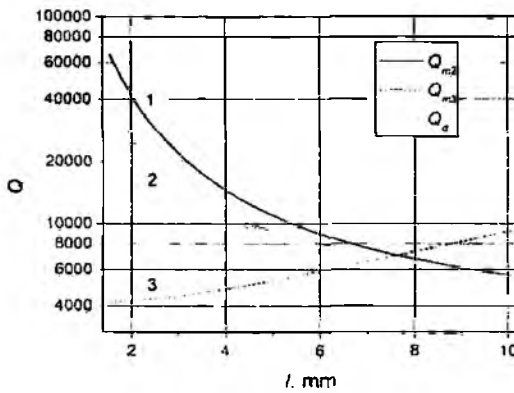
а



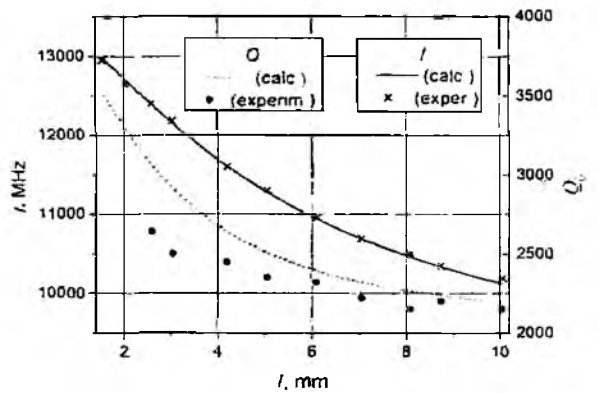
б

Рис. 2

Обращает на себя внимание линейный ход зависимости собственной частоты ВКР в широком интервале изменения величины a . Отметим относительно высокие значения собственной добротности H_{111} колебания в широком диапазоне изменения параметров ВКР.



а



б

Рис. 3

Необходимо отметить, что расчетные значения собственных частот и добротностей ВКР находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными; их отличие не превышает 10 %, исключение составляют значения добротности при малых длинах МДЭ (рис. 3, б), что может быть связано с отличием реальных параметров ВКР от выбранной модели.

Заключение

Настоящая работа посвящена изучению особенностей электромагнитных колебаний H типа в волноводно-коаксиальном резонаторе. Приведенные соотношения позволяют определять собственные частоты и добротности таких колебаний в ВКР. Результаты численного расчета характеристик основного H_{111} колебания в ВКР в одноволновом приближении находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными. С изменением параметров a или l собственная добротность ВКР, изготовленного из широко применяемых материалов (латунь, фторопласт), в 3-см диапазоне волн составляет несколько тысяч при значительных изменениях резонансной частоты.

Рассмотренный резонатор может найти применение при создании активных и пассивных узлов микроволновой техники. ВКР также может послужить основой при разработке методики измерения электрических параметров материалов (металла и диэлектрика), из которых он изготовлен.

Список литературы. 1. *Диэлектрические резонаторы* / Под ред. М.Е.Ильченко. М.: Радио и связь, 1989. 328 с. 2. *Кравчук С.А., Нарытник Т.Н., Якименко Ю.И.* Обзоры по электронной технике // Электронная техника. Сер 1. Электроника СВЧ. 1987. Т. 3 (1247). С. 2-76. 3. *Коробкин В.А., Хиженяк Н.А.* Волноводно-диэлектрический резонанс диэлектрического образца в прямоугольном волноводе. // ИЗВ. ВУЗов. Радиофизика. 1978. Т.21. №4. С. 558-565. 4. *Макеев Ю.Г., Моторненко А.П.* Исследование электрических характеристик цилиндрического волноводно-диэлектрического резонатора // Радиофизика и электроника. Сб. науч. тр. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. 1999. Вып. 4. №1. С. 37-42. 5. *Belous R.I., Belous O.I., Makeev Yu.G., Motornenko A.P.* Eigen electromagnetic oscillations in the waveguide-dielectric resonator with two layer filling // Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1997. Vol. 18. No 10. P. 69-78. 6. *Monsoriu Juan A., Andres Miguel V., Silvestre Enrique, Ferrando Albert and Gimeno Benito.* Analysis of Dielectric-Loaded Cavities Using an Orthonormal-Basis Method // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. 2001. Vol. 49. No 8. P. 1501-1507. 7. *Макеев Ю.Г., Моторненко А.П.* Waveguide-coaxial resonator // MSMW'2001 Symposium Proceeding. Kharkov, Ukraine. June 4-9. 2001. P.708-709. 8. *Макеев Ю.Г., Моторненко А.П.* Магнитные типы колебаний в резонаторе с отрезками запердельного круглого волновода и коаксиальной линии. ЖТФ. 2003. №4. С. 113-117. 9. *Гизтон Э.Л.* Измерения на сантиметровых волнах. М.: Изд-во иностр. лит. 1960. 620 с.

*Институт радиофизики
и электроники НАН Украины, Харьков*

Поступила в редколлегию 11.07.2005

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ ПОМЕХ ДВУХЭЛЕМЕНТНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Последнее десятилетие характеризуется бурным развитием мобильной системы связи, что способствует интенсивному развитию и глобальной системы связи [1]. С целью повышения качества работы мобильной связи, а также возможности уменьшения электромагнитного воздействия радиотелефонов на жизненно важные органы человека [2,3] представляет интерес использование в последних малоэлементных адаптивных антенных решеток. Такая концепция стимулирует к более детальному исследованию возможностей таких антенн.

Цель работы – исследование влияния на характеристики двухэлементной адаптивной антенной решетки (ААР) величин рассогласования в определении координат источника сигнала, а также в амплитудах и фазах весовых коэффициентов.

Будем считать, что источник сигнала находится в дальней зоне, а ААР состоит из N взаимодействующих изотропных антенных элементов, согласованных по поляризации с плоской электромагнитной волной, падающей на антенну. В связи с пространственным разнесением элементов решетки, сигнал $c_j(\bar{u}; t)$, поступающий в j -й ее канал, описывается выражением

$$c_j(\bar{u}; t) = A_c(t + \Delta t_j) \exp[i\omega_0(t + \Delta t_j)], \quad j = \overline{1, N}, \quad (1)$$

где \bar{u} – единичный вектор направления прихода сигнала; $A_c(t)$ – его комплексная огибающая; ω_0 – несущая частота; i – мнимая единица; $\Delta t_j = \overline{r_j} \bar{u} / v$ – фазовый сдвиг сигнала в j -м канале. В последнем выражении $\overline{r_j}$ – радиус-вектор положения элемента решетки выбранной прямоугольной декартовой системы координат, а v – скорость распространения фронта волны.

При выполнении условия, когда эффективная ширина пика временной автокорреляционной функции сигнала $\overline{R}(\tau)$ значительно превышает максимальное значение его временного сдвига:

$$\frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\overline{R}(\tau)|^2 d\tau}{\overline{R}^2(0)} \gg \max \Delta t_j,$$

декорреляцией комплексных огибающих можно пренебречь и записать выражение (1) в виде

$$c_j(\bar{u}; t) = A_c(t) \exp[i\omega_0(t + \Delta t_j)].$$

Это означает, что пространственная и временная структуры сигнала разделяются. Для таких сигналов, а это практически всегда выполняется или может быть реализовано с помощью трансверсального фильтра на сумматоре N -элементной адаптивной решетки, выходной сигнал $y(t)$ можно представить в виде скалярного произведения в N -мерной комплексном пространстве векторов $\overline{c}(\bar{u}; t)$ и \overline{W} :

$$y(t) = (\overline{c}(\bar{u}; t), \overline{W}),$$

где $\overline{c}(\bar{u}; t) = (c_1(\bar{u}; t), c_2(\bar{u}; t), \dots, c_N(\bar{u}; t))$ – сигнальный вектор, а $\overline{W} = (W_1, W_2, \dots, W_N)$ – вектор весовых коэффициентов (ВВК). Если сигнальный вектор помеховый, то требованием подавления помехи ААР является условие ортогональности сигнального вектора и ВВК:

$$(\overline{c}(\bar{u}_n; t), \overline{W}) = 0.$$

Здесь \bar{u}_n – единичный вектор направления прихода помехи. В реальной ситуации это условие никогда не выполняется в силу наличия различных причин, что приводит к низкой эффективности подавления помехи. Ниже на двухэлементной ААР рассмотрим два важных фактора, влияющих на эффективность антенны: нескомпенсированность направления формирования нуля диаграммы направленности (ДН) с направлением прихода помехи и рассогласованность по амплитуде и фазе весовых коэффициентов. Пусть в направлении \bar{u}_n на антенную решетку поступает помеха. Сигналы помехи мощности P_n двухэлементной ААР, получаемые на выходе каждого элемента решетки, взвешиваются, а затем суммируются, образуя в результате сигнал

$$y(t) = A_c^n \exp(i\omega_0 t) \left(W_1 \exp(i\omega_0 \bar{r}_1 \bar{u}_n / v) + W_2 \exp(i\omega_0 \bar{r}_2 \bar{u}_n / v) \right).$$

С учетом мощности шума $P_{\text{ш}}^{(1)}$ каждого канала антенны мощность на выходе решетки P_B может быть записана как

$$P_B = P_n |W_1|^2 \left| 1 + (W_2/W_1) \exp(i\omega_0 (\bar{r}_2 - \bar{r}_1) \bar{u}_n / v) \right|^2 + |W_1|^2 \left(1 + |W_2/W_1|^2 \right) P_{\text{ш}}^{(1)}.$$

Представив отношение весовых коэффициентов в показательном виде

$$W_2/W_1 = \rho \exp(i\varphi),$$

перепишем выражение для мощности выходного сигнала следующим образом:

$$\begin{aligned} P_B &= P_n |W_1|^2 \left(1 + \rho^2 + 2\rho \cos\left(\varphi + \omega_0 (\bar{r}_2 - \bar{r}_1) \bar{u}_n / v\right) \right) + |W_1|^2 \left(1 + \rho^2 \right) P_{\text{ш}}^{(1)} = \\ &= P_n |W_1|^2 \left(1 + \rho^2 + 2\rho \cos\left(\varphi + 2\pi \frac{d}{\lambda_0} \cos\theta_0\right) \right) + |W_1|^2 \left(1 + \rho^2 \right) P_{\text{ш}}^{(1)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где d – расстояние между элементами решетки; θ_0 – угол между направлением прихода помехи и осью расположения элементов антенны; λ_0 – длина волны.

Взяв частные производные по ρ и φ от правой части равенства (2) и приравняв их к нулю, получим условие минимальности выходной мощности:

$$\begin{cases} \rho = \frac{1}{1 + P_{\text{ш}}^{(1)}/P_n}, \\ \varphi = \pi - 2\pi \frac{d}{\lambda_0} \cos\theta_0. \end{cases}$$

Рассмотрим теперь модель рассогласованности антенны по углу формирования нуля ДН. Для этого с точностью до второго порядка малости мощности шума канала ААР отношение выходной мощности к суммарной мощности шума $P_{\text{ш}}^{\Sigma}$ запишем в виде

$$P_B/P_{\text{ш}}^{\Sigma} = \left(1 + \cos\left(\pi + 2\pi \frac{d}{\lambda_0} [\cos(\theta_0 + \Delta) - \cos\theta_0]\right) \right) \left(P_n/P_{\text{ш}}^{(1)} \right) - 1,$$

где Δ – ошибка рассогласования по углу места, равномерно распределенная на интервале $[-\Delta_0, \Delta_0]$. Чтобы учесть влияние этой ошибки на подавление помехи антенной, усредним левую и правую части последнего равенства

$$\langle P_B/P_{\text{ш}}^{\Sigma} \rangle = \left(1 + \left\langle \cos\left(\pi + 2\pi \frac{d}{\lambda_0} [\cos(\theta_0 + \Delta) - \cos\theta_0]\right) \right\rangle \right) \left(P_n/P_{\text{ш}}^{(1)} \right) + 1.$$

Прделав соответствующие выкладки, получаем

$$\langle P_B/P_{\text{ш}}^{\Sigma} \rangle = \sigma_{\Delta}^2 2\pi^2 \left(\frac{d}{\lambda_0} \right)^2 \left(\sin^2\theta_0 + 9\cos^2\theta_0 (\sigma_{\Delta}^2/20) \right) \left(P_n/P_{\text{ш}}^{(1)} \right) + 1.$$

Здесь σ_{Δ}^2 – дисперсия угловой ошибки Δ визирования источника помехи. Простой анализ полученного соотношения показывает, что при заданном уровне ошибки минимальная величина запыливания нуля ДН происходит при продольном направлении помехи, а максимальная – при поперечном. Закономерности подавления помехи антенной решеткой в зависимости от дисперсии угловой ошибки для различных направлений прихода помехи представлены на рис. 1.

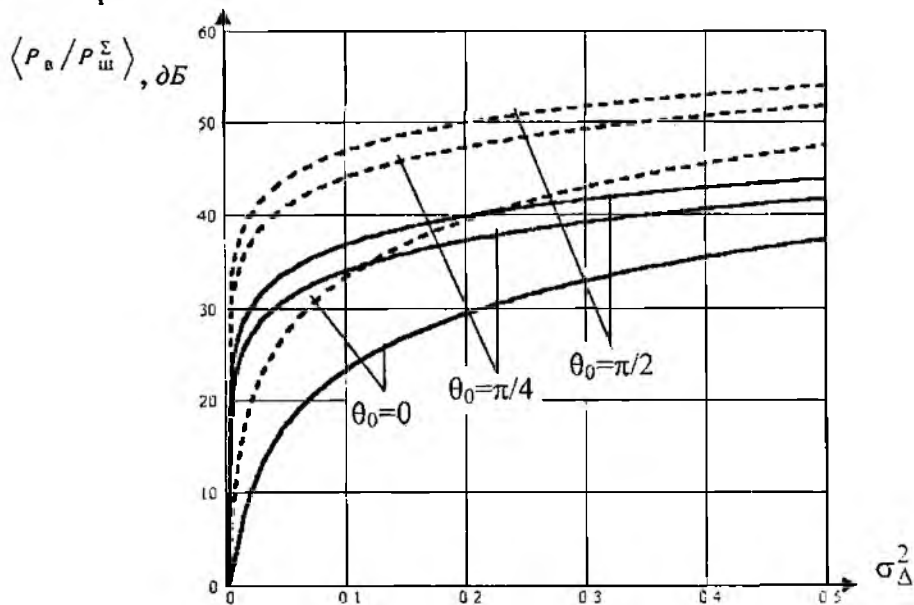


Рис. 1

На рис. 1 показана эффективность подавления помехи двухэлементной с шагом $d/\lambda_0 = 0,5$ антенной решетки, характеризуемая зависимостью $\langle P_B / P_{\Sigma}^{\Sigma} \rangle$ от дисперсии угловой ошибки σ_{Δ}^2 для отношения $P_{\Pi} / P_{\Sigma}^{(1)}$ равного: 40 dB – сплошная линия; 50 dB – пунктирная. Из рисунка видно, что с увеличением дисперсии ошибка угла визирования источника помехи уровень некомпенсированности на выходе решетки резко возрастает и для $\sigma_{\Delta}^2 = 0,1$ при $P_{\Pi} / P_{\Sigma}^{(1)} = 40 \text{ dB}$ достигает минимального значения $23,5 \text{ dB}$ и максимального – $36,9 \text{ dB}$.

На рис. 2 представлены графики зависимости нормированной выходной мощности от направления прихода помехи для различных значений дисперсии угловой ошибки Δ .

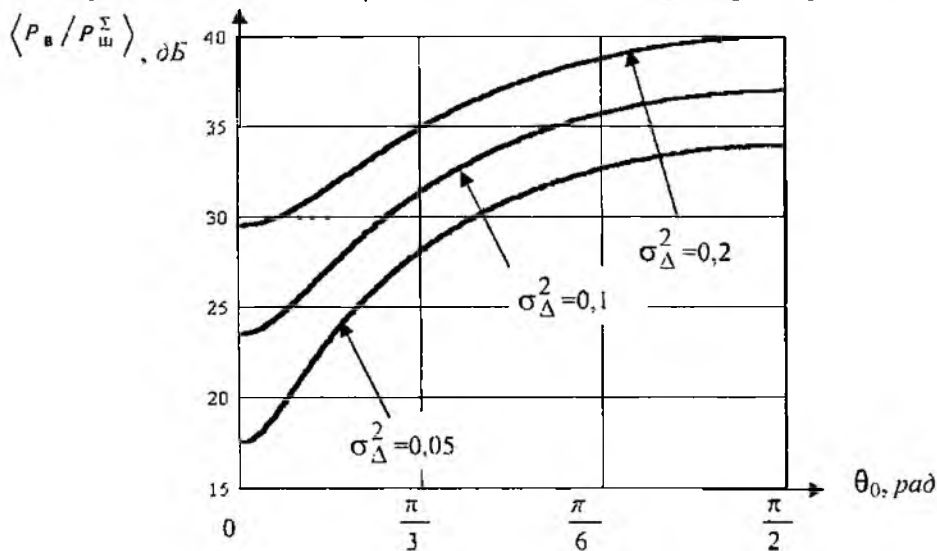


Рис. 2

Исследуем теперь влияние рассогласования весовых коэффициентов антенны на подавление помехи. С этой целью представим в выражении для выходной мощности решетки амплитуду и фазу отношения весовых коэффициентов в виде

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho, \quad \varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi,$$

где $\Delta\rho$ и $\Delta\varphi$ – центрированные некоррелированные ошибки. Причем, будем считать, что дисперсия амплитудной ошибки $\langle \Delta\rho^2 \rangle = \sigma_\rho^2$, а фазовая ошибка $\Delta\varphi$ подчинена равномерному закону распределения на интервале $[-\delta_0, \delta_0]$. Воспользовавшись таким представлением ошибок и усреднив выходную мощность, имеем

$$\begin{aligned} \langle P_{\text{в}} \rangle = P_{\text{п}} |W_1|^2 & \left[2 - 2P_{\text{ш}}^{(1)} + (P_{\text{ш}}^{(1)})^2 + \sigma_\rho^2 - 2(1 - P_{\text{ш}}^{(1)}) \frac{\sin \delta_0}{\delta_0} \right] + \\ & + P_{\text{ш}}^{(1)} |W_1|^2 \left[2 - 2P_{\text{ш}}^{(1)} + (P_{\text{ш}}^{(1)})^2 + \sigma_\rho^2 \right] \end{aligned}$$

Упростим последнее равенство, разделив его левую и правую части на суммарную мощность шума и отбросив малые величины выше второго порядка. Тогда

$$\langle P_{\text{в}} \rangle / P_{\text{ш}}^\Sigma = \frac{\sigma_\rho^2 + \sigma_\varphi^2}{2} (P_{\text{п}} / P_{\text{ш}}^{(1)}) + 1$$

где σ_φ^2 – дисперсия фазовой ошибки. Введя суммарную дисперсию ошибок весовых коэффициентов $\sigma_\Sigma^2 = \sigma_\rho^2 + \sigma_\varphi^2$, окончательно имеем

$$\langle P_{\text{в}} \rangle / P_{\text{ш}}^\Sigma = \frac{\sigma_\Sigma^2}{2} (P_{\text{п}} / P_{\text{ш}}^{(1)}) + 1 \quad (3)$$

На рис. 3 приведены графики зависимости отношения $\langle P_{\text{в}} \rangle / P_{\text{ш}}^\Sigma$ от суммарной ошибки рассогласования весовых коэффициентов для отношения: $P_{\text{п}} / P_{\text{ш}}^{(1)} = 40 \text{ дБ}$ – сплошная линия; $P_{\text{п}} / P_{\text{ш}}^{(1)} = 50 \text{ дБ}$ – пунктирная.

Из полученного представления (3) следует, что в величине заплывания нуля диаграммы направленности антенны одинаковый вклад вносят как амплитудные, так и фазовые ошибки. Кроме того, можно показать, что степень подавления помехи двухэлементной антенной решеткой, определяемая отношением средней мощности на выходе антенны к суммарной мощности шума, сохранится, если в качестве модели фазовой ошибки выбрать гауссовскую.

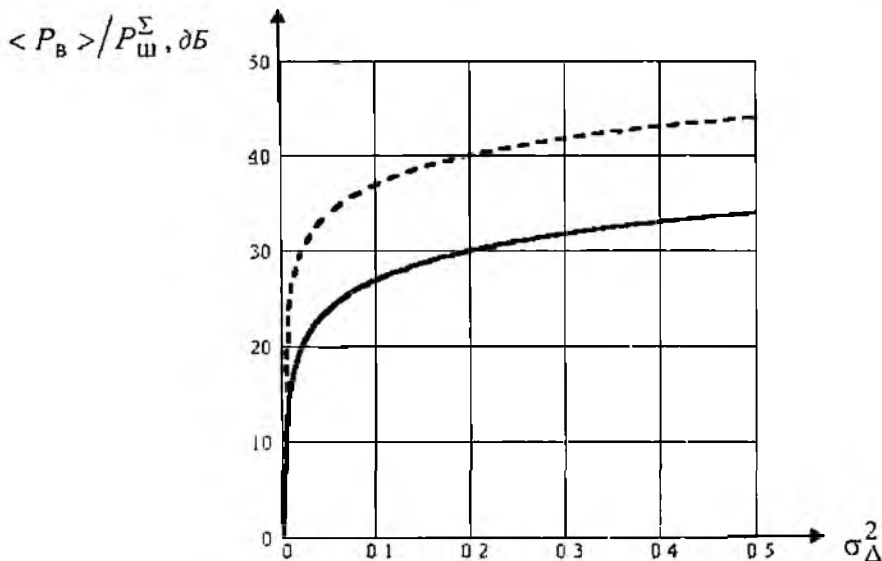


Рис. 3

Выводы

1. Проведенные исследования показали, что даже относительно малые ошибки в определении направления прихода помехи приводят к значительной величине ее некомпенсированности двухэлементной антенной решеткой и эта величина во многом зависит от направления прихода помехи. Менее всего антенна реагирует на угловую ошибку при осевом и максимально при поперечном направлении прихода помехи.

2. Детальное исследование межканального рассогласования показало, что в некомпенсированность помехи антенной решетки равный вклад вносят амплитудные и фазовые ошибки весовых коэффициентов, и мощность помехи на выходе антенны линейно зависит от суммарной дисперсии этих ошибок.

Список литературы: 1. *Неволяев Л.М.* Мобильная связь 3-го поколения. М: Связь и бизнес, 2000. 208 с. 2. *Grisson C.B.* Magnetic fields effects in biology: a survey of possible mechanisms with emphasis on radical-pair recombination // *Chem Rev.* 1995. V.95. p.3-24. 3. *Лебедева Н.Н.* Реакция центральной нервной системы человека на электромагнитные поля с различными биотропными параметрами // *Биомедицинская радиоэлектроника.* 1998. № 1. С. 24-35.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 10.11.2005

АНТЕННА СУДОВОЙ НАВИГАЦИОННОЙ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ СТАНЦИИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Высокая аварийность на судах морского и речного флотов показывает, что, несмотря на известные достоинства существующих радиолокационных станций и систем автоматической радиолокационной прокладки (САРП) сантиметрового и дециметрового диапазонов волн, для них характерны недостаточная эффективность определения точностных параметров и малая информативность. Для них также характерны трудность опознавания ориентиров по радиолокационному изображению, малая дальность обнаружения низко расположенных и малоразмерных объектов, а также трудность получения информации по классификации встречных судов. Одним из наиболее эффективных путей улучшения технических и эксплуатационных параметров радиолокационных станций и САРП является переход этих систем в миллиметровый диапазон волн [1].

В современных радиолокационных станциях миллиметрового диапазона волн используются, как правило, зеркальные антенны. Важным преимуществом указанных антенн является простота их изготовления, малая углочастотная зависимость и низкий уровень боковых лепестков. Еще одним преимуществом таких антенн является возможность корректировки их электрических характеристик (ширины диаграммы направленности антенны и уровня боковых лепестков) путем изменения в небольших пределах размеров апертуры облучателя.

Известно, что современные антенны судовых НРЛС и САРП имеют ширину диаграммы направленности в горизонтальной плоскости в пределах $\theta_r^{0.5} = 0,7^\circ \div 2,2^\circ$ при уровне боковых лепестков – $(20 \div 25)$ дБ. Это дает возможность получить высокую разрешающую способность по азимуту и точность определения направлений.

В вертикальной плоскости ширина диаграммы направленности антенны $\theta_n^{0.5}$ составляет $15^\circ \div 20^\circ$, что позволяет с заданной точностью обнаруживать и измерять координаты наблюдаемых объектов в условиях килевой и бортовой качки в пределах $\pm 10^\circ$. В реальных же условиях плавания величина геометрической составляющей погрешности, например, радиолокационного курсового угла, определяемого при помощи судовой НРЛС с нестабилизированной антенной, зависит от значений текущих углов дифферента ψ и крена θ судна и может достигать значительной величины, в несколько раз превышающей эксплуатационную точность. Например, при $\psi = 10^\circ$ и $\theta = 25^\circ$ погрешность достигает величины 5,5 [2].

Суть этой проблемы заключается в том, что при узкой ширине диаграммы направленности антенны НРЛС в горизонтальной плоскости наклоны веерообразного луча, обусловленные качкой судна, вызывают ряд нежелательных последствий.

К основным из них относятся:

- дополнительная составляющая погрешности измерения относительных координат объектов при одном обзоре антенны, носящая геометрический характер;
- сокращение дальности радиолокационного обнаружения при вероятности обнаружения 0,9;
- изменения соотношения сигнал/шум.

Исследованию влияния качки судна на эффективность радиолокационного наблюдения посвящен ряд отечественных и зарубежных публикаций, где показана необходимость учета влияния качки судна, ведущего радиолокационное наблюдение с помощью НРЛС, имеющей нестабилизированную антенну.

В то же время специфика судовождения на внутренних водных путях (реки, каналы, акватории портов и т.п.) существенно отличается от плавания в морских условиях. Необходимость высокоточных местоопределений качественного наблюдения конфигурации берегов и ракурсов встречных судов требует применять на судах речного и смешанного (река-море)

плавания радиолокационные станции с параметрами не хуже, чем радиолокационные станции, предназначенные для крупнотоннажных морских судов. Во многом это условие применимо и к малым рыболовным судам, яхтам, внутривидовому вспомогательному флоту (буксиры, катера и др.). Существующие требования ИМО к НРЛС для больших судов [Резолюция А.477(12)] удовлетворяются применением антенны размером порядка трех метров, что для указанных малотоннажных судов недопустимо. Применение на таких судах малогабаритных радиолокационных станций во многом не удовлетворяет требованиям судовождения в стесненных водах.

Стесненные воды являются важнейшими по условиям плавания, так как на эти районы приходится до 80 % всех навигационных аварий. Условия плавания характеризуются резким ограничением свободы маневра судна, быстрой сменой навигационной обстановки, скоротечностью ситуаций, частотой смены курса и дефицита времени. При этом большая дальность обнаружения не является основным фактором безопасности плавания, так как окружающая обстановка характеризуется большой насыщенностью различными близко расположенными объектами (берега, плавучие навигационные знаки, суда и т.п.). Поэтому, в этом случае более важными факторами являются надежность и своевременность обнаружения, которые более качественно обеспечивают радиолокационные станции миллиметрового диапазона волн, обладающие большей информативностью [1].

Кроме того, с одной стороны, большая плотность малоразмерного флота и знаков навигационного ограждения в стесненных водах, как правило, лучше обнаруживается НРЛС миллиметрового диапазона в связи с разрушением интерференционной структуры поля миллиметровых радиоволн даже при слабом волнении. С укорочением длины волны множитель ослабления поля V_{Σ} достаточно быстро падает, и если на расстоянии 4 – 6 миль он составляет около 10 дБ в 3-см диапазоне волн (10 ГГц), то на частоте 35 ГГц он равен примерно 3 дБ, а на частоте 95 ГГц – не превышает 1,0 – 1,5 дБ.

С другой стороны, использование миллиметрового диапазона волн ($\lambda = 8$ мм) позволяет уменьшить размеры антенной системы НРЛС с трехметровой длины до 0,9 м при сохранении ширины диаграммы направленности в горизонтальной плоскости порядка $0,7^{\circ}$ и обеспечить такую же разрешающую способность станции по азимуту.

Необходимо также заметить, что при плавании на внутренних акваториях совсем нет необходимости иметь веерообразный луч. При значениях ширины диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости порядка нескольких градусов достаточно применить либо неполную (частичную) [3], либо косвенную стабилизацию [4]. При использовании радиолокационной станции в качестве береговой радиолокационной станции в системе управления движением судов на акваториях портов вообще не нужны ни веерообразный луч, ни какой-либо вид стабилизации.

Рассмотрим преимущества сужения ширины диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости судовой НРЛС. Уравнение радиолокации имеет вид

$$D_{\max} = \left(\frac{P_u G_a^2 \eta^2 \lambda^2 \sigma}{P_{\text{пр min}} (4\pi)^3} \right)^{1/4} e^{-0.115\alpha_z D_{\max} V_{\Sigma}}$$

Здесь: D_{\max} – максимальная дальность действия радиолокационной станции; P_u – импульсная мощность передатчика; G_a – коэффициент усиления антенны; η – КПД антенно-волноводного тракта; $P_{\text{пр min}}$ – минимальная чувствительность приемного тракта; λ – длина волны зондирующего импульса; σ – эффективная поверхность рассеивания надводного объекта; α_z – коэффициент затухания электромагнитной энергии в атмосфере (дБ/км); V_{Σ} – множитель ослабления, связанный с интерференционной структурой поля, возникающей за счет многолучевого распространения зондирующего излучения и образования помех, обусловленных обратным рассеиванием морской поверхности.

В условиях свободного пространства ($\alpha_i = 0$) наиболее эффективным методом повышения дальности действия радиолокационной станции является увеличение коэффициента усиления антенны G_a . Так, при увеличении дальности радиолокационной станции D_{max} в 2 раза энергопотенциал станции необходимо увеличить в 16 раз, т.е. увеличить во столько же раз мощность передатчика P_p или же во столько же раз повысить чувствительность приемного устройства $P_{пр. min}$. Однако эту же дальность можно обеспечить повышением коэффициента усиления антенны только в 4 раза. Поскольку значение ширины диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости определено разрешающей способностью станции, то ясно, что увеличение коэффициента усиления антенны G_a возможно при уменьшении ширины луча в вертикальной плоскости.

Сужение ширины диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости позволяет также значительно понизить уровень помех от различных метеорообразований. Известно, что эффективную поверхность рассеивания гидрометеоров можно определить из выражения $S_z = S_{zy} V_p$, где S_{zy} – удельная эффективная поверхность рассеивания $1 м^3$ гидрометеорообразования, V_p – разрешающий объем радиолокационной станции. Разрешающий объем

$$V_p = D^2 \theta_r \theta_B \frac{c \tau_u}{2}$$

Здесь: D – дальность, на которой определяется V_p ; θ_r , θ_B – значения ширины диаграммы направленности антенны в соответствующих плоскостях; c – скорость света, τ_u – длительность зондирующего импульса.

Следовательно, если сигнал от объекта P_c обнаруживается на фоне отражений от гидрометеорообразований P_n , то отношение сигнал/шум можно записать в виде

$$P_c / P_n = \sigma_{об} / S_{zy} V_p.$$

Из уравнения видно, что чем меньше разрешающий объем радиолокационной станции V_p , тем лучше соотношение сигнал/шум.

Рассмотрим воздействие еще одного фактора, подтверждающего необходимость сужения диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости. Известно, что вследствие влияния подстилающей водной поверхности диаграмма направленности антенны в вертикальной плоскости имеет многолепестковую структуру. Низко расположенные объекты (шлюпки, яхты, катера, знаки навигационного ограждения) обнаруживаются нижним лепестком многолепестковой диаграммы направленности.

Угол наклона нижнего лепестка $\beta = \lambda / 4h_1$, где h_1 – высота установки антенны. Ширина одного интерференционного лепестка $\gamma = \lambda / 2h_1$. Тогда количество интерференционных лепестков $N = \theta_B \cdot 2h_1 / \lambda$ и мощность, сосредоточенная в нижнем лепестке многолепестковой диаграммы направленности, связаны соотношением

$$P_{нл} = P_u / N = P_u \lambda / \theta_B 2h_1.$$

Из приведенного соотношения следует, что сужение ширины диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости приводит к увеличению мощности в нижнем лепестке и, следовательно, к повышению вероятности обнаружения низко расположенных объектов.

В работе [5] приведен расчет геометрических размеров зеркальной антенны с рефлектором в виде вырезки из параболического цилиндра для НРЛС «Орион-Р» со значениями ширины диаграммы направленности порядка $0,3^\circ$ и 15° соответственно в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Для снижения воздействия ветровых нагрузок на рефлектор (скорость воздушного потока до $70 м/с$) уменьшение массогабаритных характеристик достигается за счет обреза зеркала по равносигнальному контуру по уровню порядка $13 дБ$.

Расчет антенны проводился методом геометрической оптики. Основными параметрами для расчета были рабочая частота, ширина диаграммы направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях по уровню половинной мощности и уровень боковых лепестков

Пространственная форма рефлектора в системе координат x, y, z определялась совокупностью точек $\{x_i, y_i, z_i\}$ и рассчитывалась по значениям переменной y , заданной с некоторым шагом в интервале $[-R, R]$, где $2R$ – апертура зеркала в горизонтальной плоскости, а координаты x_i, z_i вычислялись затем по формуле

$$x_i^{1,2} = -\frac{(z_i - f) \sin 2\alpha}{\cos 2\varphi + \cos 2\alpha} \pm \left[\frac{(z_i - f)^2 \sin^2 2\alpha}{(\cos 2\varphi + \cos 2\alpha)^2} - (z_i - f)^2 \operatorname{tg}^2 \psi \frac{(\cos 2\varphi - \cos 2\alpha) + 8fz_i \sin^2 \varphi}{\operatorname{tg}^2 \psi (\cos 2\varphi + \cos 2\alpha)} \right]^{1/2} \quad (1)$$

Здесь: f – фокусное расстояние параболического зеркала; ψ, φ – угловой раскрыв рефлектора в горизонтальной и вертикальной плоскостях; α – угол, выбираемый таким образом, чтобы не происходило затенение зеркала облучателем.

Конструкция антенны наиболее просто реализуется прижимом листового материала к ребрам жесткости, профиль которых эквивалентен расчетной параболе. Для упрощения процесса изготовления обрезка зеркала по уровню 13 dB производилась на плоском листовом материале с заданной толщиной h . Значение y'_i -координаты линии обреза на плоскости связано с координатами y_i следующим образом:

$$y'_i = \frac{y_i}{4f} (y_i^2 + 4f^2)^{1/2} + f \ln \left| y_i - (y_i^2 + 4f^2)^{1/2} \right| - f \ln 2f. \quad (2)$$

Из соотношений (1) и (2) легко получить совокупность точек (x'_i, y'_i) , определяющих конфигурацию антенны на плоскости.

Профиль ребра жесткости задается в параметрической форме:

$$y_{ip} = y_i + y_i h / (y_i^2 + 4f^2)^{1/2};$$

$$z_{ip} = \frac{y_i}{4f} - 2fh / (y_i^2 + 4f^2)^{1/2},$$

где y_{ip}, z_{ip} – точки на поверхности ребра жесткости антенны.

Необходимо отметить, что использование приведенной выше методики определения геометрических размеров рефлектора антенны позволило максимально возможно упростить технологию изготовления и обеспечить минимально возможные допуски при изготовлении рефлектора, что особенно важно для миллиметрового диапазона. Получены численные значения координат $\{x_i, y_i\}, \{y'_i, x'_i\}$ и $\{y_{ip}, z_{ip}\}$, позволяющие с высокой точностью проводить на фрезерном станке с программным управлением обработку как зеркала по уровню -13 dB , так и профиля ребер жесткости, эквивалентного расчетной параболе.

В качестве облучателя рефлектора антенны в НРЛС «Орион-Р» выбран рупорно-параболический облучатель, наиболее соответствующий требованиям облучения зеркала в виде вырезки из параболического цилиндра и корректировки электрических характеристик антенны. Облучатель изготовлен методом наращивания, причем параболический профиль оправки был выполнен с высокой точностью также на станке с программным управлением по заданной программе расчета параболы.

В процессе испытаний выяснилось, что электрические характеристики всей антенной системы соответствовали расчетным значениям [6].

Реализация сужения диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости (при сохранении прежних значений ширины луча по азимуту) может быть достигнута использованием в качестве рефлектора НРЛС зеркала в виде вырезки из параболоида вращения (рис. 1, 2).

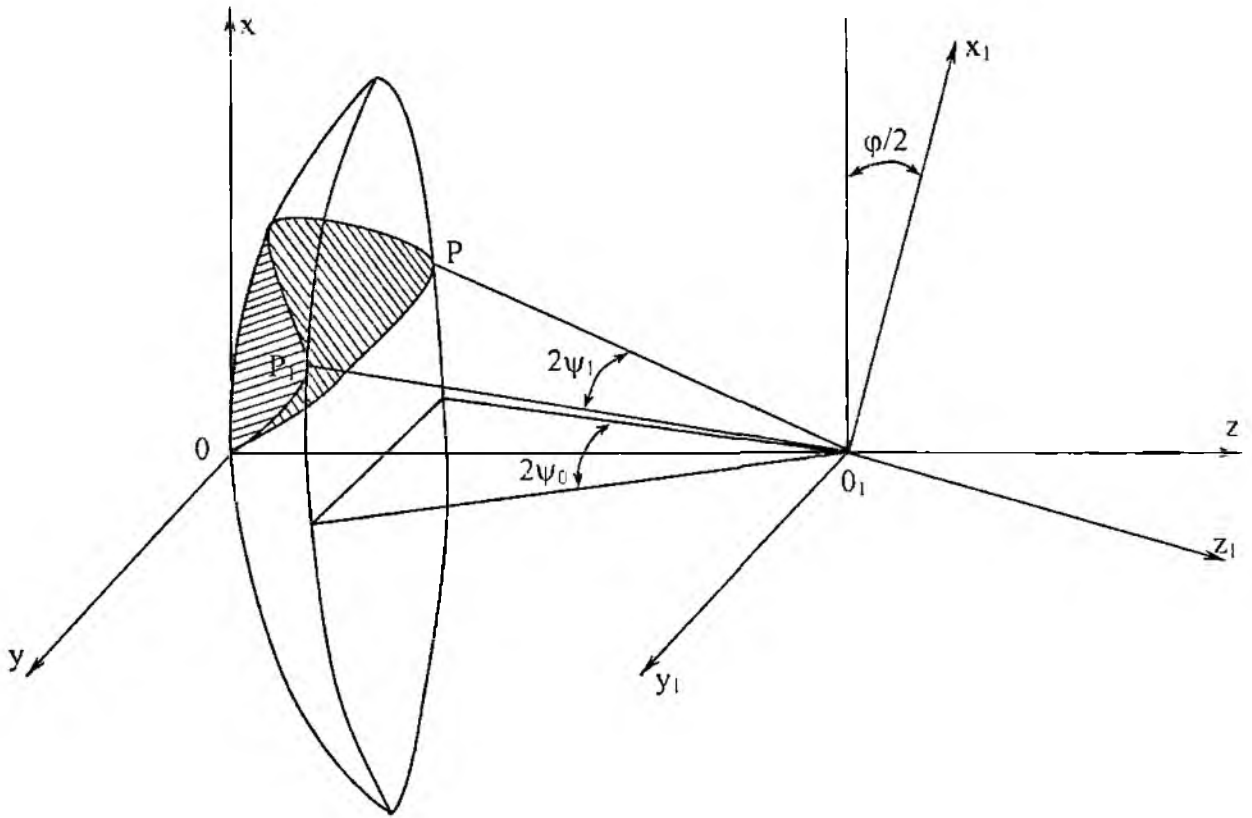


Рис. 1

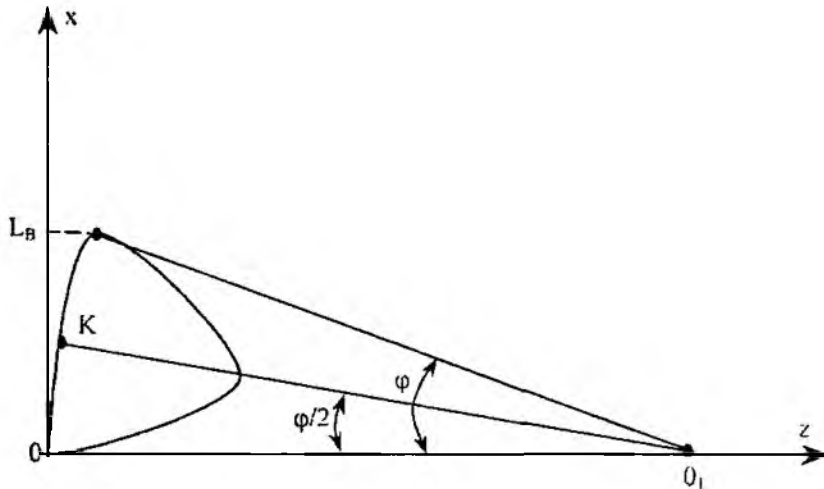


Рис. 2

Расчет рефлектора аналогичен расчету зеркала в виде вырезки из параболического цилиндра [4] и основан также на принципах геометрической оптики.

Раскрыв зеркала L_Γ и L_B задает требуемые значения диаграммы направленности антенны в горизонтальной и вертикальной плоскости, которые определяются соответственно из выражений:

$$\theta_z^{0.5} = k\lambda / L_\Gamma, \theta_B^{0.5} = k\lambda / L_B, \text{ где } k = 1,3 \pm 0,1.$$

Фокусное расстояние параболоида вращения

$$f = \frac{L_\Gamma}{4} \operatorname{ctg}(\psi_0 / 2), \text{ где } \psi_0 = 60^\circ \div 80^\circ.$$

Предполагается, что сечение диаграммы направленности облучателя, расположенного в точке O_1 (рис. 1, 2), имеет эллиптическую форму.

Совместное решение уравнения параболоида вращения в системе xO_1z и уравнения конуса в системе $x_1O_1y_1z_1$ дает систему уравнений в координатах xO_1z :

$$\begin{cases} x^2 \frac{4 \cos \alpha}{\sin^2 \alpha} + \frac{4(z-f)}{\sin \alpha} + \frac{y^2}{\cos^2(\varphi/2) \operatorname{tg}^2 \psi_1} = 0 \\ x^2 + y^2 = 4fz \end{cases} \quad (3)$$

Здесь ψ_1 - угловой раскрыв зеркала, который чуть меньше первоначально заданного ψ_0 (как правило, это допустимо). Угловой раскрыв определяется выражением

$$\psi_1 = \arcsin L_{\Gamma} / 2 \left[(x_p - x_f)^2 + (y_p - y_f)^2 + (z_p - z_f)^2 \right]^{1/2},$$

где $x_f = 0$, $y_f = 0$, $z_f = f$,

$$\begin{aligned} x_p &= -\frac{2f}{\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}} + \left[\frac{4f^2}{\operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2}} - \left(\frac{L_B^2}{4} - 4f^2 \right) \right]^{1/2}; \\ y_p &= L_{\Gamma} / 2; \quad z_p = \left[x_p^2 + (L_{\Gamma} / 2)^2 \right] / 4f; \\ \varphi &= \operatorname{arctg} \frac{L_B / 2f}{1 - (L_B / 2f)^2}. \end{aligned}$$

Точки вырезки из параболоида вращения, которые определяют пространственную форму рефлектора, можно получить из (3), задавая координату x_i от 0 до L_B с необходимым или желаемым шагом и, вычисляя соответственно y_i и z_i :

$$y_i = \left[\frac{x_i^2 \frac{4 \cos \varphi}{\sin^2 \varphi} + x_i \frac{(x_i - 4f^2)}{f \sin \varphi}}{\frac{x_i}{f \sin \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi \cdot \operatorname{tg}^2 \psi_1}} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

$$z_i = (x_i^2 + y_i^2) / 4f. \quad (5)$$

Облучатель следует рассчитывать таким образом, чтобы на краях зеркала в плоскостях xOz (рис. 2) и в плоскостях POP_1 (рис. 1) уровень облучения был на $-(10 - 13)$ дБ меньше, чем на оси O_1K . Опыт проектирования предшествующих изделий показывает, что последнее условие выполняется при расширении диаграммы направленности облучателя по уровню 3 дБ примерно в 2 раза.

Полученные соотношения дают возможность изготовить рефлектор антенной системы с высокой точностью при сравнительно простой технологии, например на карусельном станке с программным управлением.

В заключение следует отметить, что осуществление электронной стабилизации луча антенны в вертикальной плоскости возможно как для случая использования в качестве антенны НРЛС рефлектора в виде вырезки из параболического цилиндра [4], так и рефлектора в виде вырезки из параболоида вращения. Последнее решение достигается за счет выноса фазового центра облучателя из фокуса параболического зеркала в вертикальной плоскости. Однако возникающие при этом фазовые искажения в апертуре рефлектора не позволяют отклонять луч в достаточно широких пределах. Основные электрические характеристики параболических антенн в случае выноса облучателя из фокуса зеркала существенным образом зависят от соотношения f/d . На рис. 3-5 представлены соответственно зависимости коэффициента усиления

антенны, уровня бокового излучения и коэффициента расширения главного лепестка от сектора сканирования параболического зеркала для различных соотношений f/d .

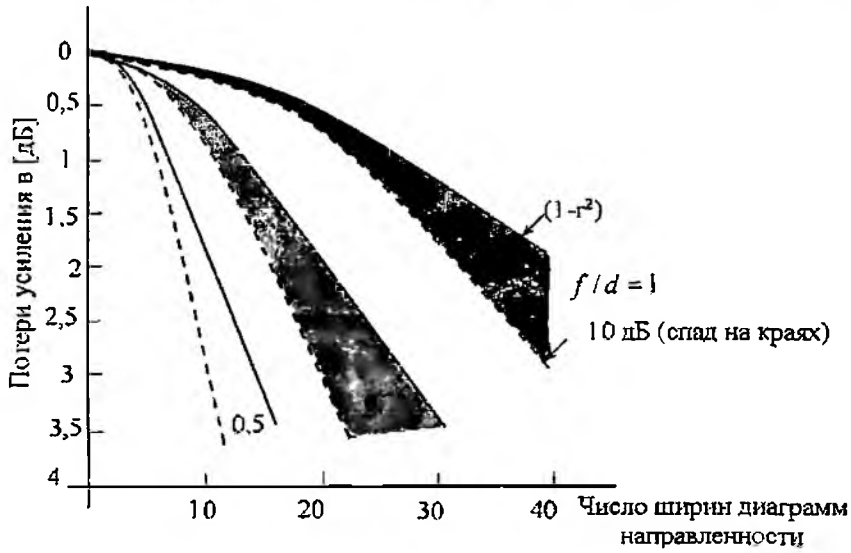


Рис. 3

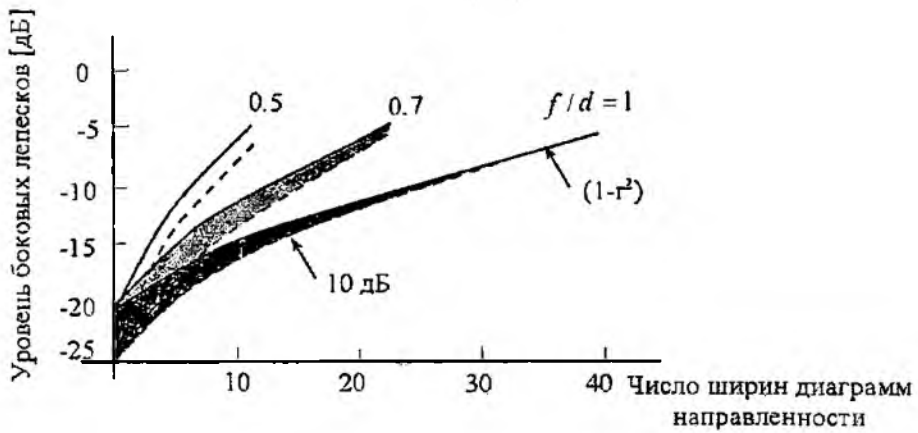


Рис. 4

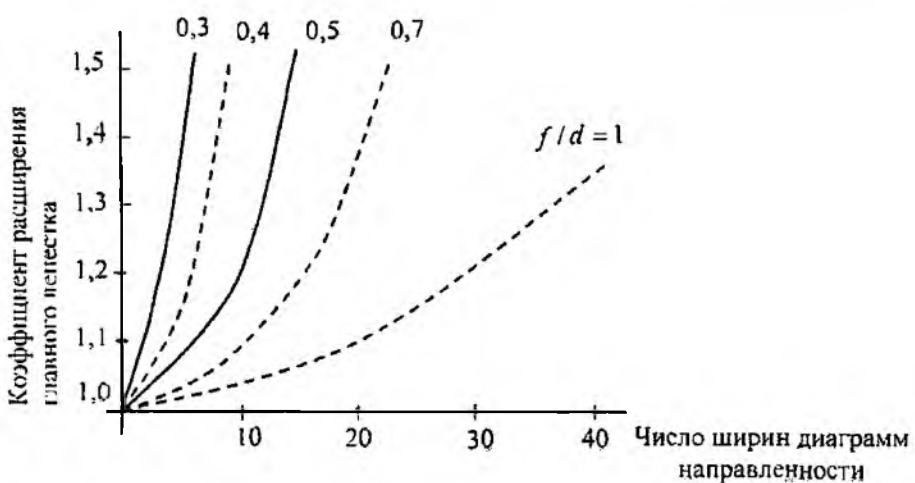


Рис. 5

Таким образом, в данной работе показаны преимущества применения НРЛС миллиметрового диапазона для судов ледвейтом (водоизмещением) менее 3000 т и использования в них зеркальных антенных систем с рефлектором в виде вырезки из параболоида вращения.

Приведена методика расчета рефлектора антенны методом геометрической оптики с учетом уменьшения на нее ветровых нагрузок. Показана возможность изготовления рефлектора антенной системы миллиметрового диапазона с высокой точностью.

Список литературы: 1. *Нечипоренко Н.Т.* Сравнительный анализ потенциальной информативности судовых РЛС // Навигация и управление судном. М.: В/О «Мортехинформреклама», 1989. С.93-96 [ЛВИМУ им. адм. С.О. Макарова]. 2. *Рахимкулов Ю.А.* Координатные погрешности навигационных РЛС, обусловленные качкой судна // Судовождение. 1980. С.102-108 [ЛВИМУ им. адм. С.О. Макарова]. 3. *Рахимкулов Ю.А.* Некоторые способы компенсации влияния качки в автоматизированных радиолокационно-вычислительных комплексах предупреждения столкновения судов // Методы и проблемы морской навигации. М.: ЦРИА «Морфлот», 1988. С.89-94. 4. *Нечипоренко А.Н., Нечипоренко Н.Т.* Сужение ширины диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости // Навигация и управление судном. М.: В/О «Мортехинформреклама», 1989. С.80-83 [ЛВИМУ им. адм. С.О. Макарова]. 5. *Красницкий Ю.С., Нечипоренко А.Н., Панкратов Л.С.* Расчет антенны судовой РЛС миллиметрового диапазона волн в виде вырезки из параболического цилиндра // Использование радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Сб. науч. тр. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники АН Украины. 1993. С.22-27. 6. *Nechiporenko A.N., Pankratov L.S.* Marine Radar Antenna of Millimeter Wave Radar // Progress in Elektromagnetics Research Symposium. 11-15 July 1994. Abstract book. Noordwijk.

*Украинская инженерно-педагогическая академия,
Харьков*

Поступила в редколлегию 11.07.2005

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ПРИ ТОЛЩИНОМЕТРИИ ЭМА МЕТОДОМ

Введение

В настоящее время электромагнитоакустический (ЭМА) способ возбуждения и приема ультразвуковых колебаний является наиболее перспективным. Активно ведутся разработки технологии и оборудования, которые позволяют контролировать качество металлоизделий ЭМА методом в условиях производства и эксплуатации. Контролируют рельсы, трубы, заготовки круглого и прямоугольного сечения, железнодорожные колеса и бандажи объемными сдвиговыми, рэлеевскими волнами и волнами Лэмба [1-4]. Особое внимание в этом направлении уделяется вопросам толщинометрии.

ЭМА толщинометры обладают рядом значительных преимуществ, не доступных традиционным контактными ультразвуковым толщиномерам: работают без применения контактных жидкостей; не требуется специальной зачистки поверхности изделия от окраски, ржавчины, окалины и т.п.; обладают примерно в два раза более высокой разрешающей способностью по дальности; имеют более узкую диаграмму направленности при прочих равных условиях; могут контролировать изделия с температурой до $+1300^{\circ}\text{C}$; выполняют контроль сосудов, котлов, труб и других объектов, заполненных жидкостями, даже при наличии осадков на внутренней поверхности изделий, т.е. без вывода объектов из эксплуатации; могут контролировать изделия практически с любой кривизной поверхности ввода; измеряют толщину с погрешностью, не зависящей от кривизны поверхности изделия, непараллельности поверхности в зоне контроля.

В этой связи ЭМА способ не конкурирует с традиционным использованием ультразвука, а дополняет ряд методов измерений и неразрушающих испытаний: магнитные, акустические и др.

К основным недостаткам ЭМА способа следует отнести его низкую чувствительность. Кроме этого, при малой толщине (порядка 5–10 мкм) измерения осложняются появлением акустических помех значительной амплитуды и длительности. Эти помехи накладываются на донные импульсы. В результате измерение временных интервалов между донными импульсами значительно усложняется, а в ряде случаев становится вообще невозможным.

Цель данной работы – разработка такого способа обработки отраженных от дна сигналов, который бы позволил осуществлять точные измерения толщины изделий ЭМА методом при малых отношениях сигнал/шум.

Спектральный анализ корреляционной функции

Для повышения чувствительности ЭМА способа в работе [5] было обосновано применение корреляционного метода обработки информации, основанного на вычислении корреляционного интеграла [6]:

$$q(\lambda) = \frac{2}{N} \int_0^T \xi(t) s(t, \lambda) dt, \quad (1)$$

где N – односторонняя спектральная плотность шума; $\xi(t)$ – колебание, принятое на конечном интервале T ; $s(t, \lambda)$ – полезный сигнал, принимаемый на фоне аддитивного гауссовского белого шума.

Параметр λ однозначно связан с толщиной изделия и равен времени прохождения радиоимпульсом расстояния, соответствующего удвоенной толщине изделия.

При малых отношениях сигнал/шум данный способ имеет значительную погрешность и требует применения специальных процедур для определения локальных максимумов корреляционной (взаимокорреляционной или автокорреляционной) функции.

Устранить указанные недостатки можно определением спектра корреляционной функции.

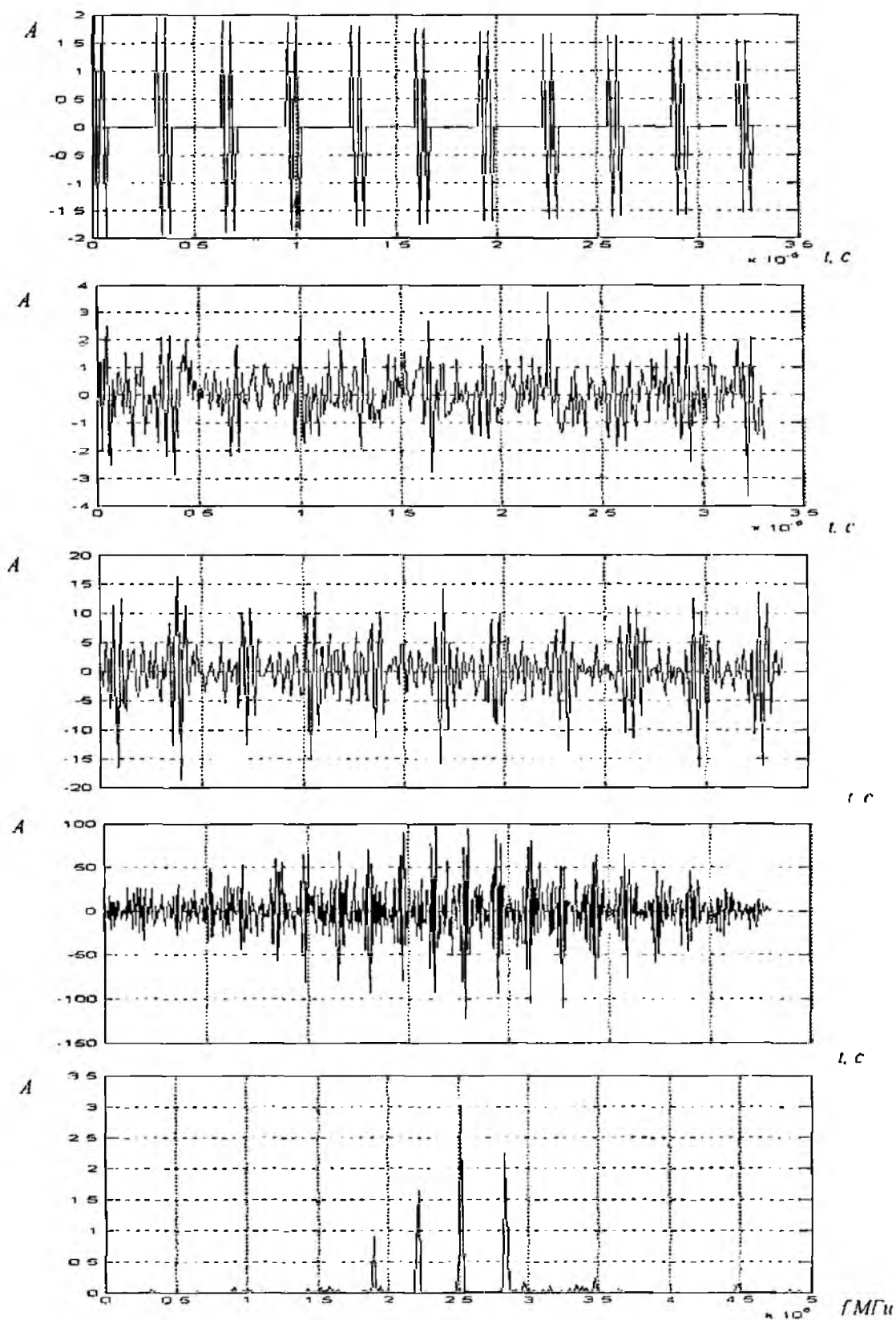


Рис. 1

Количество переотражений в тонких материалах из-за незначительных потерь акустической энергии может достигать нескольких десятков и даже сотен, поэтому на практике в большинстве случаев корреляционная функция носит периодический характер.

Спектр периодической автокорреляционной функции носит дискретный характер, причем интервал между соседними спектральными составляющими соответствует частоте следования радиопульсов автокорреляционной функции.

Зная частоту следования радиоимпульсов корреляционной функции, вычисляется период, соответствующий времени прохождения зондирующим импульсом расстояния, равного удвоенной толщине изделия.

Рассмотрим пример применения представленного способа измерения толщины изделий путем моделирования процесса прохождения радиоимпульса в объекте контроля с использованием ПЭВМ.

Зададимся следующими исходными данными: амплитуда $A=2$; скорость распространения ультразвуковых колебаний в материале $c = 6070$ м/с, толщина изделия $h=5$ мм; среднее квадратическое отклонение случайной величины, моделирующей гауссовский шум $\sigma=1$. Значение амплитуды и среднего квадратического отклонения приведены без указания единиц измерения, поскольку нас интересует только их отношение.

Частоту заполнения зондирующего импульса f , длительность импульса τ , время наблюдения T выберем из соображений получения максимального энергетического выигрыша.

Энергия радиоимпульса с прямоугольной формой огибающей, который существует на интервале $(0, \tau_u)$ и описывается функцией $s(t) = U_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$ равна [7]

$$E_s = U_0^2 \int_0^{\tau_u} \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) dt. \quad (2)$$

Выполнив интегрирование, получаем

$$E_s = \frac{U_0^2}{4\omega_0} [2(\omega_0 \tau_u + \varphi_0) + \sin 2(\omega_0 \tau_u + \varphi_0)]. \quad (3)$$

Если выполняется условие $\omega_0 \tau_u \gg 1$, то

$$E_s \approx U_0^2 \tau_u / 2. \quad (4)$$

Это условие выполняется уже при равенстве периода высокочастотного заполнения и длительности импульса.

Энергия радиоимпульса зависит от амплитуды и длительности импульса и не зависит от частоты и начальной фазы высокочастотного заполнения. На практике частота заполнения радиоимпульса выбирается из соображения минимального затухания импульса в объекте измерения. Частота $f=2,5$ МГц является стандартной для контроля изделий из многих распространенных конструкционных марок сплавов на основе железа.

Выбор длительности зондирующего импульса обусловлен значением минимальной измеряемой толщины и материалами изделий, подвергаемых контролю.

Применяя для измерения толщины прямоугольный радиоимпульс и корреляционную обработку принятого сигнала, можно записать следующее соотношение, связывающее минимальную измеряемую толщину и длительность зондирующего импульса

$$h_{\min} = c\tau_u. \quad (5)$$

Эта зависимость носит линейный характер. Величина скорости представляет коэффициент, меняющий наклон прямой.

Если измерения ведутся на конструкционных марках сплавов на основе железа со скоростью распространения ультразвуковых колебаний $c=6080$ м/с и минимальной толщиной изделия $h_{\min}=5$ мм, то $\tau \approx 0,8$ мкс.

Время наблюдения зависит от скорости распространения ультразвуковых колебаний в изделии, максимальной измеряемой толщины изделия и длительности импульса. Для точ-

ного измерения толщины изделия в расчет должны приниматься как минимум два донных импульса. Исходя из этого время наблюдения можем определить из соотношения

$$T = \frac{4h_{\max}}{c} + \tau_u, \quad (6)$$

где h_{\max} – максимальная толщина изделия;

В формулу (6) подставляется минимально возможная (с учетом конкретных решаемых задач) скорость распространения ультразвуковых колебаний. Пусть $c=5400$ м/с, $h_{\max}=50$ мм, $T=37$ мкс

На рис. 1 представлены: *a* – полезный сигнал; *b* – сумма полезного сигнала и шумового; *в* – взаимокорреляционная функция; *г* – автокорреляционная функция; *д* – спектр автокорреляционной функции.

Заключение

Сравнивая сигналы *в*, *г*, *д* на рис. 1, можно сделать вывод, что при измерении малых толщин изделий с небольшим затуханием ультразвуковых колебаний, в условиях значительных акустических помех применение спектрального анализа корреляционной функции является наиболее приемлемым. Такой подход позволяет достаточно просто с высокой точностью вычислить интервал между спектральными составляющими, однозначно связанный с толщиной изделия.

Список литературы: 1. *Неразрушающий контроль и диагностика. Справочник* / Под ред. В.В. Клюева. М.: Машиностроение, 1995. 488 с. 2. *Сучков Г.М.* О главном преимуществе ЭМА способа // *Дефектоскопия*. 2000. №10. С.67-70. 3. *Сучков Г.М.* Разработка и внедрение технологии сплошного автоматического обнаружения дефектов макроструктуры объемно-закаленных рельсов бесконтактным ультразвуковым методом: Автореф. дисс... канд. техн. наук. Харьков: ХАДИ, 1988. 22 с. 4. *Себко В.П., Сучков Г.М.* Электромагнитно-акустический способ неразрушающего контроля. Ч.1. Эффект электромагнитно-акустического преобразования // *Укр. метрологічний журнал*. 2003. Вып. 1. С. 35-38. 5. *Сучков Г.М.* Обработка информации. Возможности корреляционного анализа при толщинометрии ЭМА методом // *Контроль. Диагностика*. 2002. №8. С. 37-40. 6. *Тихонов В.И.* Статистическая радиотехника. М.: Сов. радио, 1966. 678 с. 7. *Баскаков С.И.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высш. шк., 1988. 448 с.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 03.02.2005

ИЗМЕРИТЕЛЬ КОМПЛЕКСНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПЕРЕДАЧИ НА ОСНОВЕ КАЛИБРУЕМОГО МИКРОВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Применение калибруемых микроволновых преобразователей позволяет существенно повысить точность измерения комплексных параметров волноводных узлов [1].

В [2] на основе этого принципа разработан измерительный преобразователь комплексного коэффициента отражения (ККО) интерференционного типа, который отличается малыми габаритами и простой калибровочной процедурой. Анализ литературных источников показал, что отсутствуют сведения о реализации этого подхода в интерферометрических измерителях комплексного коэффициента передачи (ККП).

Цель данной работы – разработка конструктивно простого широкополосного измерителя ККП волноводных четырехполюсников интерференционного типа, а также алгоритмов решения калибровочных и измерительных уравнений.

Схема СВЧ части двухканального четырехдетекторного измерителя изображена на рис. 1. Сигнал от генератора СВЧ (Γ) с дискретной электронной перестройкой частоты через делитель мощности (ДМ) и коаксиально волноводные переходы (КВП) поступает в измерительный и опорный каналы, нагруженные согласованными нагрузками (СН). Двухканальный четырехдетекторный микроволновый преобразователь (МП) связан с помощью щелей с измерительным и опорным каналами. В измерительный канал включается исследуемый четырехполюсник (ИЧ). Датчик мощности Д1 связан только с измерительным каналом, датчик Д4 только с опорным, а датчики мощности Д2 и Д3 связаны как с измерительным, так и с опорным каналами. Фазовый сдвиг между сигналами, ответвляемыми наклонными щелями в волноводы датчиков мощности Д2 и Д3, можно сделать слабо зависящим от частоты [3], однако, это требует, как известно, изготовления элементов связи преобразователя с высокой точностью, что связано с большими затратами.

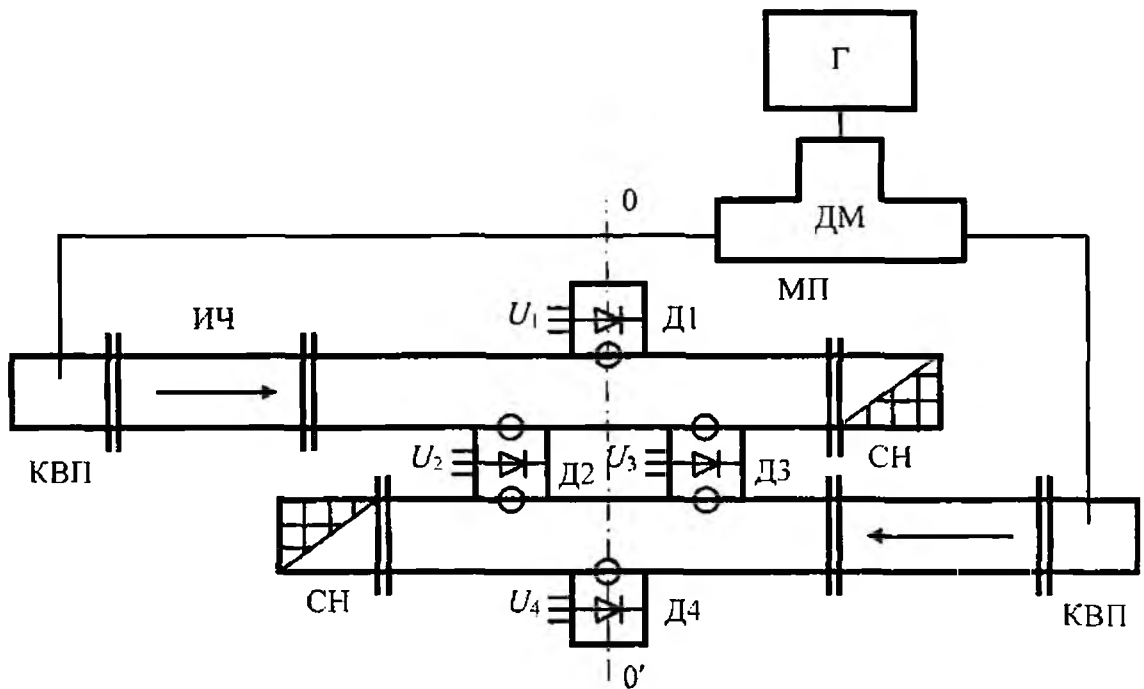


Рис. 1

В дальнейшем положим номинальное значение этого фазового сдвига равным $\pi/4$, а отклонение этого фазового сдвига от номинального значения обозначим $\Delta\varphi$. Датчики мощности Д1 и Д4 возбуждаются поперечными щелями, прорезанными в плоскости $00'$ волноводного преобразователя.

Датчики мощности выполнены на основе отрезков запердельного волновода прямоугольного сечения с установленными в них СВЧ диодами с квадратичными характеристиками.

Нормированные комплексные амплитуды волн $\dot{E}_1, \dot{E}_2, \dot{E}_3, \dot{E}_4$, подводимых к СВЧ диодам датчиков мощности Д1...Д4, можно записать в виде

$$\dot{E}_1 = \frac{1}{\Delta} \dot{k}_n \dot{k}_{11} \dot{T} \dot{E}_r; \quad (1)$$

$$\dot{E}_2 = \frac{1}{\Delta} \dot{k}_n \dot{k}_{21} \dot{T} \dot{E}_r + \frac{1}{\Delta} \dot{k}_o \dot{k}_{22} \dot{E}_r = \frac{\dot{E}_r}{\Delta} (\dot{k}_n \dot{k}_{21} \dot{T} + \dot{k}_o \dot{k}_{22}); \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}_3 &= \frac{1}{\Delta} \dot{k}_n \dot{k}_{31} \dot{T} e^{-j\left(\frac{\pi}{4} + \Delta\varphi\right)} \dot{E}_r + \frac{1}{\Delta} \dot{k}_o \dot{k}_{32} \dot{E}_r e^{j\left(\frac{\pi}{4} + \Delta\varphi\right)} = \\ &= \frac{\dot{E}_r}{\Delta} e^{-j\left(\frac{\pi}{4} + \Delta\varphi\right)} \left[\dot{k}_n \dot{k}_{31} \dot{T} + \dot{k}_o \dot{k}_{32} e^{-j\left(\frac{\pi}{2} + 2\Delta\varphi\right)} \right]; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\dot{E}_4 = \frac{1}{\Delta} \dot{k}_o \dot{k}_{42} \dot{E}_r, \quad (4)$$

где \dot{E}_r – нормированная комплексная амплитуда волны генератора; $\dot{k}_n = k_n \cdot e^{j\varphi_n}$, $\dot{k}_o = k_o \cdot e^{j\varphi_o}$ – ККП измерительного и опорного каналов соответственно; $\dot{k}_{11} = k_{11} \cdot e^{j\varphi_{11}}$, $\dot{k}_{21} = k_{21} \cdot e^{j\varphi_{21}}$, $\dot{k}_{31} = k_{31} \cdot e^{j\varphi_{31}}$ – ККП каналов датчиков мощности Д1, Д2, Д3 со стороны измерительного тракта; $\dot{k}_{22} = k_{22} \cdot e^{j\varphi_{22}}$, $\dot{k}_{32} = k_{32} \cdot e^{j\varphi_{32}}$, $\dot{k}_{42} = k_{42} \cdot e^{j\varphi_{42}}$ – ККП каналов датчиков мощности Д2, Д3, Д4 со стороны опорного тракта; $\dot{T} = T \cdot e^{j\psi}$ – ККП исследуемого четырехполюсника; $\Delta = (1 - \dot{\Gamma}_{ГН} \dot{\Gamma}_{НИ}) (1 - \dot{\Gamma}_{ГО} \dot{\Gamma}_{НО})$, $\dot{\Gamma}_{ГН}$, $\dot{\Gamma}_{ГО}$ – ККО выходов ИЧ и КВП измерительного и опорного каналов соответственно; $\dot{\Gamma}_{НИ}$, $\dot{\Gamma}_{НО}$ – ККО согласованных нагрузок, включенных в указанные каналы. Аргументы ККО приведены к плоскости $00'$ МП.

Напряжения, снимаемые с датчиков мощности Д1...Д4, с учетом (1) – (4) определяются из выражений:

$$U_1 = k_{\pi 1} |\dot{E}_1| = \frac{1}{|\Delta|^2} k_{\pi 1} k_n^2 k_{11}^2 T^2 E_r^2; \quad (5)$$

$$\begin{aligned} U_2 &= k_{\pi 2} |\dot{E}_2| = \\ &= \frac{1}{|\Delta|^2} k_{\pi 2} E_r^2 \left[k_n^2 k_{21}^2 T^2 + k_o^2 k_{22}^2 + 2k_n k_{21} T k_o k_{22} \cos(\psi + \varphi_n + \varphi_{21} - \varphi_o - \varphi_{22}) \right]; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} U_3 &= k_{\pi 3} |\dot{E}_3| = \\ &= \frac{1}{|\Delta|^2} k_{\pi 3} E_r^2 \left[k_n^2 k_{31}^2 T^2 + k_o^2 k_{32}^2 + 2k_n k_{31} T k_o k_{32} \sin(\psi + \varphi_n + \varphi_{31} - \varphi_o - \varphi_{32} - 2\Delta\varphi) \right]; \end{aligned} \quad (7)$$

$$U_4 = k_{\pi 4} |\dot{E}_4| = \frac{1}{|\Delta|^2} k_{\pi 4} k_o^2 k_{42}^2 E_r^2, \quad (8)$$

где $k_{д1} \dots k_{д4}$ – коэффициенты преобразования СВЧ диодов соответствующих датчиков мощности.

Для исключения влияния мощности генератора (E_r^2) и рассогласования ($|\Delta|^2$) на результат измерения модуля Γ и аргумента ψ ККП пронормируем (5) – (7) относительно (8):

$$\frac{U_1}{U_4} = \frac{k_{д1} k_n^2 k_{11}^2 \Gamma^2}{k_{д4} k_o^2 k_{42}^2}; \quad (9)$$

$$\frac{U_2}{U_4} = \frac{k_{д2} k_n^2 k_{21}^2 \Gamma^2}{k_{д4} k_o^2 k_{42}^2} + \frac{k_{д2} k_{22}^2}{k_{д4} k_{42}^2} + \frac{2k_{д2} k_n k_{21} \Gamma k_{22}}{k_{д4} k_o k_{42}^2} \cos_1 \psi + \Delta\varphi_1; \quad (10)$$

$$\frac{U_3}{U_4} = \frac{k_{д3} k_n^2 k_{31}^2 \Gamma^2}{k_{д4} k_o^2 k_{42}^2} + \frac{k_{д3} k_{32}^2}{k_{д4} k_{42}^2} + \frac{2k_{д3} k_n k_{31} \Gamma k_{32}}{k_{д4} k_o k_{42}^2} \sin_1 \psi + \Delta\varphi_1, \quad (11)$$

где

$$\Delta\varphi_1 = (\varphi_n - \varphi_o) + (\varphi_{21} - \varphi_{22}), \quad \Delta\varphi_2 = (\varphi_n - \varphi_o) + (\varphi_{31} - \varphi_{32}) - 2\Delta\varphi. \quad (12)$$

Измеренные значения $\frac{U_1}{U_4}$, $\frac{U_2}{U_4}$, $\frac{U_3}{U_4}$ зависят от Γ и ψ и собственных эквивалентных

констант микроволновой части измерителя. Для решения системы уравнений (9) – (11) относительно Γ и ψ сначала определим эти константы. Определение собственных констант осуществлено в результате проведения трех калибровочных операций.

Первая калибровочная операция. Исключаем из схемы измерителя исследуемый четырехполюсник и отсоединяем от КВП опорного канала коаксиальный кабель, который нагружаем согласованной нагрузкой. Условия калибровки могут быть представлены в виде

$$\Gamma = 1, \quad \psi = 0, \quad k_o = 0 \quad (13)$$

Подставляя в уравнения (5) – (8) равенства (13), получаем следующие значения напряжений U_{11} , U_{21} , U_{31} , U_{41} , снимаемых с датчиков мощности Д1...Д4 соответственно в режиме первой калибровки:

$$U_{11} = \frac{1}{|\Delta_1|^2} k_{д1} k_n^2 k_{11}^2 E_r^2; \quad (14)$$

$$U_{21} = \frac{1}{|\Delta_1|^2} k_{д2} k_n^2 k_{21}^2 E_r^2; \quad (15)$$

$$U_{31} = \frac{1}{|\Delta_1|^2} k_{д3} k_n^2 k_{31}^2 E_r^2; \quad (16)$$

$$U_{41} = 0, \quad (17)$$

где $\Delta_1 = (1 - \dot{\Gamma}_{ГП1} \dot{\Gamma}_{ПН1})$, $\dot{\Gamma}_{ГП1}$ – ККО выхода КВП измерительного канала.

Разделив (15) и (16) на (14), исключаем из системы уравнений E_r^2 и $|\Delta_1|^2$:

$$\frac{U_{21}}{U_{11}} = \frac{k_{д2} k_{21}^2}{k_{д1} k_{11}^2}, \quad \frac{U_{31}}{U_{11}} = \frac{k_{д3} k_{31}^2}{k_{д1} k_{11}^2}. \quad (18)$$

Результаты измерений позволяют определить значения двух обобщенных собственных констант МП.

При *второй калибровочной операции* отсоединяется кабель от КВП измерительного канала, а опорный – присоединяется к генератору. Условие второй калибровки имеет вид

$$k_n = 0. \quad (19)$$

Подставив (19) в (5) – (8), получим значения напряжений $U_{12}, U_{22}, U_{32}, U_{42}$:

$$U_{12} = 0; \quad (20)$$

$$U_{22} = \frac{1}{|\Delta_2|^2} k_{a2} k_o^2 k_{22}^2 E_r^2; \quad (21)$$

$$U_{32} = \frac{1}{|\Delta_2|^2} k_{a3} k_o^2 k_{32}^2 E_r^2; \quad (22)$$

$$U_{42} = \frac{1}{|\Delta_2|^2} k_{a4} k_o^2 k_{42}^2 E_r^2, \quad (23)$$

где $\Delta_2 = (1 - \Gamma_{ГО} \Gamma_{НО})$.

Нормируя U_{22} и U_{32} относительно U_{42} , имеем

$$\frac{U_{22}}{U_{42}} = \frac{k_{a2} k_{22}^2}{k_{a4} k_{42}^2}, \quad \frac{U_{32}}{U_{42}} = \frac{k_{a3} k_{32}^2}{k_{a4} k_{42}^2}. \quad (24)$$

Определена еще одна пара обобщенных констант МП.

Третья калибровочная операция. К генератору подключены оба канала, а ИЧ исключен. Условие калибровки: $T = 1, \psi = 0$.

Подставляя указанные величины T и ψ в уравнение (5) и (8), получаем значения калибровочных напряжений $U_{13}, U_{23}, U_{33}, U_{43}$ с датчиков мощности Д1...Д4. Пронормировав напряжения U_{13}, U_{23}, U_{33} относительно U_{43} , получаем

$$\frac{U_{13}}{U_{43}} = \frac{k_{a1} k_n^2 k_{11}^2}{k_{a4} k_o^2 k_{42}^2}; \quad (25)$$

$$\frac{U_{23}}{U_{43}} = \frac{k_{a2} k_n^2 k_{21}^2}{k_{a4} k_o^2 k_{42}^2} + \frac{k_{a2} k_{22}^2}{k_{a4} k_{42}^2} + \frac{2k_{a2} k_n k_{21} k_{22}}{k_{a4} k_o k_{42}^2} \cos(\Delta\varphi_1); \quad (26)$$

$$\frac{U_{33}}{U_{43}} = \frac{k_{a3} k_n^2 k_{31}^2}{k_{a4} k_o^2 k_{42}^2} + \frac{k_{a3} k_{32}^2}{k_{a4} k_{42}^2} + \frac{2k_{a3} k_n k_{31} k_{32}}{k_{a4} k_o k_{42}^2} \sin(\Delta\varphi_2). \quad (27)$$

В уравнения (26) и (27) подставим значения констант из (18), (24), (25). В результате получим

$$\frac{U_{23}}{U_{43}} = \frac{U_{13}}{U_{43}} \cdot \frac{U_{21}}{U_{11}} + \frac{U_{22}}{U_{42}} + 2 \sqrt{\frac{U_{21}}{U_{11}} \cdot \frac{U_{22}}{U_{42}} \cdot \frac{U_{13}}{U_{43}}} \cos(\Delta\varphi_1); \quad (28)$$

$$\frac{U_{33}}{U_{43}} = \frac{U_{13}}{U_{43}} \cdot \frac{U_{31}}{U_{11}} + \frac{U_{32}}{U_{42}} + 2 \sqrt{\frac{U_{31}}{U_{11}} \cdot \frac{U_{32}}{U_{42}} \cdot \frac{U_{13}}{U_{43}}} \sin(\Delta\varphi_2). \quad (29)$$

Из последних двух уравнений определяются косинус и синус обобщенных констант $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$:

$$\cos(\Delta\varphi_1) = \frac{\frac{U_{23}}{U_{43}} - \frac{U_{13}}{U_{43}} \cdot \frac{U_{21}}{U_{11}} - \frac{U_{22}}{U_{42}}}{2 \sqrt{\frac{U_{21}}{U_{11}} \cdot \frac{U_{22}}{U_{42}} \cdot \frac{U_{13}}{U_{43}}}}; \quad (30)$$

$$\sin(\Delta\varphi_2) = \frac{\frac{U_{33}}{U_{43}} - \frac{U_{13}}{U_{43}} \cdot \frac{U_{31}}{U_{11}} - \frac{U_{32}}{U_{42}}}{2 \sqrt{\frac{U_{31}}{U_{11}} \cdot \frac{U_{32}}{U_{42}} \cdot \frac{U_{13}}{U_{43}}}}. \quad (31)$$

Опорный и измерительный тракты делаются различной длины. При этом стремятся сделать их такими, чтобы выполнялись примерные равенства: $\varphi_{11} - \varphi_{01} \approx \pi/4$, $\varphi_{21} \approx \varphi_{22}$, $\varphi_{31} \approx \varphi_{32}$ и в соответствии с (12) $\Delta\varphi_1 \approx \frac{\pi}{4}$, $\Delta\varphi_2 = \frac{\pi}{4} - 2\Delta\varphi$. Это позволяет считать функции $\cos \Delta\varphi_1$, $\sin \Delta\varphi_1$, $\cos \Delta\varphi_2$, $\sin \Delta\varphi_2$ всегда положительными.

В действительности параметры трактов будут несколько отличаться друг от друга, однако в любом случае величины $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$ значительно меньше $\pi/2$ и формулы (30) и (31) позволяют однозначно определить их значения.

Таким образом, в результате проведения трех калибровочных операций определены присутствующие в уравнениях (9) – (11) собственные константы микроволновой части измерителя, и эти уравнения могут быть предоставлены с учетом (25) – (29) в виде

$$\frac{U_1}{U_4} = \frac{U_{13}}{U_{43}} T^2, \quad (32)$$

$$\frac{U_2}{U_4} = \frac{U_{13}}{U_{43}} \cdot \frac{U_{21}}{U_{11}} T^2 + \frac{U_{22}}{U_{42}} + 2 \sqrt{\frac{U_{21}}{U_{11}} \cdot \frac{U_{22}}{U_{42}} \cdot \frac{U_{13}}{U_{43}}} \cdot T \cdot \cos(\psi + \Delta\varphi_1), \quad (33)$$

$$\frac{U_3}{U_4} = \frac{U_{13}}{U_{43}} \cdot \frac{U_{31}}{U_{11}} T^2 + \frac{U_{32}}{U_{42}} + 2 \sqrt{\frac{U_{31}}{U_{11}} \cdot \frac{U_{32}}{U_{42}} \cdot \frac{U_{13}}{U_{43}}} \cdot T \cdot \sin(\psi + \Delta\varphi_2). \quad (34)$$

Из уравнения (32) определим T^2 – коэффициент передачи ИЧ по мощности:

$$T^2 = \frac{U_1}{U_4} \cdot \frac{U_{43}}{U_{13}}, \quad (35)$$

где T^2 – коэффициент передачи ИЧ по мощности.

Подставляя (35) в (33) и (34), находим $T \cos(\psi + \Delta\varphi_1)$ и $T \sin(\psi + \Delta\varphi_2)$:

$$T \cos(\psi + \Delta\varphi_1) = M; \quad T \sin(\psi + \Delta\varphi_2) = N. \quad (36)$$

$$\text{где } M = \frac{\frac{U_2}{U_4} - \frac{U_1}{U_4} \cdot \frac{U_{21}}{U_{11}} - \frac{U_{22}}{U_{42}}}{2 \sqrt{\frac{U_{21}}{U_{11}} \cdot \frac{U_{22}}{U_{42}} \cdot \frac{U_{13}}{U_{43}}}}, \quad N = \frac{\frac{U_3}{U_4} - \frac{U_1}{U_4} \cdot \frac{U_{31}}{U_{11}} - \frac{U_{32}}{U_{42}}}{2 \sqrt{\frac{U_{31}}{U_{11}} \cdot \frac{U_{32}}{U_{42}} \cdot \frac{U_{13}}{U_{43}}}}.$$

Преобразуем уравнения (36)

$$T(\cos\psi \cdot \cos\Delta\varphi_1 - \sin\psi \cdot \sin\Delta\varphi_1) = M, \quad (37)$$

$$T(\sin\psi \cdot \cos\Delta\varphi_2 + \cos\psi \cdot \sin\Delta\varphi_2) = N. \quad (38)$$

Введем обозначения $T \cos\psi = X$, $T \sin\psi = Y$, и из уравнений (37), (38) найдем неизвестные величины X и Y .

$$X \cdot \cos\Delta\varphi_1 - Y \cdot \sin\Delta\varphi_1 = M,$$

$$Y \cdot \cos\Delta\varphi_2 + X \cdot \sin\Delta\varphi_2 = N,$$

$$X = T \cos\psi = \frac{N \cdot \sin\Delta\varphi_2 + M \cdot \cos\Delta\varphi_2}{\cos\Delta\varphi_2 \cdot \cos\Delta\varphi_1 + \sin\Delta\varphi_2 \cdot \sin\Delta\varphi_1} = \frac{N \cdot \sin\Delta\varphi_2 + M \cdot \cos\Delta\varphi_2}{\cos(\Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1)}, \quad (39)$$

$$Y = T \sin\psi = \frac{N \cdot \cos\Delta\varphi_1 + M \cdot \sin\Delta\varphi_1}{\cos\Delta\varphi_2 \cdot \cos\Delta\varphi_1 + \sin\Delta\varphi_2 \cdot \sin\Delta\varphi_1} = \frac{N \cdot \cos\Delta\varphi_1 + M \cdot \sin\Delta\varphi_1}{\cos(\Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1)}. \quad (40)$$

Из (39), (40) определяем T , $\cos\psi$, $\sin\psi$

$$T = \sqrt{X^2 + Y^2}. \quad (41)$$

$$\cos \psi = \frac{X}{\sqrt{X^2 + Y^2}}, \sin \psi = \frac{Y}{\sqrt{X^2 + Y^2}}. \quad (42)$$

Применяя к решению уравнений (42) операцию *Angle*, находим значение аргумента ψ ККП ИЧ в пределах от 0 до 2π . Формулы (35) и (41), показывает, что модуль Т ККП ИЧ можно найти двумя способами. Сравнение полученных результатов позволяет судить о точности определения постоянных констант микроволновой части прибора. Величина модуля должна быть одинаковой независимо от того по какой формуле она рассчитывается.

Рассмотренный прибор позволяет измерять и дифференциальный фазовый сдвиг исследуемого четырехполосника. для этого следует включать в опорный тракт отрезок волновода равный по длине этому четырехполоснику и симметрировать длины трактов.

Напряжения с датчиков мощности микроволнового преобразователя поступают на устройство сопряжения компьютера с МП и генератором. По разработанной программе определение модуля и аргумента ККП исследуемого устройства осуществляется на каждой дискретной частоте рабочего диапазона. Результаты индицируются в графической и табличной форме на дисплее ЭВМ. Как видно из (32), для определения модуля ККП можно обойтись только одной детекторной головкой Д1 и одной калибровочной операцией.

Таким образом, предложен достаточно точный измеритель комплексного коэффициента передачи волноводных устройств, построенный на основе конструктивно простого двухканального четырехдетекторного микроволнового преобразователя. Исключение влияния на результат измерения мешающего воздействия собственных констант СВЧ части прибора осуществлено несложными калибровочными операциями.

Дальнейшие исследования в данном направлении будут связаны с практической реализацией измерителя и его экспериментальной отработкой.

Список литературы: 1. *Гимпилевич Ю.Б.* Калибровка коммутационных многополюсных преобразователей комплексных параметров микроволновых трактов / Ю.Б. Гимпилевич, Ю.А. Смаилов // Радиотехника. 2003. Вып. 134. С. 250-255. 2. *Гимпилевич Ю.Б.* Алгоритм обработки сигналов с калибруемого интерференционного преобразователя высокоточного измерителя коэффициента отражения / Ю.Б. Гимпилевич, В.И. Носкович // Радиотехника. 2005. Вып.142. С. 3. *Лашенко И.В.* Учет протяженности щелей при синтезе и анализе волноводных элементов связи / И.В. Лашенко // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1999. Т.42. №1-2. С.33-38

Севастопольский национальный технический университет

Поступила в редколлегию 13.07.2005

ВИНЕРОВСКИЙ КОМПЕНСАТОР НЕГАУССОВЫХ ПОМЕХ НА ОСНОВЕ СТАТИСТИК ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА

Винеровская теория фильтрации применяется для решения ряда прикладных задач [1, 2]. Коэффициенты цифрового винеровского фильтра вычисляются с использованием автокорреляционной функции входного сигнала и взаимной корреляционной функции входного и оцениваемого сигналов [3]. Наличие аддитивного шума в основном и опорном каналах влияет на точность оценивания коэффициентов компенсатора помех, что снижает эффективность подавления помех. В статье показано, что в тех случаях, когда компенсируемая помеха и шум имеют отличия в статистиках третьего порядка, возможно повышение эффективности подавления помех.

Для негауссовых сигналов параметры фильтра можно рассчитать по моментным функциям высших порядков. Ниже будут получены выражения для расчета параметров линейного фильтра с конечной импульсной характеристикой (КИХ) по моментным функциям третьего порядка. Если аддитивный шум имеет гауссово распределение, то параметры фильтра, рассчитанные по моментным функциям третьего порядка, менее чувствительны к этому шуму. Это происходит из-за того, что моментные функции третьего порядка сигналов с гауссовым распределением равны нулю.

Цель статьи – получение выражений для расчета коэффициентов винеровского компенсатора с опорным каналом негауссовых коррелированных помех, изложение результатов экспериментальной проверки повышения коэффициента подавления помех таким фильтром. В работе решались задачи: определение условий, при которых возможно повышение коэффициента подавления помехи, вывод уравнений для расчета коэффициентов фильтра, экспериментальная проверка полученных выражений методом статистического моделирования.

Для компенсации помех применяется фильтр, представленный на рис. 1, имеющий помеховый опорный канал. На основной канал поступают полезный сигнал $s[t]$, а также помехи $n[t]$ и $v_0[t]$. На опорный канал действуют преобразованная $n[t]$ и аддитивная $v_1[t]$ помехи. Коррелированная помеха $n[t]$ в опорном канале преобразуется каналом с линейной передаточной функцией $K(z)$. Полагаем, что гауссовы помехи $v_0[t]$ и $v_1[t]$ могут быть коррелированными и типа белого шума. При винеровском подходе полагают, что помеха $n[t]$ некоррелирована с сигналом $s[t]$, а помехи $v_0[t]$ и $v_1[t]$ некоррелированы между собой, а также с $s[t]$ и $n[t]$.

Для расчета вектора коэффициентов фильтра \vec{H}_s по моментным функциям третьего порядка необходимо, чтобы помеха в опорном канале $y[t]$ была негауссовой и имела моментные функции третьего порядка.

Из рис. 1 следует, что

$$\begin{aligned} x[t] &= s[t] + n_0[t] + v_0[t], \\ y[t] &= K(z)n_0[t] + v_1[t] = n_1[t] + v_1[t]. \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнение, используемое для оценки коэффициентов фильтра третьего ранга, имеет вид

$$x[t] = \sum_{k=0}^{N-1} y[t-k]h_3[k] + a_3[t], \quad (2)$$

где $h_3[k]$ – коэффициенты фильтра, N – порядок фильтра, $a_3[t]$ – ошибки, имеющие нулевую моментную функцию третьего порядка $E\{a_3[t]a_3[t-j]a_3[t-l]\} = 0$. Под оптимальными параметрами \vec{H}_s будем понимать такие оценки, которые дают статистически независимые ошибки $a_3[t]$, т.е. нулевую моментную функцию третьего порядка.

Чтобы найти выражения для расчета коэффициентов фильтра, умножим левую и правую части (2) на $y[t-j]y[t-l]$ и усредним:

$$m_{yy}[0, -j, -l] = \sum_{k=0}^{N-1} h_3[k] m_{yy}[0, j-k, j-l], j=0, 1, \dots, N-1, l \geq 0. \quad (3)$$

где моментные функции третьего порядка

$$m_{yy}[0, -j, -l] = E\{x[t]y[t-j]y[t-l]\}, \quad (4a)$$

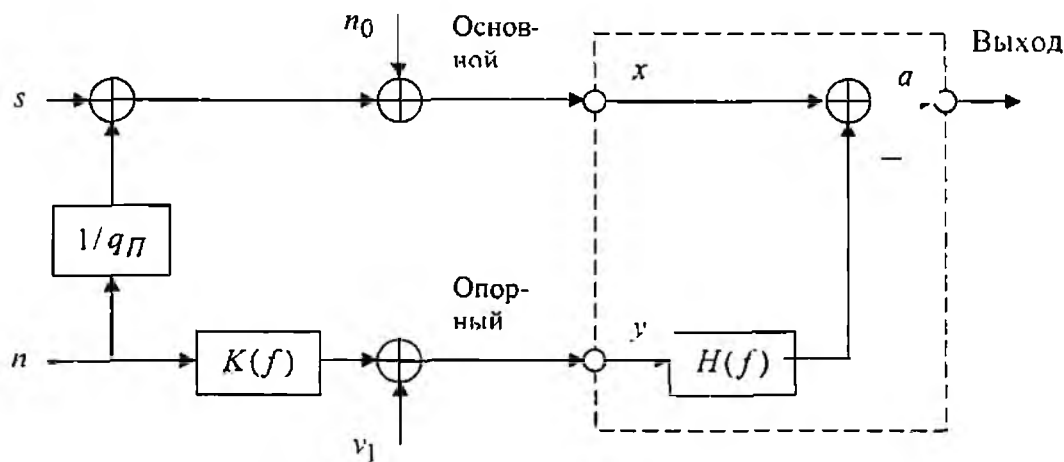


Рис. 1

$$m_{yy}[0, j-k, j-l] = E\{y[t-k]y[t-j]y[t-l]\}. \quad (4b)$$

Чтобы не работать с многомерными матрицами, будем использовать их сечения, которые получаются, если фиксировать сдвиги l . Можно показать, что моментные функции, входящие в выражение (3), не зависят от гауссовых помех $v_0[t]$ и $v_1[t]$. Это позволяет повысить точность оценки коэффициентов компенсатора помех.

В матричной форме уравнение (3) можно представить следующим образом:

$$\bar{m}_{xy} = \bar{H}_3^T m_{yy},$$

где элементами матрицы m_{yy} являются значения моментной функции

$$m_{yy}[j-i, j-l].$$

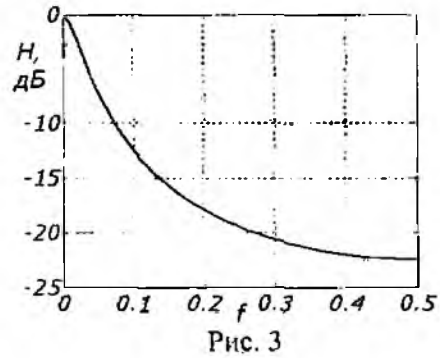
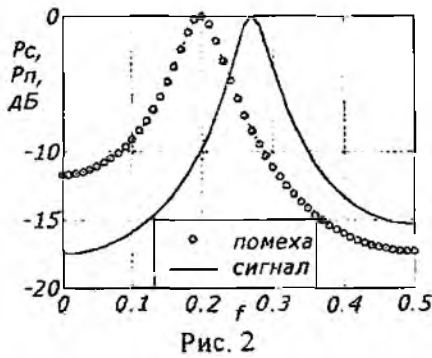
Параметры оптимального фильтра находятся из выражения

$$\bar{H}_3^T = \bar{m}_{xy} m_{yy}^{-1}.$$

Чтобы работать с двумерной матрицей m_{yy} и вектором-столбцом \bar{m}_{xy} , необходимо зафиксировать сдвиг l .

Методом статистического моделирования исследовался выигрыш в подавлении помехи при использовании для расчета коэффициентов фильтра соотношения (3) и при обычном способе расчета коэффициентов фильтра по корреляционным функциям. Полезный сигнал получен с помощью формирующего авторегрессионного (АР) фильтра и имеет центральную частоту $f_C = 0,27$ с шириной полосы частот $\Delta f_C = 0,05$ (частоту дискретизации полагаем безразмерной величиной равной единице). Негауссова помеха также сформирована АР формирующим фильтром и имеет коэффициент асимметрии $\gamma = 1$. Параметры спектра помехи составляли: центральная частота $f_{П} = 0,2$; ширина полосы $\Delta f_{П} = 0,05$. Выборочные АР оценки спектральных плотностей мощности (СПМ) сигнала и помехи представлены на рис. 2.

На опорный канал воздействовала смесь, состоящая из гауссова белого шума $v_1[t]$ и негауссовой помехи $n[t]$, прошедшей через фильтр с линейной передаточной функцией $K(z)$. АЧХ этого фильтра приведена на рис. 3. В основном канале отношение сигнал/шум (ОСШ) для шума $v_0[t]$ составляло q_1 , в опорном канале ОСШ для шума $v_1[t]$ составляло q_2 , ОСШ помехи $n[t]$ обозначалось через q_n .



Коэффициенты винеровского фильтра второго порядка с передаточной функцией $H(z)$ рассчитывались по статистикам второго (фильтр второго ранга) и третьего порядка (фильтр третьего ранга) смесей в основном и опорном каналах при длинах реализаций, равных 500 отсчетов. Оценивалась дисперсия центрированной разности $e[t]$ между истинным полезным сигналом $s[t]$ и его оценкой на выходе компенсатора $a[t]$ согласно выражению

$$D_e = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^N (e[t])^2.$$

Эффективность компенсаторов второго и третьего рангов оценивалась как выигрыш, равный отношению дисперсий ошибок компенсации для винеровских фильтров второго и третьего рангов:

$$\text{Выигрыш} = \frac{D_{e2}}{D_{e3}}.$$

На рис. 4 приведены графики зависимости выигрыша, получаемого при использовании для оценок коэффициентов фильтра третьего ранга моментных функций третьего порядка для сечения $l=1$, от ОСШ на опорном входе q_2 для различных ОСШ в основном канале (рис. 4, а – $q_1 = 10 \text{ дБ}$, рис. 4, б – $q_1 = \infty$) и отношений сигнал/помеха q_n .

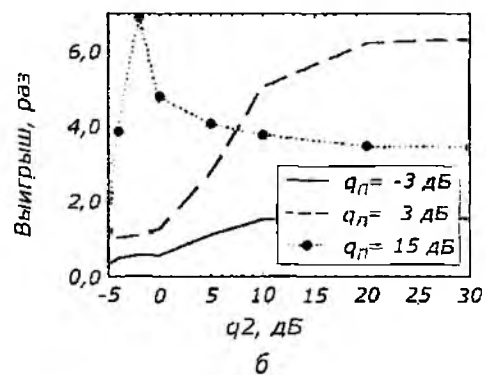
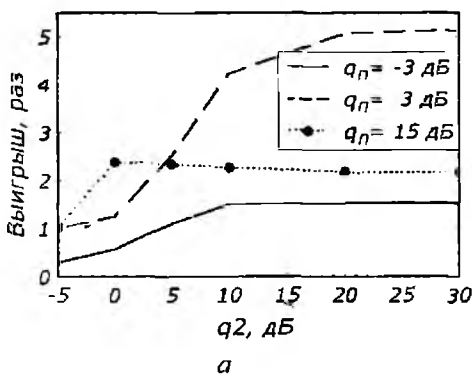


Рис. 4

Как видно из графиков, с ростом q_2 выигрыш сначала растет, а затем становится постоянным. Наибольший выигрыш достигается при q_n лежащем в интервале от -3 до 15 дБ.

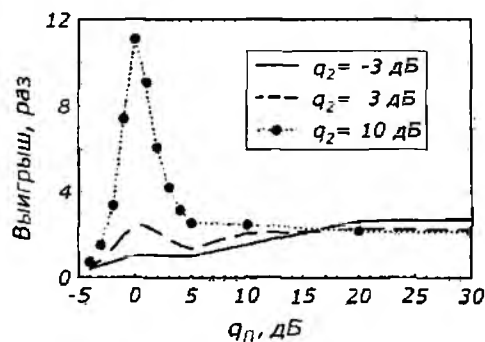


Рис. 5

На рис. 5 представлены графики зависимости выигрыша от q_P при $q_1 = 10$ дБ. При значительном уровне шума в опорном канале ($q_2 = 3$ дБ) и большой мощности помехи можно получить существенное улучшение компенсации помехи.

Как показывают экспериментальные исследования, учет негауссовых свойств обрабатываемых сигналов при определенных условиях позволяет повысить эффективность подавления помех винеровским фильтром. Подобные результаты можно получить, если аддитивные помехи $v_0[t]$ и $v_1[t]$ имеют негауссово распределение с малым значением асимметрии в сравнении с помехой $n_1[t]$. Улучшить характеристики предлагаемого компенсатора помех, по сравнению с классическим, можно также в том случае, когда в опорный канал попадает часть гауссова полезного сигнала.

Список литературы: 1. *Адаптивные фильтры*: Пер. с англ. / Под ред. К.Ф.Н. Коузэна, П.М. Гранта. М.: Мир, 1988. 392 с. 2. Монзинго Р.А., Миллер Т.У. *Адаптивные антенные решетки*. М.: Радио и связь, 1986. 448 с. 3. Уидроу Б., Гловер Дж., Макул Дж. и др. *Адаптивные компенсаторы помех. Принципы построения и применения* // ТИИЭР. 1975. Т. 63. № 12. С. 69-98. 4. Тихонов В.А., Русановский Д.Е., Тихонов Д.В. *Генерация узкополосных иммитационных случайных процессов* // Радиотехника и информатика. 1999. № 4. С. 83-85.

Харьковский национальный
университет радиотехники

Поступила в редколлегию 21.02.2005

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРЕДЫСКАЖЕНИЙ СТРОК И ОЦЕНОК ИХ БИСПЕКТРАЛЬНЫХ ПЛОТНОСТЕЙ

Введение

Методы и алгоритмы цифровой обработки сигналов с использованием корреляционных функций третьего порядка и биспектрального анализа успешно применяются для восстановления изображений астрономических объектов [1,2], выделения биомедицинских сигналов из помех [3], в радиолокационных системах дистанционного зондирования Земли [4], в системах распознавания дальностных портретов радиолокационных объектов [5]. при обработке цифровых изображений [6–9], а также в других приложениях [10,11].

К основным недостаткам и ограничениям известных биспектральных методов восстановления изображений [6–8] относятся, во-первых, циклический заворот строк в восстановленном изображении, вызванный инвариантностью биспектра к сдвигу сигнала и, как следствие этого, появление центрирования восстановленного сигнала относительно его центра тяжести, что неизбежно требует выравнивания строк вручную; во-вторых, фазовую неоднозначность восстановления фазового Фурье-спектра смешанно-фазового сигнала по аргументу биспектра, содержащему разрывы (π -скачки) и, в-третьих, недопустимо большие погрешности оценки фазового биспектра, возникающие при попытке разворота фазы (устранения π -скачков) в присутствии шума.

Биспектральный метод восстановления изображений, предложенный в работе [9], обеспечивает однозначность восстановления фазового Фурье-спектра по аргументу биспектра при одновременно автоматическом центрировании строк восстановленного изображения с помощью введения в начало и в конец каждой строки обрабатываемого изображения аддитивных предыскажений в виде δ -импульсов достаточно большой амплитуды. Однако при этом в левой и правой частях восстановленного изображения проявляются искажения в виде периодических пульсаций интенсивности. Отмеченные искажения вызваны тем, что введение аддитивных предыскажений соответствует использованию весовой функции прямоугольной формы (окно Дирихле в пространственной области).

Данная статья посвящена усовершенствованию биспектрального метода восстановления изображений, предложенного в [9]. Для этого предложено заменить аддитивные предыскажения строк на мультипликативные, что позволяет достигнуть одновременно однозначного восстановления изображения строки и существенно уменьшить искажения в восстановленном изображении по сравнению с подходом, изложенным в [9].

Постановка задачи

В задачах восстановления изображений и распознавания объектов на практике возникают ситуации, когда априорно неизвестный объект распознавания на изображении полностью маскирован искажениями в виде случайного сдвига строк и аддитивного шума. Поскольку сдвиг строк в повторяющихся кадрах изображения носит случайный характер, попытка статистического усреднения независимых реализаций изображения, выполняемая с целью уменьшения дисперсии аддитивного гауссова шума, не дает желаемого результата.

Рассмотрим двумерное изображение объекта априорно неизвестной формы, наблюдаемое на входе цифровой измерительной системы. Предположим, что изображение искажено аддитивным блтым гауссовым шумом (АБГШ) с нулевым средним значением (искажения интенсивности пикселей) и случайным циклическим сдвигом строк относительно их истинного положения (пространственные искажения изображения). Будем полагать, что изображение каждой k -й ($k=1,2,\dots,L$) строки представлено последовательностью положительных

вещественных отсчетов $\{x_k^{(m)}(i)\}$ ($i=1,2,\dots,I$), наблюдаемых на входе системы в виде независимых реализаций. Тогда m -ю ($m = 1,2,\dots,M$) реализацию определим как

$$x_k^{(m)}(i) = s_k(i - \tau_k^{(m)}) + n_k^{(m)}(i), \quad (1)$$

где $\tau_k^{(m)}$ – случайный целочисленный сдвиг исходного (неискаженного) детерминированного дискретного сигнала $s_k(i)$, биспектр которого отличается от нуля; $n_k^{(m)}(i)$ – m -я реализация

АБГШ с априорно неизвестной дисперсией σ_m^2 .

На практике случайный взаимный сдвиг $\tau_k^{(m)}$ строк изображения в уравнении наблюдения (1) может возникать вследствие случайно-неоднородных свойств канала передачи изображения, а также из-за случайных срывов синхронизации, которые характерны при оцифровке видео сигналов в присутствии шума [12].

Отметим, что модель искажений изображения (1) отличается большей сложностью по сравнению с искажениями, рассмотренными в [6,7]. В цитируемых статьях для моделирования искажений отдельная реализация, заданная последовательностью из 16256 отсчетов (соответствует размеру исходного изображения 127x128 пикселей), сдвигалась по случайному закону в присутствии аддитивной помехи. При этом положение соседних строк оставалось фиксированным в отличие от случайного взаимного сдвига строк в (1). Изображения, восстанавливаемые с использованием биспектральной оценки одномерной последовательности из 16256 отсчетов в [6,7], требуют ручного выравнивания строк, что недопустимо в системах автоматического распознавания объектов.

Согласно принятой модели (1) задача формулируется следующим образом. С целью распознавания объекта требуется восстановить изображение объекта неизвестной формы, который маскирован случайным взаимным сдвигом соседних строк и АБГШ.

Биспектральный метод восстановления изображений

Предлагаемый метод восстановления изображений сводится к выполнению следующей совокупности процедур цифровой обработки.

1. Расчет взаимных корреляционных функций $\{R_{k,k+l}^{(m)}(l)\}$ строк изображения (1) в виде

$$\hat{R}_{k,k+l}^{(m)}(l) = \sum_{i=1}^I x_k^{(m)}(i) x_{k+l}^{(m)}(i-l) \quad (2)$$

где $l=1,2,\dots,I$ и $k=1,2,\dots,I-1$.

2. Нахождение координат максимумов $\{l_{\max k}^{(m)}\}_{j \in J}$ функций (2) и их запоминание.

3. Расчет корректирующих поправок

$$\Delta_k^{(m)} = \{l_{\max k}^{(m)}\}_{j \in J} - l_{\text{cent}}, \quad (3)$$

где l_{cent} – индекс середины строки изображения, которому априорно соответствует положение максимумов взаимных корреляционных функций соседних строк неискаженного изображения [13].

4. Выравнивание положения строк, сдвинутых по случайному закону в (1), с помощью введения в каждую строку корректирующей поправки (3). Изображение строки после коррекции представим в виде

$$x_{k \text{ cor}}^{(m)}(i) \cong s_k(i) + n_k^{(m)}(i), \quad (4)$$

в котором отсутствует случайный сдвиг $\tau_k^{(m)}$.

5. Умножение функции (4) на функцию предискажений для получения сигнала, амплитудный Фурье-спектр которого не имеет нулей. Рассмотрим функцию предискажений гауссовой формы, после умножения на которую изображение строки определим как

$$f_k^{(m)}(i) = w_{pr}(i) x_{k\text{cor}}^{(m)}(i), \quad i \in [1, L],$$

$$f_k^{(m)}(t-i+1) = w_{pr}(i) x_{k\text{cor}}^{(m)}(t-i+1). \quad (5)$$

где $w_{pr}(i)$ – функция предсказаний,

$$w_{pr}(i) = e^{j\mu(L-i)^2}, \quad (6)$$

где величины $L < 1/2$ и μ определяют длительность и «остроту» функции (6) соответственно.

Следует отметить, что после введения предсказаний сигнал вида (5) можно считать максимально фазовым сигналом при выполнении условия

$$\{w_{pr}(i)\}_{\max} \gg \sum_{i=1}^L x_k^{(m)}(i), \quad k=1, 2, \dots, J. \quad (7)$$

6. Расчет оценки биспектра строки (5) в соответствии с выражением

$$\hat{B}_{f_k}^{(m)}(p, q) = [X_{k\text{cor}}^{(m)}(p) \otimes W_{pr}(p)] [X_{k\text{cor}}^{(m)}(q) \otimes W_{pr}(q)]^*,$$

$$[X_{k\text{cor}}^{(m)*}(p+q) \otimes W_{pr}^*(p+q)] = |\hat{B}_{f_k}^{(m)}(p, q)| e^{j\hat{\beta}^{(m)}(p, q)} \quad (8)$$

где $X_{k\text{cor}}^{(m)}(\dots)$ и $W_{pr}(\dots)$ – дискретные преобразования Фурье функций (4) и (6) соответственно;

символами \otimes и $*$ обозначены процедура свертки и комплексное сопряжение соответственно;

$|\hat{B}_{f_k}^{(m)}(p, q)|$ и $\hat{\beta}^{(m)}(p, q)$ – оценки амплитудного и фазового биспектров соответственно; $p=1, 2, \dots, J$

и $q=1, 2, \dots, J$ – индексы независимых пространственных частот; $j = \sqrt{-1}$.

Заметим, что введение предсказаний (6) и выполнение условия (7) позволяют: во-первых, получить сглаженную оценку биспектра (8) вследствие введения в пространственной области окна (6), во-вторых, исключить фазовую неоднозначность – устранить π -скачки (завороты фазы) в оценке фазового биспектра $\hat{\beta}^{(m)}(p, q)$ и, в-третьих, обеспечить равенство между собой центров тяжести строк (автоматически выровнять положение строк при биспектральном методе восстановления изображений).

7. Восстановление изображения строк по оценкам их биспектров сводится к восстановлению амплитудного и фазового Фурье-спектров строк по результатам измерения оценок (8) и к построчному восстановлению изображения по данным Фурье-спектрам с помощью процедуры обратного преобразования Фурье.

Для восстановления амплитудного Фурье-спектра строки $|\hat{X}^{(m)}(p+q)|$ по оценке амплитудного биспектра воспользуемся рекурсивным алгоритмом, предложенным в [2]. Этот алгоритм отличается высокой точностью и основан на рекурсивном решении уравнений вида

$$|\hat{X}^{(m)}(p+q)| = \frac{|\hat{B}_{f_k}^{(m)}(p, q)|}{|\hat{X}^{(m)}(p)| |\hat{X}^{(m)}(q)|} \quad (9)$$

Для восстановления фазового Фурье-спектра строки из оценки биспектра в данной статье предлагается подход, отличающийся от традиционного, предложенного в [2] и используемого многими исследователями [1,3,6,7]. Вместо традиционного расчета фазового биспектра в виде общепринятой в фазовых измерениях функции арктангенс отношения мнимой и вещественной части оценки биспектра в алгоритме [2] восстановления фазового Фурье-спектра $\hat{\varphi}(p+q)$ строки

$$\hat{\varphi}(p+q) = \hat{\varphi}(p) + \hat{\varphi}(q) - \arctan \frac{\text{Im}\{\hat{B}_{f_k}^{(m)}(p, q)\}}{\text{Re}\{\hat{B}_{f_k}^{(m)}(p, q)\}} \quad (10)$$

в настоящей статье предлагается отказаться от измерений фазы, заменить в алгоритме расчеты фазы на величины косинуса и синуса фазового угла.

Предлагаемый алгоритм восстановления косинусов и синусов Фурье-фазы строки по косинусам и синусам оценки аргумента фазового биспектра сводится к рекурсивному решению следующей системы уравнений:

$$\cos \hat{\varphi}(p+q) = [\cos \hat{\varphi}(p) \cos \hat{\varphi}(q) - \sin \hat{\varphi}(p) \sin \hat{\varphi}(q)] \cos \hat{\beta}(p, q) + [\cos \hat{\varphi}(p) \sin \hat{\varphi}(q) + \sin \hat{\varphi}(p) \cos \hat{\varphi}(q)] \sin \hat{\beta}(p, q). \quad (11)$$

$$\sin \hat{\varphi}(p+q) = [\cos \hat{\varphi}(p) \sin \hat{\varphi}(q) + \sin \hat{\varphi}(p) \cos \hat{\varphi}(q)] \cos \hat{\beta}(p, q) - [\cos \hat{\varphi}(p) \cos \hat{\varphi}(q) - \sin \hat{\varphi}(p) \sin \hat{\varphi}(q)] \sin \hat{\beta}(p, q). \quad (12)$$

Так как в уравнения (11) и (12) входят гладкие тригонометрические функции, то проблема фазовой неопределенности, вызванная наличием разрывов (π -скачков) функции фазового биспектра строки (10), не возникает в предлагаемом подходе.

8. Восстановление изображений строк с помощью обратного дискретного преобразования Фурье комплексного Фурье-спектра, восстановленного из биспектра в соответствии с процедурами обработки (9), (11) и (12). Компенсация предыскажений перемножением восстановленного изображения строки на функцию, обратную (6).

Результаты компьютерного моделирования

В качестве примера рассмотрим восстановление цифрового изображения размером 256x256 пикселей (интенсивность белого цвета в изображении соответствует уровню 256, а интенсивность уровня черного – 0). В соответствии с уравнением наблюдения (1) в каждую строку исходного изображения вводился АБГШ с нулевым средним значением и выборочной дисперсией $\sigma_m^2 = 100$. Исходное изображение искажалось случайным циклическим сдвигом строк с максимальной девиацией $\{\tau_k^{(m)}\}_{\max}$ равной 20 пикселям.

На рис. 1 приведено тестовое изображение «Барбара», искаженное АБГШ и случайным сдвигом строк с отмеченными выше параметрами. Из рис. 1 следует, что визуальное распознавание объекта по этому изображению невозможно из-за маскирующего влияния помех.

Изображение объекта «Барбара», восстановленное с помощью метода, предложенного в [9], приведено на рис. 2.

На рис. 3 представлено изображение, которое восстановлено предлагаемым методом с использованием косинусов и синусов фазового биспектра, а также косинусов и синусов фазового Фурье спектра (см. выражения (11),(12)). При восстановлении изображения использовались следующие параметры функции предыскажений (6): $L=32$ и $\mu=0,07$.

Сравнение изображений, восстановленных методом [9] (рис. 2) и предлагаемым методом (рис. 3), позволяет отметить более высокое качество восстановления последнего изображения, в котором, во-первых, отсутствуют периодические вертикальные полосы в левой и правой частях изображения, вызванные присутствием в изображении аддитивных предыскажений, и, во-вторых, изображение, восстановленное предлагаемым методом, «чище» вследствие уменьшения фазовых искажений.

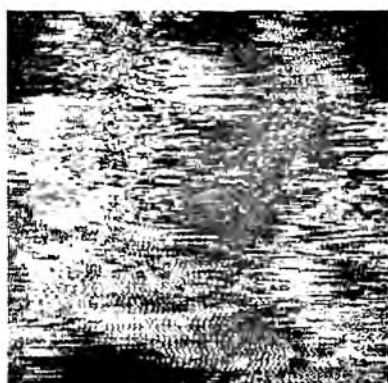


Рис. 1



Рис. 2



Рис. 3

Заключение

Предложен биспектральный метод восстановления изображений, в основе которого лежит введение в каждую строку мультипликативных предскажений, а также отказ от традиционного в фазовых измерениях расчета фазы биспектра и Фурье фазы в виде функции арктангенса. Данный подход позволяет избежать проблемы фазовой неоднозначности, возникающей при обработке смешанно-фазовых сигналов, а также обеспечивает уменьшение фазовых искажений. Результаты компьютерного моделирования позволяют сделать вывод об уверенном распознавании объекта, изображение которого было искажено случайным взаимным сдвигом строк в присутствии АБГШ. Предложенный метод и алгоритм восстановления изображений представляются перспективными для применения в системах автоматического распознавания образов, функционирующих в условиях минимальных априорных сведений о свойствах распознаваемого объекта и характеристиках помех.

Список литературы: 1. *Lohmann A. W., Weigelt G., Wirtzner B.* Speckle masking in astronomy: triple correlation theory and applications // *Applied Optics*. 1983. V. 22. PP. 4028-4037. 2. *Bartelt H., Lohmann A. W., Wirtzner B.* Phase and amplitude recovery from bispectra // *Applied Optics*. 1984. V. 23. PP. 3121-3129. 3. *Nakamura M.* Waveform estimation from noisy signals with variable signal delay using bispectrum averaging // *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*. 1993. V. 40, No. 2. PP. 118-127. 4. *Totsky A. V., Gorbunenko B. F.* Investigations of the synthetic aperture radar images formed by processing of bispectral data // *International Journal of Electronics and Communications*. 1999. V. 53. No. 3. PP. 146-150. 5. *Totsky A. V., Kurbatov I. V., Lukin V. V., Egiazarian K. O., Astola J. T.* Combined bispectrum-filtering techniques for radar output signal reconstruction in ATR applications // *Proceedings of International Conference "Automatic Target Recognition XIII"*. Orlando (USA), April 2003. SPIE V. 5094. PP. 301-312. 6. *Sundaramoorthy G., Raghuvver M. R., Dianat S. A.* Bispectral reconstruction of signals in noise: Amplitude reconstruction issues // *IEEE Transactions Acoustics, Speech, and Signal Processing*. 1990. V. 38. No. 7. PP. 1297-1306. 7. *Dianat S. A., Raghuvver M. R.* Fast algorithms for phase and magnitude reconstruction from bispectra // *Optical Engineering*. 1990. V. 29. No. 5. PP. 504-512. 8. *Petropulu A. P., Nikias C. L.* Signal reconstruction from the phase of the bispectrum // *IEEE Transactions on Signal Processing*. 1992. V. 40. No. 3. PP. 601-610. 9. *Astola J. T., Egiazarian K. O., Kurbatov I. V., Totsky A. V.* Object recognition by bispectrum based image reconstruction in additive noise and line jitter environment // *Proceedings of a Workshop on Computational Intelligence and Information Technologies*, Niš, Yugoslavia. October 13. 2003. PP. 131-134. 10. *Nikias C. L., Raghuvver M. R.* Bispectral estimation: A digital signal processing framework // *Proc. IEEE*. 1987. V. 75. No. 7. PP. 869-891. 11. *Важинский В. Н., Тетерин В. В.* Корреляционная функция третьего порядка и биспектр в задачах обработки сигналов // *ОМП*. 1991. № 4. С. 4-14. 12. *Kokaram A., Rayner P., Roosmalen P., Biemond J.* Line registration of jittered video // *Proceedings of ICASSP-97*. April 21-24. 1997. V. 4. PP. 2553-2556. 13. *Zetsche Chr., Krieger G.* Nonlinear mechanisms and higher-order statistics in biological vision and electronic image processing: review and perspectives // *Journal of Electronic Imaging*. 2001. V. 10. No. 1. PP. 56 - 99.

Национальный аэрокосмический университет
им. Н. Е. Жуковского «ХАИ», Харьков

Поступила в редколлегию 26.01.2005

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МЕТОДА АВТОРЕГРЕССИИ ДЛЯ ОБРАБОТКИ РЕЧЕВЫХ СИГНАЛОВ

В настоящее время наблюдается увеличение быстродействия цифровых сигнальных процессоров при постоянно снижающейся их стоимости. Прирост быстродействия позволяет значительно усовершенствовать алгоритмы цифровой обработки сигналов, а также расширить возможности реализации сложных алгоритмов. Сегодня уже не применяется передача речи по цифровым каналам связи без сжатия. Например, если взять проводную телефонию, где предъявляются высокие требования к качеству, применяется *A*- или *u*-законные компаундирования. Поэтому неотъемлемой частью любой аппаратуры, предназначенной для передачи речи по цифровым каналам связи, является блок кодера/декодера.

Актуальной задачей является усовершенствование блока кодера/декодера для передачи речевых сигналов через цифровые сети передачи данных. Однако предложенные методы не позволяют существенно улучшить качество синтезированной речи. Во всем мире проводятся интенсивные разработки усовершенствованных методов и алгоритмов в области сжатия речи, которые позволяют более эффективно использовать полосу пропускания каналов связи. Наиболее объективным методом оценки качества синтезированной речи является оценка коммерческого качества. Исследования, результаты которых были проведены в данной публикации, были направлены на усовершенствование алгоритма кодирования речи.

Наиболее эффективными методами кодирования речи, с точки зрения эффективности использования полосы, являются алгоритмы, основанные на параметрических методах. в частности, авторегрессия (АР) [1, 2]:

$$x[t] = \sum_{i=1}^p \Phi[i] * x[t-i] + G * u[t] \quad (1)$$

где $x[t]$ – последовательность отсчетов речевого сигнала, $\Phi[i]$ – коэффициенты модели АР, G – коэффициент усиления, $u[t]$ – остаток предсказания, p – порядок линейного предсказателя.

Структурная схема обесцвечивающего фильтра модели АР представлена на рис. 1.

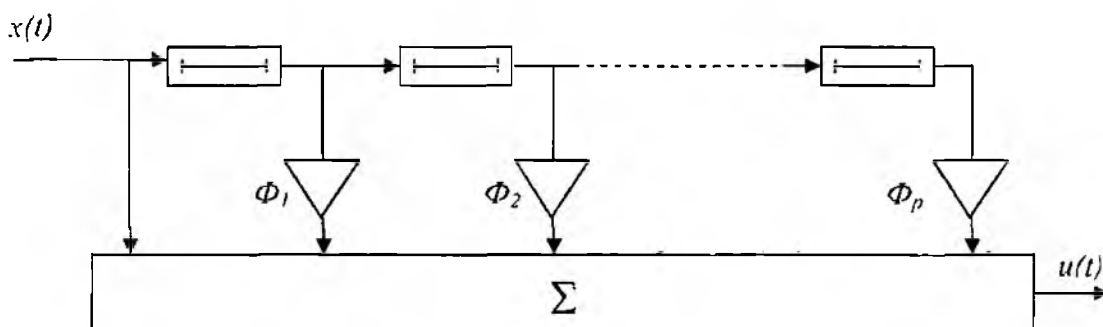


Рис. 1

Коэффициенты АР можно рассчитать в соответствии с алгоритмом, описанном в [1].

При применении методов АР невысокого порядка ($p=8..12$) в ошибке предсказания $u[t]$ речевого сигнала в достаточно большой степени присутствуют коррелированные низкочастотные составляющие. У низкоскоростных кодеров речи, основанных на применении кодовых книг, функцией возбуждения для синтезирующего фильтра является белый шум. Обеспечить полное устранение низкочастотной составляющей в ошибке предсказания не всегда удается, и, как следствие этого, наблюдается значительное ухудшение качества синтезированной речи.

На рис. 2 представлена временная диаграмма ошибки предсказания фонемы «-oo-». Параметры исходного сигнала: частота дискретизации - 8 кГц, разрядность - 8 бит, моно.

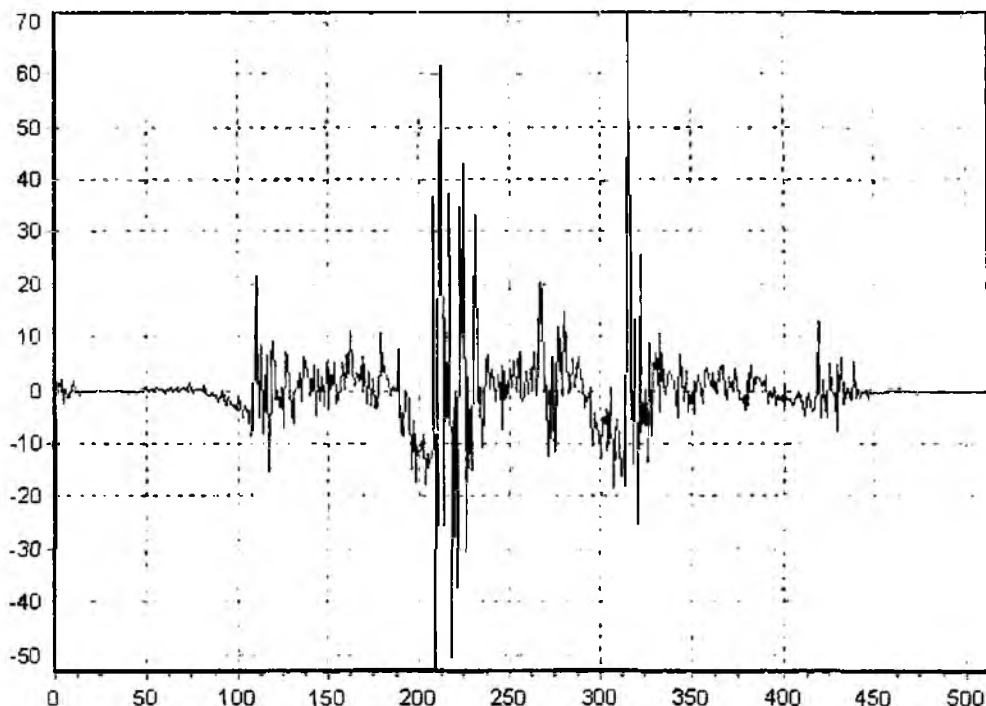


Рис. 2

Как видно из рис. 2, на временной диаграмме присутствуют коррелированные составляющие. Спектральная плотность мощности этих составляющих находится как в области периода основного тона, так и в более высокочастотных областях. Для устранения долговременных корреляций возможно применение методов оценки периода основного тона и долговременного предсказания. Обычно период основного тона находится в пределах 27..140 отсчетов речевого сигнала с частотой 8 кГц. Для устранения составляющих, спектральная плотность которых находится в области до 2 кГц, можно предложить алгоритм, структурная схема которого представлена на рис. 3.

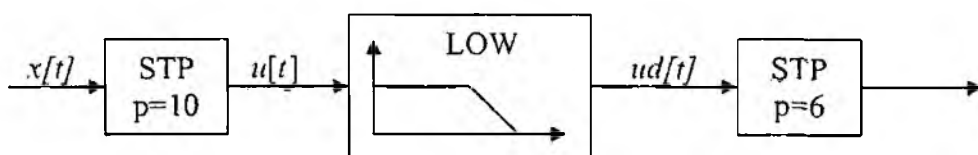


Рис. 3

Входной речевой сигнал $x[t]$ с частотой дискретизации 8 кГц, числом уровней квантования 256 и числом отсчетов в выборке $N=512$ поступает на вход обесцараивающего фильтра кратковременного предсказания STP (short term prediction - порядок модели равен 10), ошибка предсказания $u[t]$ пропускается через низкочастотный фильтр с частотой среза ~ 2 кГц и децимируется (блок LOW), затем низкочастотная составляющая $u_d[t]$ поступает на вход STP (порядок модели равен 6).

Для определения частотной характеристики STP($p=10$) и STP($p=6$) можно применить следующие формулы (2, 3):

$$H_1(e^{j\omega T_0}) = \frac{G_1}{1 - \sum_{k=1}^{10} \Phi_1[k] e^{-jk\omega T_0}}, \quad (2)$$

$$H_2(e^{j\omega T_0}) = \frac{G_2}{1 - \sum_{k=1}^6 \Phi_2[k] e^{-jk\omega T_0}}, \quad (3)$$

где G_1, G_2 – коэффициенты усиления, ω – круговая частота, T_0 – период дискретизации.

Тогда суммарная частотная характеристика голосового тракта

$$H(e^{j\omega T_0}) = \frac{1}{H_1(e^{j\omega T_0}) + H_2(e^{j\omega T_0})}. \quad (4)$$

На рис. 4, а представлены: 1 – спектральная плотность мощности (СПМ) фонемы «-oo-», вычисленная при помощи прямого преобразования Фурье, 2 – частотная характеристика голосового тракта модели AP ($p_1 = 10$), 3 – суммарная частотная характеристика голосового тракта модели AP ($p_1 = 10, p_2 = 6$).

Для сравнения корректности предложенной модели на рис. 4, б представлены: 3 – частотная характеристика голосового тракта модели AP ($p_1 = 16$), 2 – суммарная частотная характеристика голосового тракта модели AP ($p_1 = 10, p_2 = 6$) и 1 – спектральная плотность мощности (СПМ) фонемы «-oo-», вычисленная при помощи прямого преобразования Фурье.

Как видно из рис. 4, б, при использовании предложенного метода имеется незначительный выигрыш в дБ у синтезированного сигнала. Ниже приведена методика расчета и оценка этого выигрыша.

Для оценки качества синтезированной речи обычно применяют критерий относительной среднеквадратической ошибки δ^2 .

$$\delta^2 = \frac{\sum_{n=0}^{N-1} (s(n) - \hat{s}(n))^2}{\sum_{n=0}^{N-1} s^2(n)}, \quad (5)$$

где $s(n)$ – исходный речевой сигнал, $\hat{s}(n)$ – синтезированный речевой сигнал.

Однако применение такого метода неприемлемо из-за наличия фазовых и амплитудных искажений в синтезированном сигнале. Можно применить оценку качества речи при помощи кепстрального расстояния $L(\omega)$, предложенную Kitawaki, Nagabashi, Itoh и описанную в [3]:

$$L(\omega) = \ln |F(e^{j\omega})|^2 - \ln |\hat{F}(e^{j\omega})|^2, \quad (6)$$

где $F(e^{j\omega})^2$ – спектральная плотность мощности исходного сигнала, $\hat{F}(e^{j\omega})^2$ – спектральная плотность мощности синтезированного сигнала.

Мера кепстрального искажения d определяется по формуле [3]

$$d = \frac{1}{2\pi} \sum_{\omega} |L(\omega)|^2. \quad (7)$$

В табл. 1 представлены усредненные оценки по 30 выборкам кепстральных искажений синтезированной речи для метода AP (d_{AP}) и AP с последующей низкочастотной фильтрацией (d_{AP+LOW}). Также в таблице приведены 90 % доверительные интервалы для среднего значения кепстральных искажений. методика расчета взята из [4].

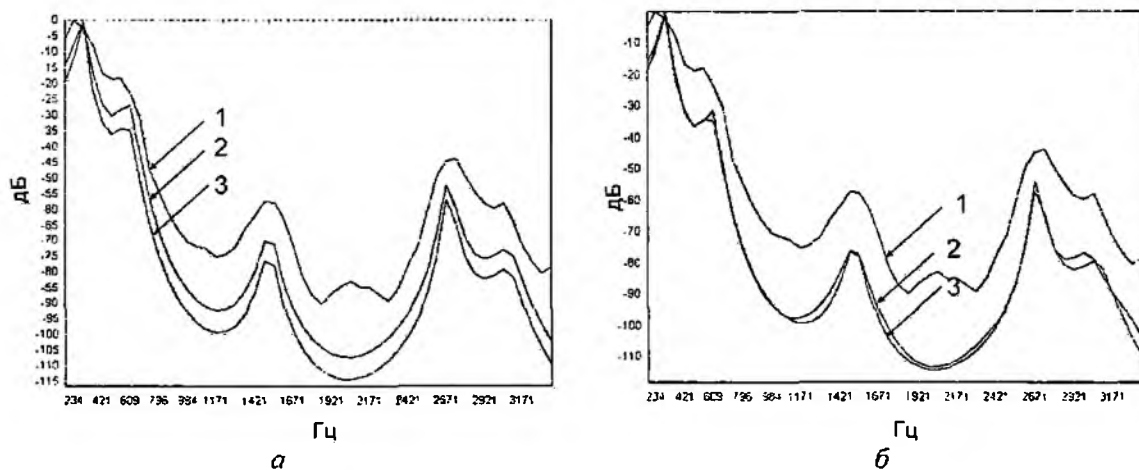


Рис. 4

Фонема	«а»	«оо»
d_{AP}	30.51	25.654
d_{AP+LOW}	19.795	21.417
μ_{AP}	$26.47 \leq \mu_{AP} \leq 34.55$	$22.48 \leq \mu_{AP} \leq 28.89$
μ_{AP+LOW}	$17.56 \leq \mu_{AP+LOW} \leq 22.02$	$18.963 \leq \mu_{AP+LOW} \leq 23.839$
$\frac{d_{AP} - d_{AP+LOW}}{d_{AP}} * 100\%$	35.26	16.51

Применение предложенного метода позволило уменьшить кепстральное искажение в различных фонемах от 16.51 до 35.26 %.

Список литературы: 1. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с. 2. Рабинер Л.Р., Шафер Р.В. Цифровая обработка речевых сигналов. М.: Радио и связь, 1981. 495 с. 3. Кортаев А.Г. Анализ и синтез речевого сигнала методом линейного предсказания // Зарубежная радиоэлектроника. 1990. №3. 4. Бендат Дж., Пирсон А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. 540 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.01.2005

ПРИМЕНЕНИЕ ВЕКТОРНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ДЛЯ УСТРАНЕНИЯ АРТЕФАКТОВ ЭКГ

Введение

Основная задача цифровой обработки биомедицинских сигналов – извлечение информационных данных о состоянии пациента и их представление для последующего анализа, сопоставления, хранения и передачи. Большинство медицинских обследований требует проведения длительного мониторинга состояния пациента, что связано с необходимостью применять автоматизированные системы регистрации и обработки данных. В таких системах используются автоматический анализ данных с поиском и записью диагностических изменений, позволяющий значительно уменьшить объем данных и затраты времени врача, необходимые на анализ и интерпретацию.

Из всех биомедицинских сигналов электрокардиограмма (ЭКГ) – самый характерный по форме и упорядоченности. В длительных записях ЭКГ присутствуют артефакты, представляющие собой случайные изменения импульсного типа со сложным априорно неизвестным законом изменения. Наличие артефактов в записях ЭКГ вызывает значительные трудности в создании автоматизированных систем анализа биомедицинских данных и приводит к ошибкам интерпретации информационных параметров сигналов.

Наиболее сложным для устранения видом артефактов, присутствующих в ЭКГ, являются низкоамплитудные «ступенькообразные» артефакты, вызванные движениями пациента во время регистрации сигналов (рис. 1). Основная трудность устранения такого рода помех состоит в том, что они имеют широкий спектр частот, пересекающийся со спектром полезного сигнала, и амплитудно-временные параметры в пределах амплитуд и длительностей основных волн ЭКГ. Поэтому такие артефакты не могут быть устранены методами полосовой фильтрации, пороговой логики, усреднения кардиоциклов [1-2] без значительной потери информации в выходном сигнале.



Рис. 1

Таким образом, существует задача поиска и разработки методов фильтрации длительных записей ЭКГ, позволяющих устранить низкоамплитудные артефакты движения и обеспечить высокое качество сигнала для последующей его визуализации и оперативной обработки.

Векторные нелинейные фильтры

Как и большинство биомедицинских сигналов, сигнал ЭКГ представляет собой сильно коррелированные данные не только по значениям, регистрируемым в различных отведениях, но и по значениям отсчетов дискретизированной во времени одноканальной записи сигнала [1], что представляет целесообразным векторное представление сигнала во времени и применение к нему векторных методов цифровой обработки.

В силу того, что сигнал ЭКГ имеет квазипериодическую структуру, оказывается возможным его разбиение по характерным точкам (*R*-зубцам) на отдельные кардиоциклы. Каждый кардиоцикл как вектор можно представить следующим образом:

$$\vec{x}_i = [x_{i1}, x_{i2}, \dots, x_{im}]^T \quad (1)$$

где x_{ik} ($k=1 \dots m$) – координаты вектора \vec{x}_i , в качестве которых берутся значения отсчетов i -го кардиоцикла, начиная от определяемой с помощью детектора *R*-зубцов пиковой точки;

m – размерность векторного пространства, значение которого фиксировано и может быть оценено по средней длительности кардиоцикла.

Принцип векторной нелинейной фильтрации заключается в расчете скалярных величин, являющихся суммарными расстояниями от исходного вектора до других векторов входной выборки, размер которой определяется размером скользящего окна фильтра. Для выборки N векторов: $[\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_N]$ рассчитывается N скалярных величин $[\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \dots, \tilde{a}_N]$, определяемых как сумма взаимных расстояний от i -го вектора до других векторов выборки:

$$\tilde{a}_i = \sum_{q=1}^N \|\bar{x}_i - \bar{x}_q\|, \quad (2)$$

где $\|\cdot\|$ – норма вектора.

Таким образом, каждому i -му вектору размерности m из выборки векторов N соответствует скалярная величина \tilde{a}_i , являющаяся суммарной мерой расстояния от i -го вектора до других векторов. Рассчитываемые по формуле (2) расстояния представляют собой оценки по критерию максимума правдоподобия, характеризующие «подобие» данного вектора другим векторам выборки [3]. Чем больше значение суммарного расстояния \tilde{a}_i , тем больше различие i -го вектора от других векторов – тем дальше от центра выборочного распределения он находится. И наоборот, чем меньше значение \tilde{a}_i , тем ближе к центру распределения находится сигнал, представленный i -м вектором, и тем более он подобен другим векторам рассматриваемой выборки сигналов.

Суммарные расстояния \tilde{a}_i упорядочиваются в порядке возрастания их значений:

$$[\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \dots, \tilde{a}_N] \Rightarrow [\tilde{a}_{(1)}, \tilde{a}_{(2)}, \dots, \tilde{a}_{(N)}], \quad (3)$$

где $\tilde{a}_{(1)} < \tilde{a}_{(2)} < \dots < \tilde{a}_{(N)}$.

В соответствии с отсортированными значениями сумм расстояний \tilde{a}_i каждого вектора ранжируются вектора выборки:

$$[\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_N] \Rightarrow [\bar{x}_{(1)}, \bar{x}_{(2)}, \dots, \bar{x}_{(N)}]. \quad (4)$$

Над упорядоченным таким образом рядом векторов в зависимости от типа нелинейного фильтра применяют такие операции, как: медиана – выбор в качестве выходного вектора, имеющего минимальное значение суммарного расстояния до других векторов выборки, взвешенное усреднение векторных порядковых статистик, исключение из выборки порядковых статистик с наибольшими рангами и последующее усреднение векторов и другие [5].

В качестве нормы при расчете суммарных расстояний (2) предлагается использовать евклидово расстояние (L_2 -норму), которое характеризует различие энергии сигналов, представляющих кардиоциклы. Энергия сигнала существенно зависит от наличия в нем однофазного артефакта – соответственно векторы с артефактами будут иметь наибольшие ранги. Изменения же диагностического характера обычно имеют полифазную структуру [1], и их суммарный вклад в энергию сигнала окажется меньше.

Исследуемые типы фильтров

Выходной сигнал векторного медианного фильтра (ВМФ) определяется путем выбора вектора выборки входных векторов, имеющего наименьшую скалярную величину суммы расстояний до других векторов в пределах окна фильтра [3]. Выражение для расчета векторной медианы выборки m -мерных векторов $\bar{X} = \{\bar{x}_q; q = 1, \dots, N\}$ имеет вид

$$\bar{y}_{\text{ВМФ}} = \arg \min_{\bar{x} \in X} \sum_q \|\bar{x}_q - \bar{x}\|. \quad (5)$$

Среди нелинейных фильтров ВМФ характеризуется самой высокой нелинейностью – в наибольшей степени устраняет импульсные помехи [3, 5]. В то же время ВМФ и некоторым

другим векторным нелинейным фильтром, принцип работы которых заключается в выборочной обработке векторных порядковых статистик в пределах окна фильтра [3-5], присущий следующий недостаток. Векторы анализируемой выборки, имеющие наибольшие ранги, не всегда могут быть выбросами, и их простое исключение может привести к потере полезной информации в результирующем сигнале.

В связи с этим, следует также рассмотреть другой тип векторных нелинейных фильтров, использующих взвешенное усреднение векторных порядковых статистик с различными весовыми коэффициентами, причем векторы, имеющие наибольшие значения суммарных расстояний, должны учитываться в выходном сигнале с минимальными коэффициентами. Одним из таких векторных нелинейных фильтров является сигнально-зависимый взвешенный фильтр (СЗВФ) [4], сигнал на выходе которого определяется по формуле

$$\bar{y}_{DDWA_{L2}} = \sum_{i=1}^N c_i \bar{x}_i, \quad (6)$$

где c_i – весовые коэффициенты; N – размер окна фильтра; $DDWA_{L2}$ – *Data Depended Weighted Averages*.

Весовые коэффициенты СЗВФ находятся в обратной зависимости от значений суммарных расстояний \bar{a}_i , по формуле

$$c_i = \frac{1/\bar{a}_i^2}{\sum_{j=1}^N 1/\bar{a}_j^2}, \quad i=1..N. \quad (7)$$

При малом значении суммарного расстояния \bar{a}_i , т.е. при высокой мере подобия i -го вектора другим векторам выборки, данный вектор будет иметь большой весовой коэффициент, а при больших значениях \bar{a}_i значения весовых коэффициентов будут минимальны. Таким образом, кардиоциклы (векторы) ЭКГ с артефактами, имеющие большие значения суммарного расстояния до других векторов анализируемой выборки, будут соответственно иметь наименьшие значения весовых коэффициентов. Поэтому искажения, вносимые артефактом в суммарный сигнал, должны быть не существенны.

Данный векторный нелинейный фильтр характеризуется промежуточными свойствами между линейным усредняющим фильтром и нелинейным ВМФ. Вследствие адаптивного, в зависимости от свойств сигналов, соответствующих векторам выборки, расчета весовых коэффициентов СЗВФ лишь незначительно уступает по степени устранения артефактов ВМФ, при упрощении самого метода обработки [4]. В то же время, наряду со способностью устранять импульсного типа помехи СЗВФ имеет достоинства линейных фильтров, обеспечивая высокую эффективность подавления гауссовского шума [4].

Результаты исследования

Для исследования поведения рассмотренных нелинейных векторных фильтров разработана программа, эмулирующая сигнал ЭКГ со случайными прямоугольными импульсами, амплитуда и длительность которых задавалась в пределах норм аналогичных параметров основных волн ЭКГ (рис. 2). В качестве модели ЭКГ была взята качественная запись реального сигнала, регистрируемого с частотой 800 Гц.

Для реализации описанных выше векторных нелинейных фильтров сигнал ЭКГ предварительно с помощью детектора R-зубцов [2] разбивается на кардиоциклы (ЭКГ-комплексы), одинаковой длины. Формирование каждого i -го вектора, начинается от пиковой точки соответствующего R-зубца, количество отсчетов – компонентов вектора определяется исходя из средней длительности кардиоциклов. Для компенсации различия в длине кардиоциклов в изопотенциальный участок ЭКГ-комплекса добавляются «фиктивные» отсчеты, которые затем удаляются из выходного сигнала. Таким образом, каждый кардиоцикл представляется

в виде вектора размерностью m отсчетов. В пределах скользящего окна векторного нелинейного фильтра обрабатывается N векторов. В качестве выходного сигнала фильтра, соответствующего i -му положению скользящего окна, где i – номер центрального вектора, определяется результирующий вектор выборки. Для ВМФ (5) в качестве такого сигнала берется вектор с минимальным суммарным расстоянием до других векторов – максимально подобный другим векторам анализируемой в окне фильтра выборки. А сигнал на выходе СЗВФ (6) определяется как взвешенное усреднение векторов с различными весовыми коэффициентами (7). Далее окно фильтра сдвигается на один ЭКГ-комплекс. Размер окна фильтров ориентировочно выбирался $N=5$ и 7. Сразу отметим, что цель моделирования состояла в проведении исследований применения векторных нелинейных фильтров как методов устранения низкоамплитудных артефактов ЭКГ, и задача выбора оптимального размера окна не рассматривалась. Результаты применения исследуемых векторных нелинейных фильтров для тестового сигнала ЭКГ приведены на рис. 2, где a – тестовый сигнал с прямоугольными артефактами; b – сигнала на выходе векторного медианного фильтра; $в$ – сигнал на выходе сигнально-зависимого взвешенного фильтра.

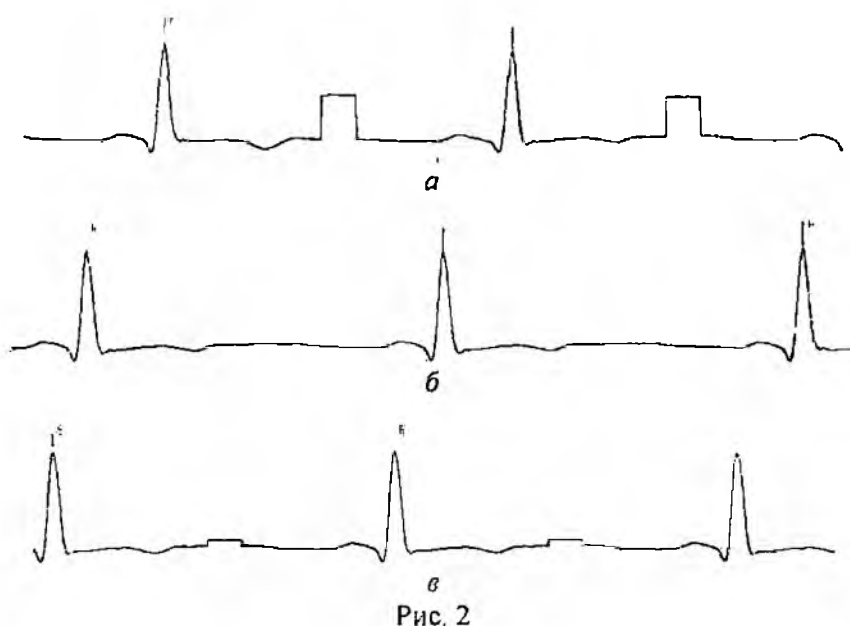


Рис. 2

Исследования работы фильтров для большого числа разнообразных ситуаций наложения прямоугольных импульсов, моделирующих «ступенькообразные» артефакты движения пациента во время регистрации сигнала, показали, что данные методы фильтрации в общем случае устраняют такие артефакты. Однако следует отметить некоторые особенности их применения для вторичной обработки ЭКГ.

ВМФ характеризуется высокой степенью устранения артефактов (рис. 2, б). Изменения в структуре ЭКГ-комплекса не будут восприниматься фильтром как артефакты только в том случае, если эти изменения имеют периодический характер и число их повторений в пределах окна фильтра превышает $N/2$. Данное свойство ВМФ скорее есть недостатком его применения для автоматической обработки длительных записей ЭКГ, так как этим фильтром устраняются одиночные изменения в структуре сигнала, которые могут иметь важное диагностическое значение [1].

СЗВФ устраняет одиночные низкоамплитудные артефакты ЭКГ (рис. 2, в). В случае квазипериодических изменений в структуре R-R периода (а такими чаще всего являются диагностические изменения [1]), данный нелинейный фильтр сохраняет структуру этих изменений, что позволяет вести дальнейшую автоматическую обработку сигнала. Отметим, что СЗВФ в некоторой степени преодолевает описанный выше недостаток ВМФ, позволяя

достичь сохранения диагностических изменений в структуре ЭКГ-комплекса при устранении артефактов.

Заключение

Таким образом, проведенные исследования показали, что рассмотренные типы векторных нелинейных фильтров устраняют сложного вида искажения, присутствующие в ЭКГ, к которым относятся «ступенькообразные» артефакты, вызванные движением пациента во время длительной регистрации сигнала. Обработка рассмотренными векторными нелинейными фильтрами реализуется в реальном времени, что позволяет их использовать в качестве фильтрующего звена одноканальных систем мониторинга и оперативной обработки данных.

Важным для практических ситуаций достоинством описанных векторных нелинейных фильтров является отсутствие в их реализации априорной информации о статистических и спектрально-корреляционных характеристиках помех, в частности о свойствах артефактов. В связи с чрезвычайно большой вариабельностью артефактов и их случайным характером, а также широким спектром частот данного вида искажений такая информация на практике, как правило, отсутствует, что также обуславливает целесообразность применения векторных нелинейных фильтров для обработки длительных записей ЭКГ.

Список литературы: 1. *Біомедичні сигнали та їх обробка* / Под ред. В.Г. Абакумова, В.А. Геранина, А.И. Рыбина, Й. Сватош, Ю.С. Синекон. Киев: ВЕК+, 1997. 352 с. 2. *Козлов И И, Овсяник В П.* Алгоритм автоматизации процедуры помехоустойчивого выделения ЭКГ- сигнала // *Мед. Техника.* 1989., № 6. с. 26-32. 3. *Astola J., Haavisto P., Neuvo Y.* Vector Median Filters // *Proc. of the IEEE.* April 1990. vol. 78. No 4, p. 678-689. 4. *Bezerianos A., Laskaris N., Fotopoulos S., Papathanasopoulos P.* Data dependent weighted averages for recording of evoked potential signals // *Electroencephalography and clinical Neurophysiology.* 1996. P. 468-471. 5. *Astola J., Kuosmanen P.* *Fundamentals of Nonlinear Digital Filtering.* USA: CRC Press LLC. 1997. 276 p.

Сумский государственный университет

Поступила в редколлегию 19.05.2005

А.И. СТРЕЛКОВ, д-р техн. наук, Е.И. ЖИЛИН, канд. техн. наук,
Т.А. СТРЕЛКОВА, канд. техн. наук, А.П. ЛЫТЮГА

УГЛОВОЕ РАЗРЕШЕНИЕ БЛИЗКОРАСПОЛОЖЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ В АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

В практике астрономических исследований существует широкий круг задач, непосредственно связанных с наблюдением близкорасположенных космических объектов (КО). Визуальная близость таких КО обуславливает специфику их наблюдения и требует применения оптико-электронных систем (ОЭС) с пространственной разрешающей способностью, обеспечивающей раздельную регистрацию изображений каждого из объектов. При этом предельная разрешающая способность ОЭС будет определяться размерами дифракционного пятна рассеяния и зависеть от длины волны принимаемого светового потока и геометрических размеров приемной апертуры [1].

В ряде случаев существующие массогабаритные ограничения не позволяют обеспечить требуемое пространственное разрешение ОЭС за счет увеличения площади ее приемной апертуры. В этом случае целесообразным является применение специальных методов обработки изображений, позволяющих реализовать сверхрэлеевское разрешение изображений близкорасположенных КО.

На сегодняшний день известны [2, 3] некоторые частные решения задачи сверхрэлеевского разрешения сигналов. Так, например, в [2] рассмотрены алгебраические методы разрешения M сигналов, различие по времени задержки которых меньше рэлеевского предела. Данные методы основаны на аппроксимации огибающей сигнала функцией $\sin^M x_M$. Здесь при решении задач дальнометрии в импульсной радиолокации применение для описания сигналов детерминированной функции вполне оправдано. Однако такой подход не в полной мере отображает статистическую структуру оптических сигналов [4].

В работе [3] рассматриваются вопросы синтеза и асимптотического анализа алгоритма совместного оценивания местоположения Q объектов по группированной выборке наблюдений. Решение задачи основано на использовании метода максимального правдоподобия при условии кругового нормального распределения ошибок координат попадания фотонов в фокальной плоскости оптической системы. Принятая в работе гауссовская аппроксимация функции структурной модели некогерентного рассеяния приближенно определяет пространственно-амплитудное распределение сигнала в ОЭС и, как показано в [5], может быть использована для предварительных расчетов. Более полное описание пространственно-амплитудной структуры формируемых изображений может быть получено при совместном учете как волновых, так и корпускулярных свойств оптического сигнала.

Основой для решения задачи разрешения близкорасположенных изображений космических объектов в оптико-электронных системах может служить математическая модель оптических сигналов предложенная в [6] и составленная на основе положений волновой теории света, корпускулярной теории света, статистической теории случайных потоков. Данная модель устанавливает связь между параметрами входных оптических сигналов с пространственно-временным распределением оптического излучения в фокальной плоскости ОЭС. На вход ОЭС поступает аддитивная смесь сигнала от КО и фона. Считая условия наблюдения КО благоприятными, обеспечивающими высокое отношение сигнал/шум, пренебрежем далее помеховой составляющей аддитивной смеси. Сигнальную составляющую, в силу удаленности наблюдаемого объекта, будем считать плоской электромагнитной волной. Вследствие такого представления света, сигнальная составляющая в фокальной плоскости описывается как результат дифракции Фраунгофера, возникающей в результате ограничения волнового фронта светового потока от КО в апертурной плоскости ОЭС. Как показано на рис. 1, ре-

зультатом дифракции света на входном отверстии является отсутствие четких границ изображения КО.

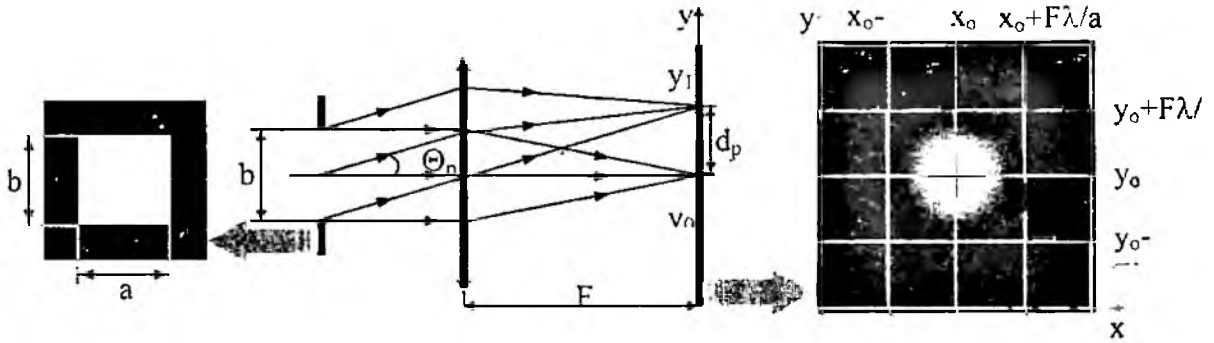


Рис. 1

На практике для лучшего согласования формы дифракционного пятна с формой элементов разрешения фотоприемника (ПЗС матрицы) получили распространение диафрагмы прямоугольной формы (рис. 1). В этом случае распределение интенсивности в формируемом изображении КО является дифракционной картиной Фраунгофера при дифракции на прямоугольном отверстии [1, 6] (рис. 2):

$$I(x, y) = I_0 \left[\frac{\sin(ck(x-x_0)\frac{a}{2})}{ck(x-x_0)\frac{a}{2}} \right]^2 \left[\frac{\sin(dk(y-y_0)\frac{b}{2})}{dk(y-y_0)\frac{b}{2}} \right]^2 \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность сигнала, идущего в направлении освещающего пучка; c, d – размерные коэффициенты; a, b – линейные размеры прямоугольного отверстия (диафрагмы); $k = 2\pi/\lambda$, λ – средняя длина волны регистрируемого светового излучения; x_0, y_0 – смещение центра изображения в плоскости фотокатода.

Входящие в (1) сомножители типа функции $s = (\sin z/z)^2$ имеют главный максимум $s = 1$ при $z = 0$ и минимумы, равные нулю, при $z = \pm\pi, \pm 2\pi, \pm 3\pi, \dots$. Таким образом, изображение, формируемое точечным объектом на фотокатоде, при прямоугольной форме отверстия диафрагмы будет иметь минимумы интенсивности вдоль линий параллельных осям x и y (рис. 1, 2), положение которых определяется соотношениями [1]:

$$x(I_{\min}) = x_0 \pm \frac{m\lambda}{a} F, \quad y(I_{\min}) = y_0 \pm \frac{n\lambda}{b} F, \quad (2)$$

где m, n – целочисленные коэффициенты, принимающие значения $m, n = 1, 2, 3, \dots$; F – фокусное расстояние оптической системы.

Описание распределение интенсивности светового потока в фокальной плоскости также может быть получено и с точки зрения корпускулярной природы света. С этой точки зрения световой поток представляется как поток фотонов, среднее количество которых пропорционально интенсивности

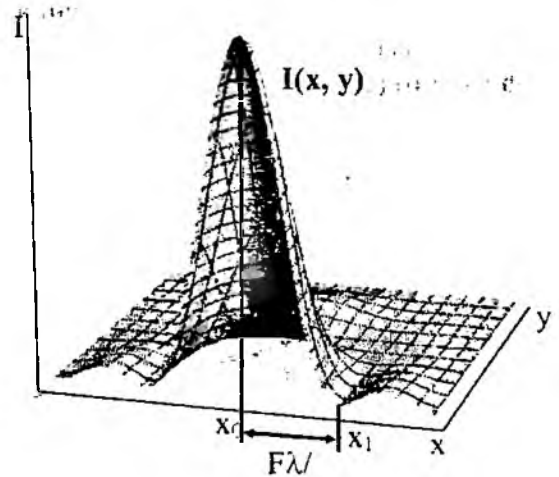


Рис. 2

светового потока $N_o \sim I_o$. Используя (1), можно записать выражения для пространственного распределения среднего количества фотонов по элементам разрешения [6]:

$$\bar{N}_{ij} = \bar{N}_o \left[\frac{\sin(ck(i-i_o)\frac{a}{2})}{ck(i-i_o)\frac{a}{2}} \right]^2 \left[\frac{\sin(dk(j-j_o)\frac{b}{2})}{dk(j-j_o)\frac{b}{2}} \right]^2, \quad (3)$$

где N_o – среднее число фотонов в световом потоке интенсивностью I_o ; i, j – номер строки и элемента разрешения фотоприемника $i = 1 \dots u, j = 1 \dots v$; i_o, j_o – координаты центра изображения КО.

Так как поток фотонов от слабого некогерентного источника имеет пуассоновскую статистику [4], то в случае, когда количество фотонов обусловлено только сигнальной составляющей, многомерная плотность вероятности появления n_{ij} фотонов на площадке ΔS_{ij} ij -элемента разрешения фотокатода будет иметь вид

$$P(n_{ij}) = \prod_{i=1}^u \prod_{j=1}^v \frac{(\bar{N}_{ij} T_n \Delta S_{ij})^{n_{ij}}}{n_{ij}!} e^{-\bar{N}_{ij} T_n \Delta S_{ij}},$$

где \bar{N}_{ij} – средняя скорость счета фотонов в ij -м элементе фотоприемника; T_n – время накопления (экспозиция); ΔS_{ij} – площадь j -го элемента разрешения i -й строки.

Исходя из корпускулярного описания светового потока видно, что пространственное распределение интенсивности изображения точечного космического объекта в плоскости фотокатода в конкретный момент времени будет случайным (рис. 3) из-за наличия квантовых шумов сигнала. В этом случае выражение (1), полученное на основе волновой теории описывает пространственное распределение среднего значения амплитуды сигнала в плоскости фотокатода, достижимое лишь при достаточно большом времени накопления (рис. 3). В отличие от мгновенного изображения, при длительной экспозиции происходит пространственное сглаживание интенсивности сигнала за счет его накопления на элементах разрешения фотокатода. При этом положение максимумов интенсивности изображения не случайно и соответствует положению космического объекта в картинной плоскости.

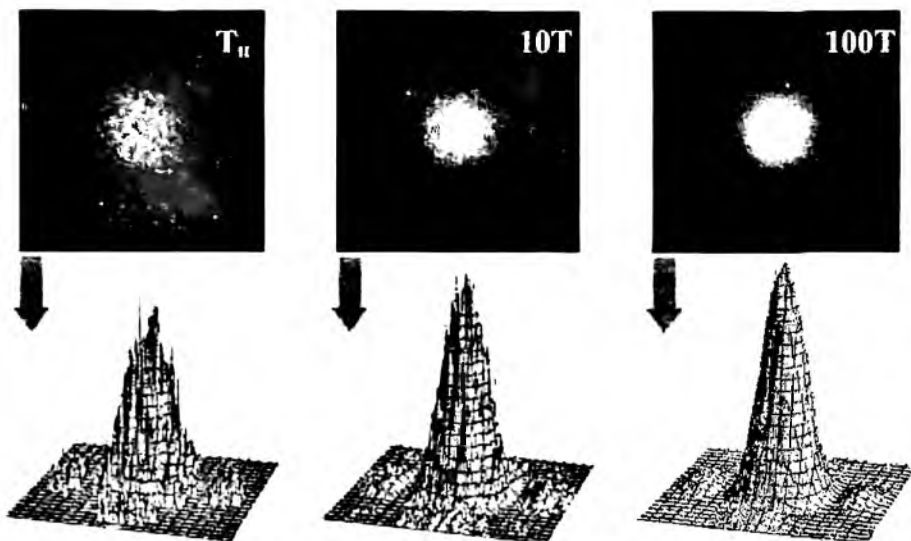


Рис. 3

Рассмотрим процесс формирования изображений двух точечных объектов и условия дифракционного разрешения их изображений при различных угловых расстояниях между ними. В случае, когда отдельные космические объекты А и В (рис. 4) являются некогерентными источниками, то формируемые дифракционные картины складываются по интенсивности ме-

жду собой в фокальной плоскости объектива [1]. Согласно критерию Релея изображения двух некогерентных точечных источников «разрешаются» (дифракционно ограниченной) оптической системой, если центр диска Эри, созданного одним источником, совпадает с нулем первого порядка дифракционной картины, созданной вторым источником [1]. В случае прямоугольной формы диафрагмирующего отверстия, разрешающая способность оптико-электронной системы определяется согласно (2), (3). При условии равенства сторон отверстия диафрагмы $a = b$, величины дифракционного разрешения совпадают по осям и определяются выражениями в угловой и линейной мере соответственно:

$$\Theta_p = \Theta_p(x) = \Theta_p(y) = \frac{\lambda}{a}, \quad d_p = d_p(x) = d_p(y) = \frac{\lambda F}{a}$$

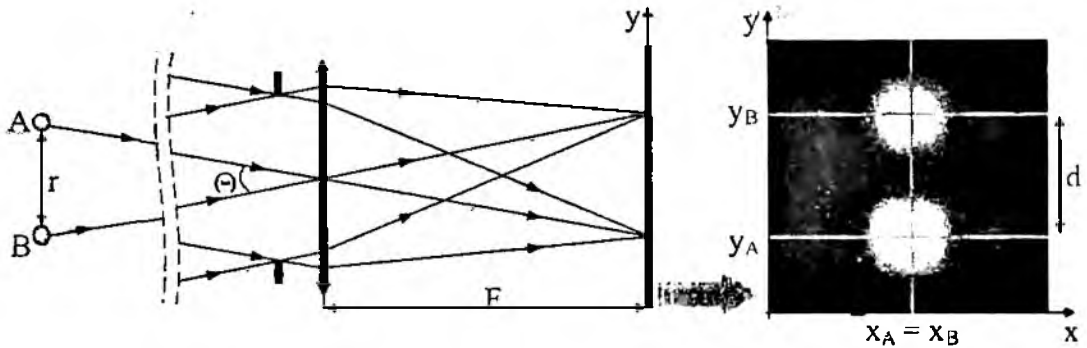


Рис. 4

Таким образом, предельное дифракционное разрешение ОЭС при некогерентном освещении прямо пропорционально длине волны регистрируемого светового потока и обратно пропорционально линейным размерам приемной апертуры. Формирование изображения двух точечных источников, при различных угловых расстояниях между ними иллюстрирует рис. 5.

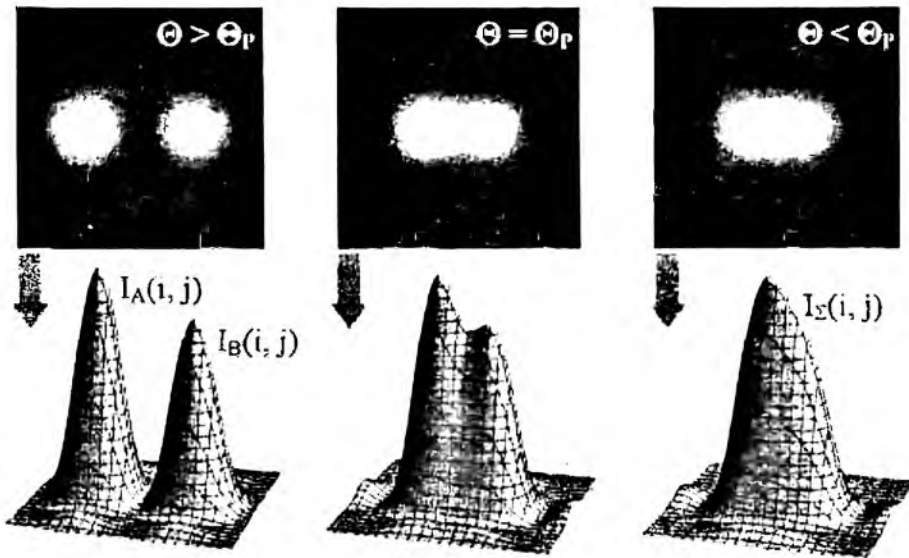


Рис. 5

Потенциальные возможности ОЭС по разрешению близкорасположенных изображений часто ограничиваются искажениями сигнала возникающими при прохождении через турбулентные слои атмосферы. Флуктуации показателя преломления обусловленные турбулентностью атмосферы приводят к фазовым искажениям световой волны, а случайная интерференция вторичных волн, рассеянных неоднородностями, к амплитудным искажениям [7]. Амплитудные искажения проявляются при наблюдении КО в случайном изменении интенсивности принимаемого сигнала (видимого блеска космического объекта), при этом диапа-

зон частот мерцания изображения изменяется в диапазоне от 1 до 100 Гц и имеет максимальную амплитуду в диапазоне 3 – 15 Гц [8]. Еще одним следствием влияния турбулентной атмосферы при распространении регистрируемого светового потока является увеличение дифракционного пятна рассеяния. В этом случае, размер изображения при длительной экспозиции не зависит от диаметра входного зрачка, а определяется пространственным радиусом корреляции атмосферных неоднородностей и оценивается по соотношению [7]:

$$\Theta_p \geq \frac{1.22\lambda}{\rho}, \quad d_p \geq \frac{1.22\lambda F}{\rho}, \quad (4)$$

где ρ – пространственный радиус корреляции атмосферных неоднородностей.

Другими словами, размер изображения точечного объекта, полученного через турбулентную атмосферу с любым диаметром входного зрачка, не может быть меньше размера изображения, полученного объективом с диаметром ρ в отсутствие атмосферы. Зависимость влияния размеров пространственного радиуса корреляции атмосферных неоднородностей на разрешающую способность ОЭС представлена на (рис. 6. а, б), для угловой и линейной меры соответственно.

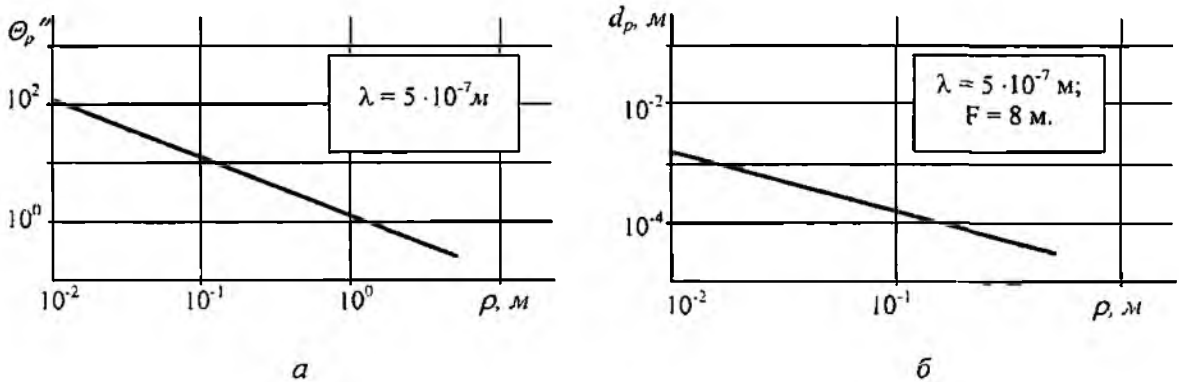


Рис. 6

Область существования описываемой задачи в практике астрономических исследований позволяет более наглядно представить зависимости минимально разрешаемого расстояния между космическим объектами в картинной плоскости r_p от дальности до них R (рис. 7),

рассчитанные согласно выражению $r_p \geq \frac{1.22\lambda}{\rho} R$.

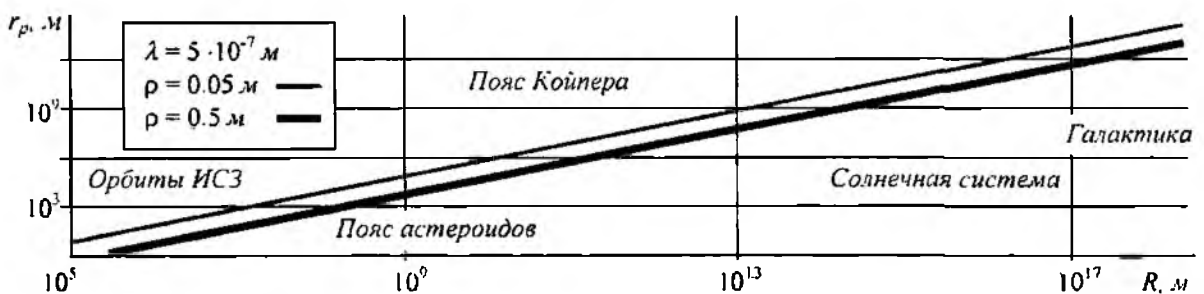


Рис. 7

Исходя из сказанного, в случае наблюдения двух КО ОЭС, при небольших угловых расстояниях между ними, задача разрешения их изображений может быть поставлена следующим образом. Пусть имеются два независимых источника некогерентных сигналов А, В, находящиеся на одинаковом расстоянии от приемника, с интенсивностями I_{A_0} и I_{B_0} , причем возможен случай когда $I_{A_0} > I_{B_0}$, а угловое расстояние между источниками $\Theta < \Theta_p$.

Требуется выделить шумоподобный сигнал слабого источника на фоне шумоподобного сигнала сильного источника.

Результирующее изображение, регистрируемое фотоприемником, является результатом аддитивного взаимодействия интерференционных картин первого и второго источников

$$I_{\Sigma}(i, j) = I_A(i, j) + I_B(i, j).$$

Что может быть представлено для одномерного случая (распределение по элементам строки), с учетом (1), как

$$I_{\Sigma}(j) = I_{A_0} \left[\frac{\sin(ck(j - j_A) \frac{b}{2})}{ck(j - j_A) \frac{b}{2}} \right]^2 + I_{B_0} \left[\frac{\sin(dk(j - j_B) \frac{b}{2})}{dk(j - j_B) \frac{b}{2}} \right]^2,$$

где j_A, j_B – смещение центров изображений первого и второго космических объектов в строке.

Используя свойства симметрии и гладкости изображения точечного космического объекта при длительной экспозиции, а также наличие некоррелированных флуктуаций интенсивности сигналов от первого и второго объектов (мерцание изображений), для компенсации мощного сигнала и выделения более слабого воспользуемся идеей метода автокомпенсации шумового фона с использованием отдельного компенсационного канала [9]. Суть метода сводится к межканальному согласованному накоплению сигнала в системе, охваченной обратной корреляционной связью. Функциональная схема устройства, реализующего данный метод, представлена на рис. 8.

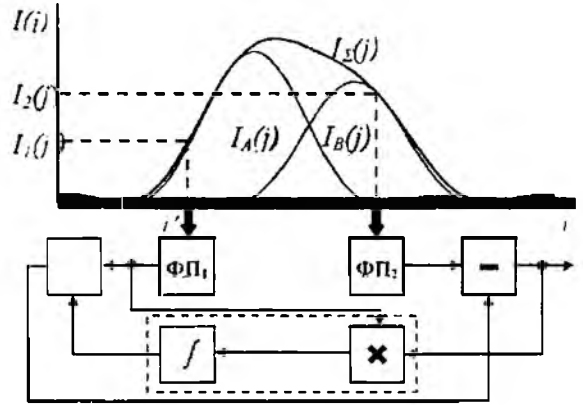


Рис. 8

Поясним принцип обработки сигналов в данном методе на примере обработки изображения, сформированного элементами одной строки фотокатода. По первому (компенсационному) каналу в схему обработки поступает сигнал, сформированный фотоприемником $\Phi\Pi_1$ (j' – элемент разрешения строки), расположенным в точке фокальной плоскости, где существует сигнал только от объекта А

$$I_1(j') = I_A(j').$$

По основному каналу поступает сигнал, сформированный фотоприемником $\Phi\Pi_2$ под действием аддитивной смеси сигналов от первого и второго объектов. В ходе работы осуществляется последовательное считывание сигналов со всех элементов строки с номерами $j > j'$ для обеспечения поступления в схему обработки сигнала

$$I_2(j) = I_{\Sigma}(j) = I_A(j) + I_B(j).$$

Основной и компенсационный каналы могут быть реализованы программно в алгоритмах обработки телевизионного изображения. Выходной сигнал схемы образуется в результате разностной обработки сигналов основного канала и компенсационного канала, усиленного с

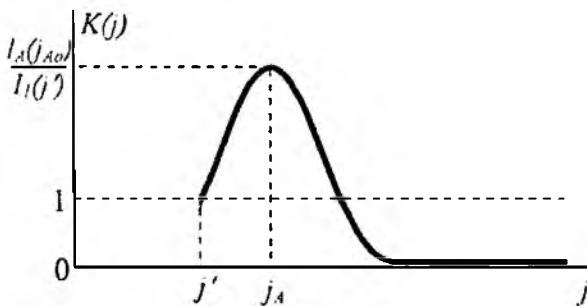


Рис. 9

переменным коэффициентом усиления K :

$$I_p(j) = I_2(j) - KI_1(j').$$

При этом правило выбора величины коэффициента должно обеспечивать выполнение равенства (рис. 9)

$$KI_1(j') = I_A(j). \quad (5)$$

Выбор требуемого коэффициента усиления обеспечивается в соответствии с решающим правилом (5) за счет наличия в схеме обратной корреляционной связи, осуществляющей непосредственное управление параметрами усилителя с учетом статистики разностного сигнала, формируемого на выходе схемы. В процессе работы коррелятор осуществляет перемножение сигналов первого канала разностного сигнала с выхода схемы и усреднение полученных произведений по времени накопления. При этом сигнал с выхода коррелятора пропорционален приращению коэффициента усиления за время накопления.

В результате такой обработки сигналов основного и компенсационного каналов при отсутствии сигнала слабого источника ($I_B(j) = 0$) будет обеспечиваться отсутствие выходного сигнала:

$$I_p(j) = 0.$$

В точках, где сигнал слабого источника присутствует, выходной сигнал схемы будет соответствовать его значениям:

$$I_p(j) = I_B(j).$$

Восстановление сигнала сильного источника возможно после успешного окончания процедуры выделения сигнала слабого источника посредством попиксельной разностной обработки аддитивной смеси сигналов.

Применение метода автокомпенсации шумового фона с отдельным компенсационным каналом в астрономических оптико-электронных системах позволит реализовать сверхрелеево-е разрешение близкорасположенных изображений физически или визуально двойных космических объектов. Результаты проведенных экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что разрешающая способность оптико-электронной системы по одной координате может быть улучшена в 3 - 4 раза при отношении интенсивностей сигналов от космических объектов $I_{A_0}/I_{B_0} \approx 10$.

Список литературы: 1. *Прикладная оптика* / Под ред. Н.П. Закашова. М.: Машиностроение, 1988. 312 с. 2. *Слюсар В И* Сверхрелеево-е разрешение узкополосных импульсов по времени задержки // *Радиоэлектроника*. 1999. № 3. С. 55 - 61. 3. *Саваневич В Е*. Определение координат статистически зависимых объектов на дискретном изображении // *Радиоэлектроника и информатика*. 1999. № 1. С. 4 - 8. 4. *Гальярди Р, Карп Ш* Оптическая связь. М.: Связь. 1978. 424 с. 5. *Теория оптико-электронных систем: Учеб. пособие для студентов ВУЗов* / Г.М. Мосягин, В.Б. Немтинов, Е.Н. Лебедев. М.: Машиностроение, 1990. 432 с. 6. *Стрелков А И., Лытюга А П, Стрелкова Т.А.* Алгоритмы обнаружения сигналов в оптико-электронных системах контроля космического пространства // *Радиотехника*. 2003. Вып. 132. С. 7 - 13. 7. *Москвитин С.В., Стрелков А И.* Теоретические основы оптической локации. Харьков: ВИРТА ПВО, 1992. 369 с. 8. *Астрономический энциклопедический словарь* / Под общ. ред. И.А. Климишина, А.А. Корсунь. Львов. 2003. 548 с. 9. *Алмазов В Б* Основы теории радиолокации. Харьков: ВИРТА ПВО, 1992. 204 с.

*Харьковский Национальный университет радиоэлектроники,
Объединенный научно-исследовательский
институт Вооруженных Сил*

Поступила в редколлегию 05.03.2005

В.И. АНТЮФЕЕВ, д-р техн. наук, В.Н. БЫКОВ, канд. техн. наук, В.В. ЧМИЛЬ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЕРАРХИЧЕСКОГО КОРРЕЛЯЦИОННОГО АЛГОРИТМА СОВМЕЩЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В КОРРЕЛЯЦИОННО-ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ НАВИГАЦИИ

Введение

Принцип действия корреляционно-экстремальных систем навигации (КЭСН) основан на привязке с помощью одного из алгоритмов, как правило корреляционного, текущего изображения (ТИ), сформированного с помощью датчика геофизического поля Земли, к эталонному изображению (ЭИ), полученному заранее. В оптических КЭСН размеры ТИ и ЭИ могут быть достаточно большими (более чем 100×100 элементов), и непосредственная обработка таких изображений корреляционным алгоритмом на современных компьютерах может занимать десятки секунд при требовании 0,1...0,5 с. Уменьшение размеров изображений приводит к ухудшению эффективности алгоритма, т.е. вероятности привязки, при которой ошибка место определения не превышает пикселя изображений. Повышение быстродействия возможно путем перехода к иерархическим (многоуровневым) алгоритмам [1], на каждом уровне которых осуществляется привязка изображений меньших размеров, получаемых из исходных усреднением по окну определенных размеров. После определения координат глобального максимума следующая привязка осуществляется для изображений больших размеров не по всему ЭИ, а лишь в окрестности этого максимума, что позволяет резко сократить объем вычислений. Альтернативным вариантом повышения быстродействия является переход к распараллеливанию процесса вычислений.

В работе [2] получено выражение для эффективности одноуровневого корреляционного алгоритма. В многоуровневых алгоритмах на высших уровнях возникает проблема нецелочисленного сдвига ЭИ и ТИ, что приводит к необходимости оценки эффективности на этих уровнях не на одноточечном множестве, а в прямоугольной целочисленной окрестности формируемой алгоритмом оценки сдвига изображений, размеры которой определяются в процессе испытаний алгоритма. Соответствующее выражение для эффективности одноуровневого алгоритма получено в [3].

Цель работы – обобщение формулы вероятности правильного совмещения изображений на случай многоуровневого корреляционного алгоритма.

Постановка задачи

Пусть ЭИ и ТИ заданы в виде матриц

$$E = [e_{ij}], i \in \overline{1, M_1}, j \in \overline{1, M_2}; T = [t_{ij}], i \in \overline{1, N_1}, j \in \overline{1, N_2}; N_1 < M_1, N_2 < M_2$$

соответственно и известен истинный сдвиг (k_0, l_0) ТИ относительно ЭИ. Предположим, что справедлива аддитивная модель взаимодействия формируемого датчиком ТИ с шумом каждого канала датчика

$$t_{ij} = a_{ij} + n_{ij}, \quad i \in \overline{1, N_1}, j \in \overline{1, N_2}, \quad (1)$$

причем шумы каналов считаем независимыми гауссовскими случайными величинами с нулевым средним значением и среднеквадратическим отклонением σ , т.е. $n_{ij} \in N(0, \sigma)$.

Если сетки ТИ и ЭИ совпадают и искажения яркости ТИ отсутствуют, то

$$t_{ij} = e_{i+k_0-1, j+l_0-1} \text{rect}(i/N_1, j/N_2) + n_{ij}. \quad (2)$$

где $\text{rect}(i/N_1, j/N_2) = \begin{cases} 1, & i \in \overline{1, N_1}; j \in \overline{1, N_2}; \\ 0, & i \notin \overline{1, N_1}; j \notin \overline{1, N_2}. \end{cases}$

Разобьем исходное ТИ \mathbf{T} на совокупность $s_1 \times s_1$ -подматриц и построим новое ТИ размерами

$$N_1^{(1)} \times N_2^{(1)} \quad (N_p^{(1)} = [N_p/s_1], p=1,2) \quad (3)$$

с элементами

$$t_{ij}^{(1)} = \sum_{k=1}^{s_1} \sum_{l=1}^{s_1} t_{s_r i+k-1, s_r j+l-1} h_{s_1-k+1, s_1-l+1}, \quad (4)$$

полученное путем фильтрации элементов исходного ТИ в каждом $s_1 \times s_1$ -окне с помощью двумерного нерекурсивного цифрового фильтра с весовыми коэффициентами h_{kl} . В формуле (3) $[x]$ обозначает операцию взятия целой части числа x . Аналогичным образом с помощью рекуррентных соотношений

$$t_{ij}^{(r)} = \sum_{k=1}^{s_r} \sum_{l=1}^{s_r} t_{s_r i+k-1, s_r j+l-1}^{(r-1)} h_{s_r-k+1, s_r-l+1}^{(r-1)}, \quad t_{ij}^{(0)} = t_{ij}, \quad h_{kl}^{(0)} = h_{kl}, \quad r \in \overline{1, R} \quad (5)$$

построим совокупность текущих изображений $\{\mathbf{T}^{(r)}\}_{r=0}^R$ ($\mathbf{T}^{(0)} = \mathbf{T}$), каждое из которых имеет размеры $N_p^{(r)} = [N_p^{(r-1)}/s_r]$, $N_p^{(0)} = N_p$, $r \in \overline{0, R}$, $p \in \overline{1, 2}$. Из аддитивной модели изображения (1) следует, что

$$t_{ij}^{(r)} \in N(a_{ij}^{(r)}, \sigma_r), \quad (6)$$

где $a_{ij}^{(r)} = \sum_{k=1}^{s_r} \sum_{l=1}^{s_r} a_{s_r i+k-1, s_r j+l-1}^{(r-1)} h_{s_r-k+1, s_r-l+1}^{(r-1)}$, $a_{ij}^{(0)} = a_{ij}$, $\sigma_r = \sigma_{r-1} \left[\sum_{k=1}^{s_r} \sum_{l=1}^{s_r} (h_{s_r-k+1, s_r-l+1}^{(r-1)})^2 \right]^{1/2}$.

$$\sigma_r = \sigma_{r-1} \left[\sum_{k=1}^{s_r} \sum_{l=1}^{s_r} (h_{s_r-k+1, s_r-l+1}^{(r-1)})^2 \right]^{1/2}, \quad \sigma_0 = \sigma.$$

Поскольку элементы матрицы \mathbf{T} предполагались статистически независимыми между собой, то и элементы матриц $\mathbf{T}^{(r)}$, $r \in \overline{1, R}$ обладают этим свойством. Аналогичным образом сформируем совокупность эталонных изображений $\{\mathbf{E}^{(r)}\}_{r=0}^R$ ($\mathbf{E}^{(0)} = \mathbf{E}$), каждое из которых имеет размеры $M_p^{(r)} = [M_p^{(r-1)}/s_r]$; ($M_p^{(0)} = M_p$); $p \in \overline{1, 2}$ и содержит элементы

$$e_{ij}^{(r)} = \sum_{k=1}^{s_r} \sum_{l=1}^{s_r} e_{s_r i+k-1, s_r j+l-1}^{(r-1)} h_{s_r-k+1, s_r-l+1}^{(r-1)}, \quad e_{ij}^{(0)} = e_{ij}, \quad r \in \overline{1, R}, \quad i \in \overline{1, M_1^{(r)}}, \quad j \in \overline{1, M_2^{(r)}}. \quad (7)$$

В случае простейшего цифрового фильтра с одинаковыми весовыми коэффициентами имеем $h_{kl}^{(r)} = 1/s_r^2$, $(k, l) \in \overline{1, s_r} \times \overline{1, s_r}$.

Решающая функция корреляционного алгоритма совмещения изображений на r -м уровне имеет вид

$$b_{kl}^{(r)} = \sum_{i=1}^{N_1^{(r)}} \sum_{j=1}^{N_2^{(r)}} \tilde{t}_{ij}^{(r)} \tilde{e}_{ij,kl}^{(r)}, \quad k \in \overline{1, R_1^{(r)}}, \quad l \in \overline{1, R_2^{(r)}}, \quad R_p^{(r)} = M_p^{(r)} - N_p^{(r)} + 1; \quad p \in \overline{1, 2}, \quad (8)$$

где $\tilde{t}_{ij}^{(r)} = (t_{ij}^{(r)} - \bar{t}^{(r)}) \left[\frac{1}{N^{(r)}} \sum_{i=1}^{N_1^{(r)}} \sum_{j=1}^{N_2^{(r)}} (t_{ij}^{(r)} - \bar{t}^{(r)})^2 \right]^{-1/2}$, $\bar{t}^{(r)} = \frac{1}{N^{(r)}} \sum_{i=1}^{N_1^{(r)}} \sum_{j=1}^{N_2^{(r)}} t_{ij}^{(r)}$, $N^{(r)} = N_1^{(r)} N_2^{(r)}$,

$$\tilde{e}_{ij,kl}^{(r)} = (e_{i+k-1, j+l-1}^{(r)} - \bar{e}_{kl}^{(r)}) \left[\frac{1}{N^{(r)}} \sum_{i=1}^{M_1^{(r)}} \sum_{j=1}^{M_2^{(r)}} (e_{i+k-1, j+l-1}^{(r)} - \bar{e}_{kl}^{(r)})^2 \right]^{-1/2}, \quad \bar{e}_{kl}^{(r)} = \frac{1}{N^{(r)}} \sum_{i=1}^{M_1^{(r)}} \sum_{j=1}^{M_2^{(r)}} e_{i+k-1, j+l-1}^{(r)}$$

$$k_0^{(r)} = \{k_0^{(r-1)} / s_r\}, l_0^{(r)} = \{l_0^{(r-1)} / s_r\}, k_0^{(0)} = k_0, l_0^{(0)} = l_0,$$

{x} – операция округления числа x до ближайшего целого.

В работе [2] для вероятности правильного совмещения ТИ и ЭИ с помощью одноуровневого корреляционного алгоритма получена формула

$$P(A/B_{k_0 l_0}) = \int_{-\infty}^{\infty} dy_{k_0 l_0} \prod_{i=1}^{R_1} \prod_{j=2}^{R_2} \int_{-\infty}^{y_{i1}} dy_{ij} w_b(y_{11}, \dots, y_{R_1 R_2}), \quad (9)$$

где w_b – совместная плотность распределения элементов матрицы \mathbf{b} , $B_{k_0 l_0}$ – событие, состоящее в том, что ТИ \mathbf{T} соответствует фрагменту ЭИ с номером (k_0, l_0) .

Требуется при вышеуказанных ограничениях и допущениях обобщить формулу (9) на случай многоуровневого корреляционного алгоритма и получить сравнительную оценку результатов расчетов по этой формуле с результатами статистических испытаний алгоритма.

Вывод формулы для вероятности правильного совмещения изображений

В соответствии с многоуровневым алгоритмом сначала производится совмещение изображений на R -м уровне. Пусть $A_{pq}^{(R)}$ – событие, состоящее в том, что

$$b_{pq} > b_{kl}^{(R)}, k \neq p, l \neq q, (k, l) \in \overline{1, R_1^{(R)}} \times \overline{1, R_2^{(R)}}, \quad (10)$$

т.е. коэффициент взаимной корреляции $b_{kl}^{(R)}$ достигает максимума на фрагменте ЭИ с номером (p, q) . В частности, если $p = k_0^{(R)}, q = l_0^{(R)}$ это событие соответствует правильному совмещению изображений на R -м уровне. В формуле (10) неявно предполагается, что $b_{kl}^{(R)}$ зависит от (k_0, l_0) , поскольку в силу (8) в формировании значений $b_{kl}^{(R)}$ участвуют отсчеты ТИ $\mathbf{T}^{(R)}$, соответствующего фрагменту с этим номером. Тогда вероятность наступления события $A_{pq}^{(R)}$ при условии, что ТИ $\mathbf{T}^{(R)}$ в наибольшей степени соответствует $(k_0^{(R)}, l_0^{(R)})$ -му фрагменту ЭИ $E^{(R)}$ определяется выражением

$$P_{pq}^{(R)} = P(A_{pq}^{(R)} / B_{k_0^{(R)} l_0^{(R)}}) = \int_{-\infty}^{\infty} dy_{pq} \prod_{i=1}^{R_1^{(R)}} \prod_{j=1}^{R_2^{(R)}} \int_{-\infty}^{y_{i\mu}} dy_{ij} w_{b^{(R)}}(y_{11}, \dots, y_{R_1^{(R)} R_2^{(R)}}), \quad (11)$$

где $w_{b^{(R)}}$ – совместная плотность распределения элементов матрицы $\mathbf{b}^{(R)}$. В работе [2] показано, что распределение вероятностей каждого элемента $\xi_{ij}^{(R)} = t_{ij}^{(R)} / \sigma_R$ централизованного и нормированного ТИ описывается выражением

$$w_{\xi_{ij}^{(R)}}(x) = \frac{\exp\left[-\frac{m + \alpha_{ij}^2}{2} + \frac{\alpha_{ij}^2 x^2}{4(x^2 + N)}\right]}{\sqrt{2\pi N} \cdot 2^{N/2-1}} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(\tau^{(R)}/4)^p \Gamma(N+1+2p) D_{-N-1-2p}\left(-\frac{\alpha_{ij} x}{\sqrt{x^2 + N}}\right)}{p! \Gamma(p+N/2) (1+x^2/N)^{(N+1)/2+p}}, \quad (12)$$

где $\alpha_{ij} = \alpha_{ij}^{(R)} = (a_{ij}^{(R)} - \bar{a}^{(R)}) / \sigma_R$, $D_\nu(x)$ – функция параболического цилиндра,

$$\bar{a}^{(R)} = \frac{1}{N^{(R)}} \sum_{i=1}^{N_1^{(R)}} \sum_{j=1}^{N_2^{(R)}} a_{ij}^{(R)}, N = N^{(R)} = N_1^{(R)} N_2^{(R)}, \tau^{(R)} = \sum_{i=1}^{N_1^{(R)}} \sum_{j=1}^{N_2^{(R)}} [\alpha_{ij}^{(R)}]^2. \text{ Параметр } \tau^{(R)} \text{ можно}$$

трактовать как энергетическое отношение сигнал/шум в ТИ $\mathbf{T}^{(R)}$.

Исследование свойств распределения (12), проведенное в работе [4], показало, что при достаточно больших значениях параметров $N^{(R)}, \tau^{(R)}$ его можно аппроксимировать гауссовским с первым и вторым начальными моментами

$$m_1(\xi_{ij}^{(R)}) = \alpha_{ij}^{(R)} \sqrt{N/2} e^{-\tau^{(R)}/2} \frac{{}_1F_1(N/2 - 1/2, N/2; \tau^{(R)}/2) \Gamma(N/2 - 1/2)}{\Gamma(N/2)},$$

$$m_2(\xi_{ij}^{(R)}) = \frac{\tau^{(R)} [1 + (\alpha_{ij}^{(R)})^2] e^{-\tau^{(R)}/2} (-\tau^{(R)}/2)^{-N/2}}{4(N-2)} \left[N(N-2) \Gamma(N/2 - 1, -\tau^{(R)}/2) - 4 \Gamma(N/2 + 1) \right],$$

где $N = N^{(R)}$, $\Gamma(a, b)$ – неполная гамма-функция, ${}_1F_1(a, c; x)$ – вырожденная гипергеометрическая функция, а элементы $\xi_{ij}^{(R)}$ можно считать независимыми между собой. Тогда интегрирование в формуле (11) дает

$$P_{pq}^{(R)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2/2} \prod_{k=1}^{R_1^{(R)}} \prod_{l=1}^{R_2^{(R)}} \Phi \left(\frac{x \sqrt{\mu_2(b_{pq}^{(R)})} + m_1(b_{pq}^{(R)}) - m_1(b_{kl}^{(R)})}{\sqrt{\mu_2(b_{kl}^{(R)})}} \right) dx, \quad (13)$$

где $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-t^2/2} dt$ – интеграл вероятности; $\mu_2(b_{kl}) = m_2(b_{kl}) - m_1^2(b_{kl})$ – дисперсия случайной величины b_{kl} .

На следующем этапе осуществляется совмещение ЭИ $E^{(R-1)}$ и ТИ $T^{(R-1)}$, но поиск максимума коэффициента корреляции производится не по всему ЭИ, а только в симметричной окрестности

$$J^{(R-1)} = \left\{ (k, l) \in \overline{1, R_1^{(R-1)}} \times \overline{1, R_2^{(R-1)}} \mid (k, l) \in \overline{R_{1\min}^{(R-1)}, R_{1\max}^{(R-1)}} \times \overline{R_{2\min}^{(R-1)}, R_{2\max}^{(R-1)}} \right\} \quad (14)$$

точки $(k_0^{(R-1)}, l_0^{(R-1)})$, где с учетом краевых эффектов

$$R_{1\min}^{(R-1)} = \max(1, k_0^{(R-1)} - [c_{R-1} s_{R-1}]), \quad R_{1\max}^{(R-1)} = \min(R_1^{(R-1)}, k_0^{(R-1)} + [c_{R-1} s_{R-1}]),$$

$$R_{2\min}^{(R-1)} = \max(1, l_0^{(R-1)} - [c_{R-1} s_{R-1}]), \quad R_{2\max}^{(R-1)} = \min(R_2^{(R-1)}, l_0^{(R-1)} + [c_{R-1} s_{R-1}]).$$

С помощью коэффициента c_{R-1} устанавливаются размеры подматрицы $E_{k_0^{(R-1)}, l_0^{(R-1)}}^{(R-1)} \subset E^{(R-1)}$, по элементам которой организуется поиск экстремума решающей функции (8) на $(R-1)$ -м уровне. При увеличении этого коэффициента увеличивается число операций для поиска положения экстремума и падает быстродействие алгоритма, но растет вероятность нахождения максимума в пределах подматрицы $E_{k_0^{(R-1)}, l_0^{(R-1)}}^{(R-1)}$. Этой подматрице

на R -м уровне соответствует подматрица $E_{k_0^{(R)}, l_0^{(R)}}^{(R)}$, номера элементов которой образуют множество

$$I^{(R)} = I_{k_0^{(R)}, l_0^{(R)}}^{(R)} = \left\{ (k, l) \in \overline{k_0^{(R)} - d_R, k_0^{(R)} + d_R} \times \overline{l_0^{(R)} - d_R, l_0^{(R)} + d_R} \right\}, \quad (15)$$

содержащее при $d_R > 1$ более одного элемента. Ясно, что $d_R = [c_{R-1}]$. Следовательно, вероятность правильного совмещения на R -м уровне есть вероятность наступления события $A^{(R)}$, состоящего в том, что наступает одно из несовместных в совокупности событий $A_{pq}^{(R)}, (p, q) \in I^{(R)}$, т.е. $A^{(R)} = \bigcup_{(p, q) \in I^{(R)}} A_{pq}^{(R)}$. В работе [3] показано, что

$$P^{(R)} = P(A^{(R)}) = 1 - \prod_{(p,q) \in I^{(R)}} (1 - P_{pq}^{(R)}), \quad (16)$$

где $P_{pq}^{(R)}$ определяется соотношением (13).

Условная вероятность наступления события $A^{(R-1)}$ при условии, что событие $A^{(R)}$ уже наступило, определяется соотношением

$$P^{(R-1)} = P(A^{(R-1)} / A^{(R)}) = 1 - \prod_{(p,q) \in I^{(R-1)}} (1 - P_{pq}^{(R-1)}),$$

где $I^{(R-1)}$ определяется (15),

$$P_{pq}^{(R-1)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2/2} \prod_{(k,l) \in I^{(R-1)} \setminus \{(p,q)\}} \Phi \left(\frac{x\sqrt{\mu_2(b_{pq}^{(R-1)})} + m_1(b_{pq}^{(R-1)}) - m_1(b_{kl}^{(R-1)})}{\sqrt{\mu_2(b_{kl}^{(R-1)})}} \right) dx. \quad (17)$$

Вероятность совмещения событий $A^{(R)}$, $A^{(R-1)}$ по теореме умножения вероятностей

$$P(A^{(R-1)} \cap A^{(R)}) = P^{(R)} P^{(R-1)}.$$

В общем случае на каждом r -м уровне с помощью коэффициента d_r и числа s_r формируются множества $J^{(r)}$, $I^{(r)}$ по формулам (14) и (15) соответственно, причем для $r = R$ имеем $J^{(R)} = \overline{1, R_1^{(R)}} \times \overline{1, R_2^{(R)}}$, число s_R не задается. Продолжив этот процесс по индукции, для вероятности правильного совмещения ТИ и ЭИ $(R+1)$ -уровневым корреляционным алгоритмом, получим окончательную формулу

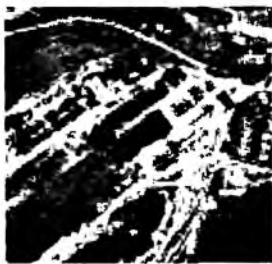
$$P = P\left(\bigcap_{r=0}^R A^{(r)}\right) = \prod_{r=0}^R P^{(r)}, \quad (18)$$

где $P^{(r)} = P(A^{(r)} / A^{(R)} \dots A^{(r+1)})$. На нулевом уровне, как и в одноуровневом алгоритме, число $d_0 = d$ задается, а не вычисляется через c_R .

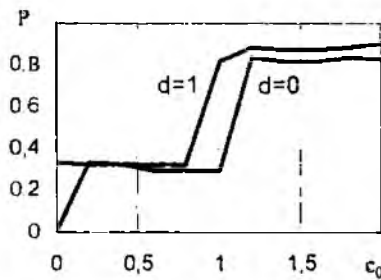
Случай $R = 0$ соответствует одноуровневому алгоритму, описанному в [3].

Результаты сравнительного анализа теоретических данных и данных, полученных путем статистических испытаний многоуровневого алгоритма

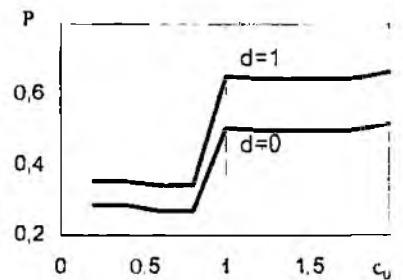
Статистические испытания корреляционного алгоритма можно провести, если задать ЭИ, путем вырезания из него подматрицы заданного размера сформировать ТИ, которое после добавления нормального шума с известными параметрами используется для сравнения со всеми фрагментами ЭИ и вынесения решения в пользу некоторого из них.



а



б



в

Рис. 1

Для оценки значения параметров c_i , $i \in \overline{0, R-1}$ были проведены статистические испытания двухуровневого алгоритма с ЭИ 100×100 элементов, представленным на рис. 1, а, и следующими исходными данными: $N_1 = N_2 = 35$; $k_0 = l_0 = 45$; $s_0 = 3$; $\tau = 17$ дБ. Зависимо-

сти эффективности алгоритма от параметра c_0 приведены на рис. 1, б для различных значений коэффициента $d = d_0$. В дальнейших испытаниях выбирались $c_i = 2, i \in \overline{0, R-1}$.

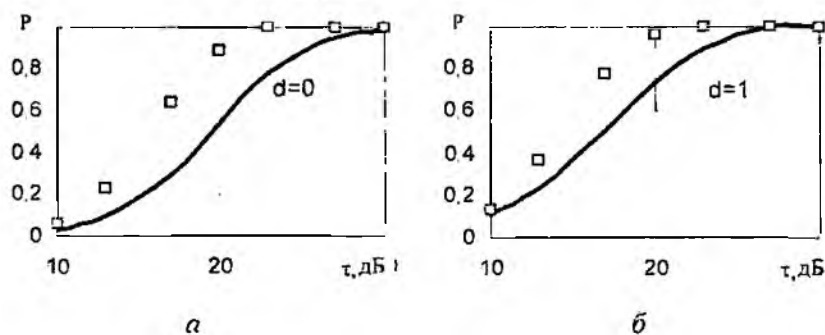


Рис. 2

Рис. 2 иллюстрирует зависимости вероятности правильного совмещения изображений от отношения сигнал/шум в ТИ для тех же исходных данных. Сплошными кривыми показаны графики, полученные путем расчетов по формуле (18), квадратиками – результаты статистических испытаний корреляционного алгоритма. В последнем случае значения эффективности алгоритма оказываются более высокими при средних отношениях сигнал/шум, чем предсказанные теорией. Для малых и больших значений параметра τ совпадение результатов оказывается более

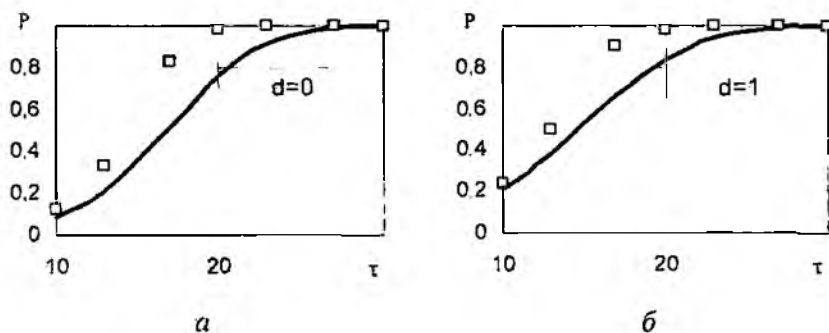


Рис. 3

удовлетворительным. Быстродействие такого алгоритма для изображений указанных размеров и компьютера Celeron-655 составила ~ 550 мс при $R = 0$ и ~ 40 мс при $R = 1$.

На рис. 1, в приведены теоретические зависимости эффективности от параметра c_0 , соответствующие экспериментальным, представленным на рис. 1, б. Ординаты скачка эффективности на обоих графиках примерно совпадают, что свидетельствует о правильности расчетного соотношения. Если бы было принято $d_1 = \{c_0\}$, где $\{x\}$ – операция округления числа x до ближайшего целого, то ордината перепада эффективности сместилась бы до значения $c_0 \approx 0,5$, что противоречит результатам статистических испытаний.

На рис. 3 приведены аналогичные зависимости эффективности трехуровневого алгоритма от отношения сигнал/шум для ЭИ, представляющего собой увеличенное в два раза изображение рис. 1, а, и следующих исходных данных: $N_1 = N_2 = 80$; $k_0 = l_0 = 75$; $s_0 = s_1 = 3$; $c_0 = c_1 = 2$. Быстродействие алгоритма составило $\sim 17,2$ с при $R = 0$; ~ 350 мс при $R = 1$; ~ 230 мс при $R = 2$.

Отметим, что на практике компьютер быстрее выполняет вычисления по алгоритму

$$q_{kl}^{(r)} = \sum_{i=1}^{M_1} \sum_{j=1}^{M_2} (\tilde{t}_{ij}^{(r)} - \tilde{z}_{ij,kl}^{(r)})^2, \quad (19)$$

чем в соответствии с (8), причем в силу центрированности и нормированности изображений $\tilde{t}_{ij}^{(r)}, \tilde{z}_{ij,kl}^{(r)}$ имеем $q_{kl}^{(r)} = 2(1 - b_{kl}^{(r)})$. Результаты по быстродействию относятся к случаю вычислений по формуле (19).

Выводы

Получено соотношение для эффективности многоуровневого корреляционного алгоритма совмещения изображений в КЭСН. Показано, что на «верхних» уровнях алгоритма для

вычисления вероятности правильной привязки необходимо использовать критерий правильного совмещения изображений, заключающийся в попадании экстремума решающей функции в окрестность заданного размера точки истинного совмещения. Получено удовлетворительное совпадение результатов расчетов по предложенной формуле с результатами статистических испытаний корреляционного алгоритма совмещения изображений.

Список литературы: 1. *Методы фильтрации сигналов в корреляционно-экстремальных системах навигации* / В.К. Баклицкий, А.М. Бочкарев, М.П. Мусьяков / Под ред. В.К. Баклицкого. М.: Радио и связь, 1986. 216 с. 2. *Антофеев В.И., Макаренко Б.И.* Теоретическая оценка эффективности алгоритмов локализации целей в двумерных КЭСН // *Электромагнитные волны и электронные системы*. 1997. Т. 2. №6. С. 83-89. 3. *Антофеев В.И., Быков В.Н., Чмиль В.В.* Вероятность правильного совмещения изображений в корреляционно-экстремальных системах навигации // *Радиотехника*. 2005. Вып. 140. С.70-76. 4. *Антофеев В.И., Быков В.Н., Кожушко Я.Н., Чмиль В.В.* Метод оценки влияния искажений изображений на надежность местоопределения радиометрических систем навигации летательных аппаратов // *Радиотехника*. 2004. Вып. 139. С.5 -15.

*Объединенный научно-исследовательский
институт Вооруженных Сил
ОАО НПО «Сатурн», г. Киев*

Поступила в редколлегию 12.04.2004

Д.С. КАЛЬЧЕНКО

ЦИФРОВАЯ КЛИЕНТ-СЕРВЕРНАЯ СИСТЕМА ПЕРЕДАЧИ РЕЧЕВОГО СИГНАЛА В КОМПЬЮТЕРНЫХ СЕТЯХ НА БАЗЕ ПРОТОКОЛА WINDOWS SOCKETS 2 (VOICE OVER IP)

Существующее множество доступных протоколов, позволяющих организовать сетевое взаимодействие компьютерных систем, вынуждает разработчика сделать рациональный выбор наиболее эффективного и в то же время наименее громоздкого протокола, позволяющего решить поставленную задачу.

Протокол Windows Sockets 2 имеет ряд свойств и возможностей, которые оказались эффективными в реализации подсистемы связи в уже существующей системе цифрового кодирования речевого сигнала.

Windows Sockets 2:

- позволяет создавать Internet, intranet и другие сетевые приложения, передающие данные любого типа через компьютерную сеть, независимо от используемого сетевого протокола;
- поддерживает такие новые сетевые возможности как Quality of Service (качество сетевых услуг) и multicast (многоадресная рассылка);
- следует Windows Open System Architecture (WOSA) модели, которая определяет стандарт интерфейса между приложением и стеком функций сетевых протоколов;
- имеет гибкий, открытый разработчику код, позволяющего реализовать сложные алгоритмы обработки и анализа параметров о процессе передачи данных (время пакетирования, временные задержки, процент использования пропускной способности цифрового канала и др.);
- совместим со всеми известными операционными системами;
- в основном центрирован для сетевого протокола TCP/IP, который в настоящее время является самым распространенным сетевым протоколом глобальных и локальных компьютерных сетей, и промышленным стандартом.

Несмотря на быстрый рост и популяризацию Интернета множество сетевых протоколов все еще используются в сетевом окружении. Часто выбор того или иного сетевого протокола связан с размерами сети или предпочтением IT-персонала организаций. В табл. 1 показана поддержка Windows Sockets 2 существующих сетевых протоколов как следствие всех систем, его использующих.

Таблица 1

Протокол	Windows NT 4.0	Windows 2000	Windows XP	Windows Server 2003
TCP/IP	Поддерживается	Поддерживается	Поддерживается	Поддерживается
DLC	Поддерживается	Поддерживается	Не поддерживается	Не поддерживается
NetBEUI	Поддерживается	Поддерживается	Не поддерживается	Не поддерживается
IPX	Поддерживается	Поддерживается	Поддерживается	Поддерживается
TP4	Поддерживается	Не поддерживается	Не поддерживается	Не поддерживается
IPv6	Не поддерживается	Не поддерживается	Поддерживается	Поддерживается

На базе протокола Windows Sockets 2 реализована подсистема организации связи в компьютерной сети и подсистема пакетирования и буферизации речевых данных, после их аналого-цифрового преобразования и кодирования. На рис. 1 показана общая функциональная схема системы цифровой передачи речи в компьютерных сетях (DKF-N). Те части

системы цифровой передачи речи, которые базируются на протоколе Windows Sockets 2. нарисованы пунктирной линией.



Рис. 1

Для обеспечения работы системы цифровой передачи речи DKF-N в реальном времени, используется двойная буферизация сигнала в процессе аналого-цифрового преобразования, кодирования и пакетирования (рис. 2).

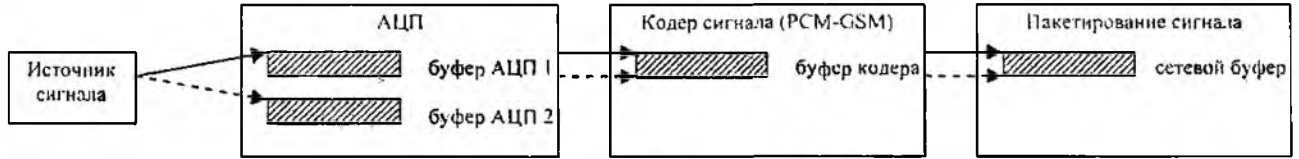


Рис. 2

Работа системы DKF-N в реальном масштабе времени обеспечивается «конвейерной» обработкой буферов сигнала. Такой подход обусловлен тем, что чтение данных из буфера, кодирование и пакетирование происходит на порядок быстрее, чем его заполнение от источника сигнала. В то время как буфер АЦП 1 заполняется новыми данными от источника сигнала, буфер АЦП 2 считывается в буфер кодера сигнала (и далее направляется на пакетирование), очищается и передается АЦП, образуя очередь ожидающих заполнения буферов. Такую схему работы системы можно сравнить с работой двухцилиндрового двигателя внутреннего сгорания. После заполнения сетевого буфера его обработкой занимается подсистема пакетирования сигнала (на серверной стороне) и подсистема распаковки и компоновки (на клиентской стороне).

Различают два типа сетевых систем: серверные и клиентские. Процесс создания таких систем также отличается. Общая модель создания потоковых TCP/IP серверов и клиентов следующая:

Сервер:

- инициализация WSA (Winsock Socket Application);
- создание сокета;
- привязка сокета;
- прослушивание сокета;
- установка соединения;
- прием и передача данных;
- завершение соединения.

Клиент:

- инициализация WSA;
- создание сокета;
- присоединение к серверу;
- прием и передача данных;
- завершение соединения.

Поддержка протокола Windows Sockets 2 компанией Microsoft в ее операционных системах происходит с помощью специальной библиотеки WS2_32.lib.

Первой функцией в потоковой TCP/IP системе DKF-N, позволяющей её инициализировать, является WSStartup(). Возвращаемый функцией результат используется для определения текущей версии протокола Windows Sockets, установленного на компьютере. Эти сведения определяют дальнейшее поведение и функциональность системы DKF-N.

После инициализации WSA вызывается функция `socket()`, создающая сокет. До вызова этой функции определяется используемое адресное пространство (адреса IPv4 или IPv6), тип сокета (поточный или дейтаграммный) и используемый сетевой протокол (IP, TCP, UDP, IPX, APPLETTALK, IPv6 и др.). Следует заметить, что использование потокового типа сокета обеспечивает упорядоченную, надежную, дуплексную связь с механизмом передачи данных OOB (out of band). Дейтаграммный тип сокета поддерживает дейтаграммы, не устанавливает логического соединения клиента и сервера, а также использует ненадежные буферы небольшого (обычно фиксированного) размера.

Для серверной части системы цифровой передачи речи DKF-N после создания сокета, происходит его привязка. Привязка сокета производится к конкретному IP-адресу и номеру порта с помощью функции `bind()`, параметрами которой являются семейство Интернет адресов, IP-адрес компьютера в формате 127.0.0.1 и номер порта, например 27013. После этих операций серверная часть системы DKF-N переводится в режим прослушивания сокета.

В свою очередь клиентская часть системы DKF-N производит присоединение к серверу. Вызов функции `connect()` требует определить такие же данные, как и при привязке сокета, а именно, IP-адрес компьютера в формате 127.0.0.1 (или DNS-имя компьютера) и номер порта (рис. 3).

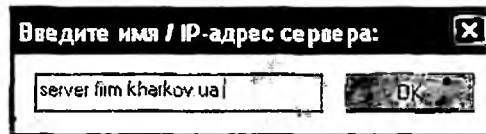


Рис. 3

После установления логического соединения обе части системы DKF-N готовы к передаче речевых данных. Формат данных обусловлен типом сетевого буфера и представляет собой поток байт в десятичном диапазоне от -128 до 127. Такой формат позволяет передавать любые данные по компьютерным сетям, в том числе речевые данные с любым количеством байт/отсчет.

Преимуществом использования протокола Windows Sockets 2 в системе цифровой передачи речи DKF-N можно назвать поддержку современной технологии ATM (Asynchronous Transfer Mode), применяемой в LAN и WAN окружениях. Транспортный сервис ATM позволит создать логические соединения с гарантированным качеством обслуживания (Quality of Service).

Подсистема организации связи в сети системы DKF-N позволяет минимизировать занимаемую полосу пропускания компьютерной сети, достичь исключительной производительности. Тесты показали, что максимальная скорость передачи данных может быть равна 750 Мбит в секунду в гигабитной сети, состоящей из 10 подсетей, разделенных концентраторами.

Работа системы цифровой передачи речи DKF-N в режиме передачи речевых данных представлена на рис. 4.

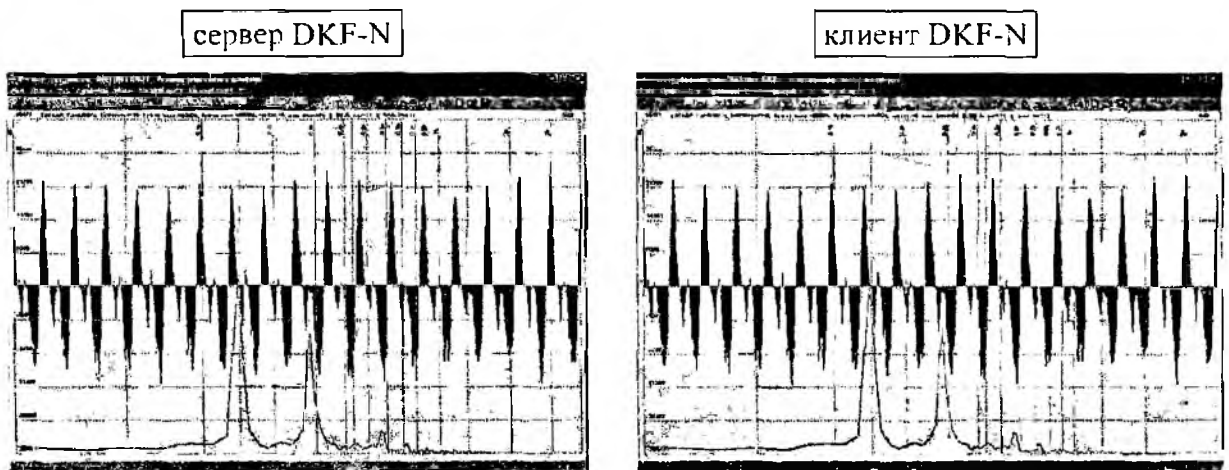


Рис. 4

При передаче данных система DKF-N фиксирует количество переданных пакетов, потерянных пакетов (если таковые имеются), время задержки кодирования и упаковки пакетов, размеры пакетов. Также, при необходимости дальнейшего анализа, переданный и полученный речевые сигналы записываются в звуковые файлы.

Представленная система цифровой передачи речи DKF-N позволяет организовать телефонную связь (IP-телефония) с использованием компьютерных терминалов в гибридных компьютерных сетях любой сложности.

Список литературы: 1. *Кульгин М.* Технологии корпоративных сетей Энциклопедия. СПб.: Питер, 1999. 704 с. 2. *Бондарев В.Н., Трестер Г., Чернега В.С.* Цифровая обработка сигналов: методы и средства. Севастополь: Изд-во СевГТУ, 1999. 398 с. 3. *Горелов Г.В., Ромашикова О.Н., Чан Туан Ань.* Качество управления речевым трафиком в телекоммуникационных сетях. М.: Радио и связь, 2001. 112 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 12.01.2005

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЗАДАННОГО КАЧЕСТВА ПРИ СЖАТИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОТЕРЯМИ

Введение

В течение последних 10-15 лет в области цифровой графики (мультимедиа, дистанционном зондировании, телекоммуникации, телеметрии, дистанционном управлении и многих других приложениях) стремительно развивается направление архивации изображений. Появление этого направления обусловлено тем, что изображения – это своеобразный тип данных, характеризуемый тремя основными особенностями [1]:

1) изображения занимают намного больше места в памяти, чем текст (например, скромная картинка в градациях серого размером 1024x768 точек занимает 0,78 Мб);

2) человеческое зрение при анализе изображения в первую очередь оперирует контурами, общим переходом цветов и сравнительно нечувствительно к малым изменениям в изображении. На основе этих особенностей человеческого восприятия созданы эффективные алгоритмы архивации графических данных, где восстановленное изображение не совпадает с оригинальным, но глаз наблюдателя этого различия практически не замечает;

3) наличие избыточности в двух или трех измерениях (в зависимости от типа изображений). Это означает, что соседние точки, как по горизонтали, так и по вертикали, в изображении близки по яркости. А если изображение цветное, то возможна значительная корреляция между цветовыми компонентами R, G и B [2].

При сжатии изображений к методам архивации предъявляют следующие основные требования:

- высокая степень сжатия: характеризуется коэффициентом сжатия (CR – compression ratio) или количеством бит, приходящимся на один пиксель сжатого изображения (bpp – bits-per-pixel);

- высокое качество восстановленных (декодируемых) изображений;

- высокие скорости компрессии и декомпрессии;

- возможность показать огрубленное изображение;

- устойчивость к ошибкам;

- небольшая стоимость аппаратной реализации.

На сегодняшний день наибольшее распространение в области сжатия графики получили алгоритмы: LZW (метод сжатия без потерь, применяемый в GIF- и TIFF-архиваторах), а также стандарты JPEG и JPEG2000, осуществляющие сжатие с некоторой потерей информации [1,3].

В подавляющем большинстве случаев при сжатии цветных изображений и изображений в градациях серого использование методов разрушающего сжатия является предпочтительным, так как они обладают коэффициентами сжатия в несколько раз большими, нежели методы «неразрушающей» компрессии [3,4].

Предлагаемые разработчиками архиваторы, в основе которых лежат разрушающие методы сжатия (сжатие с потерями), позволяют варьировать CR либо шаг квантования (Q) и, уже как следствие, степень потерь (чем выше CR, тем хуже качество восстановленного изображения). Однако в таких архиваторах задать требуемое качество декодируемого изображения как исходную требуемую величину, а затем выполнять архивацию не представляется возможным. Если в первую очередь необходимо обеспечить требуемое качество сжатого изображения (что важно для многих практических приложений), то указанный недостаток существенно ограничивает пользователя: сильно увеличивается время работы в интерактивном режиме. Приходится несколько раз кодировать/декодировать данные и визуально или количественно сравнивать восстановленное изображение с оригиналом, прежде чем желаемый результат будет достигнут.

Следовательно, актуальной является задача разработки автоматизированной процедуры выбора CR (при приемлемом, заранее заданном качестве декодируемого изображения) и возможности архивации изображений при заданном качестве восстановленных данных. Программные продукты такого рода могут успешно применяться в дистанционном зондировании, радиолокации, системах распознавания и обнаружения, геодезии, медицине и многих других научных и промышленных областях.

Исследование качества сжатия изображений

Как уже было отмечено, существующие методы сжатия изображений без потерь мало эффективны из-за чрезвычайно низких коэффициентов сжатия (обычно максимально достижимые CR имеют порядок 1,2...1,5). Разрушающие методы архивации обладают приемлемыми для практики коэффициентами сжатия (от 3 до 70 раз), однако кодирование осуществляется с некоторой потерей информации, что может привести к визуально заметному (значительному) ухудшению изображения, качество которого зависит от величины вносимых искажений, вызванных эффектом квантования [3,5-8].

Для решения поставленной задачи нами предлагается методика, с помощью которой возможно автоматически сжимать изображения в градациях серого с определенным (требуемым) качеством, независимо от текстуры графики. При этом восстановленные данные могут либо визуально не отличаться от оригинала, либо характеризоваться заранее заданной величиной вносимых потерь. В соответствующем программном продукте пользователь может самостоятельно указать требуемое качество декодируемого изображения или коэффициент сжатия, в зависимости от приоритета.

В основе предлагаемого подхода лежит метод сжатия с потерями JPEG2000 [9]. Такое решение принято исходя из следующих соображений: во-первых, результаты многочисленных исследований [10], а также частные примеры, приведенные ниже, свидетельствуют о существенном преимуществе в качестве сжатия метода JPEG2000 по сравнению с методом JPEG (большем CR при одном и том же уровне вносимых потерь). Во-вторых, стандарт JPEG2000, в отличие от JPEG, позволяет показать огрубленное изображение, что является несомненным достоинством при передаче информации по различным каналам связи, включая Интернет. В-третьих, при использовании JPEG изображения разбиваются на квадратные блоки размерностью 8x8, которые обрабатываются независимо друг от друга, что при высоких CR вызывает специфические искажения, в частности блочный эффект. В-четвертых, на рынке микронной продукции уже появились недорогие, специализированные чипы, способные осуществлять сжатие статических изображений со скоростью от 1 до 30 кадров в секунду (в зависимости от размера), что позволяет реализовать JPEG2000 аппаратно.

Известно, что на эффективность сжатия изображений влияют следующие факторы [2,4-6]:

- метод сжатия, лежащий в основе архиватора;
- графическая текстура изображения;
- наличие помех различного рода.

Приведем данные, позволяющие сравнить эффективность методов сжатия с потерями JPEG и JPEG2000. Сравнение осуществлялось для 8-битных изображений в градациях серого с различной графической текстурой (см. рис. 1 пример тестовых изображений: *a* – аэродром, *b* – бабуин, *в* – Барбара, *г* – Сан-Диего), которые подвергались сжатию/восстановлению. Полученные результаты представлены в табл. 1, где приведены количественные характеристики качества восстановленных изображений.

Данные приведены при фиксированном CR, равном 10 ($bpp=0,8$) для всех изображений. Напомним, что bpp определяется следующим образом:

$$bpp = \frac{DBI}{CR}, \quad (1)$$

где DBI – depth-of-brightness-image – глубина яркости изображения (для изображений в градациях серого $DBI = 8$).

Для оценки качества сжатого/восстановленного изображения нами использовался традиционный критерий – пиковое соотношение сигнал/шум (PSNR – peak-signal-to-noise-ratio) [5,7,8]:

$$PSNR = 10 \log_{10} \frac{s^2}{\sigma^2}, \quad (2)$$

$$\text{где } \sigma^2 = \frac{1}{MN} \sum_{i=1}^{MN} (I_i^o - I_i^{cr})^2,$$

где I_i^o – значение i -го пикселя в исходном изображении, I_i^{cr} – величина i -го пикселя изображения, восстановленного после сжатия, i – двумерный индекс пикселя в изображении размерностью $M \times N$, s – максимальная величина пикселя в изображении (для изображений в градациях серого $s = 2^8 - 1 = 255$), σ^2 – среднеквадратическая ошибка.

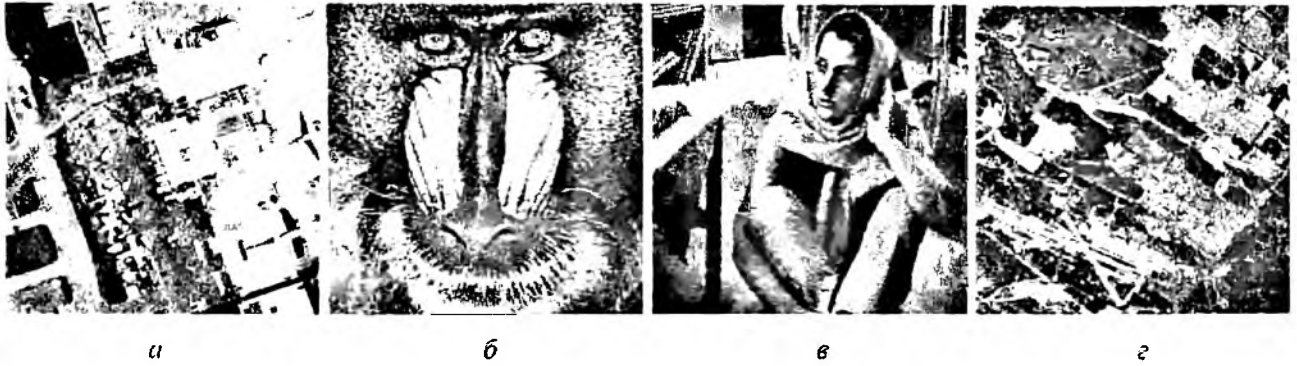


Рис. 1

Таблица 1

Изображение	Аэродром		Бабуин		Барбара		Сан-Диего	
	JPEG	JPEG2000	JPEG	JPEG2000	JPEG	JPEG2000	JPEG	JPEG2000
PSNR, дБ	28,1	31,5	25,3	27,7	31,8	36,2	26,8	28,2

Как следует из результатов, представленных в табл. 1, метод сжатия JPEG2000 обладает существенно большей эффективностью сжатия по сравнению с методом JPEG. Так, при одинаковых bpp, при использовании JPEG2000 PSNR оказался выше на 1,4 ÷ 4,4 дБ в зависимости от изображения. Кроме того, из приведенных результатов видно, что при одном и том же bpp вносимые архиваторами искажения заметно отличаются для различных изображений. Как правило, для изображений, содержащих много текстурных участков и малоразмерных деталей, PSNR существенно ниже, чем для изображений с большой площадью однородных участков. Однако заранее предсказать, какие искажения будут внесены в данное изображение при его сжатии с потерями, весьма сложно. При одном и том же bpp (например, 0,8) качество одних изображений можно считать приемлемым, как для изображения Барбара (PSNR=36,2 дБ JPEG2000), а для других – недостаточным (Сан Диего, PSNR=28,2 дБ, JPEG2000).

Таким образом, желательно, чтобы архиватор учитывал эту особенность сжатия и в автоматическом режиме обеспечивал такое качество декодированных данных, при котором вносимые потери имели бы уровень, не выше заданного.

Процедура автоматизированного процесса обеспечения заданного PSNR

В архиваторах графических приложений, в основе которых лежит метод JPEG2000 присутствует возможность варьировать bpp (коэффициент сжатия) без контроля качества изображения после восстановления. Это обусловлено тем, что данный метод разрабатывался в основном для передачи данных по линиям с ограниченной пропускной способностью. Вли-

ять на качество восстановленного изображения можно изменением bpp . Следовательно, необходимо найти такой bpp , который соответствует заранее заданному значению PSNR.

Задаваемое значение PSNR может быть различным. Одна из возможных ситуаций – обеспечить такое PSNR, при котором пользователь визуально не наблюдает различий между исходным и восстановленным изображениями. Обычно считается, что человеческое зрение практически не отличает восстановленное изображение от оригинала при PSNR порядка 35..37 дБ [9], хотя это зависит от пользователя и свойств кодируемого изображения (см. рис. 2 изображение Сан-Франциско: *а* – исходное; *б* – PSNR=37 дБ, $\text{bpp}=1.6$; *в* – PSNR=32 дБ, $\text{bpp}=0.87$; PSNR=27 дБ, $\text{bpp}=0.33$).

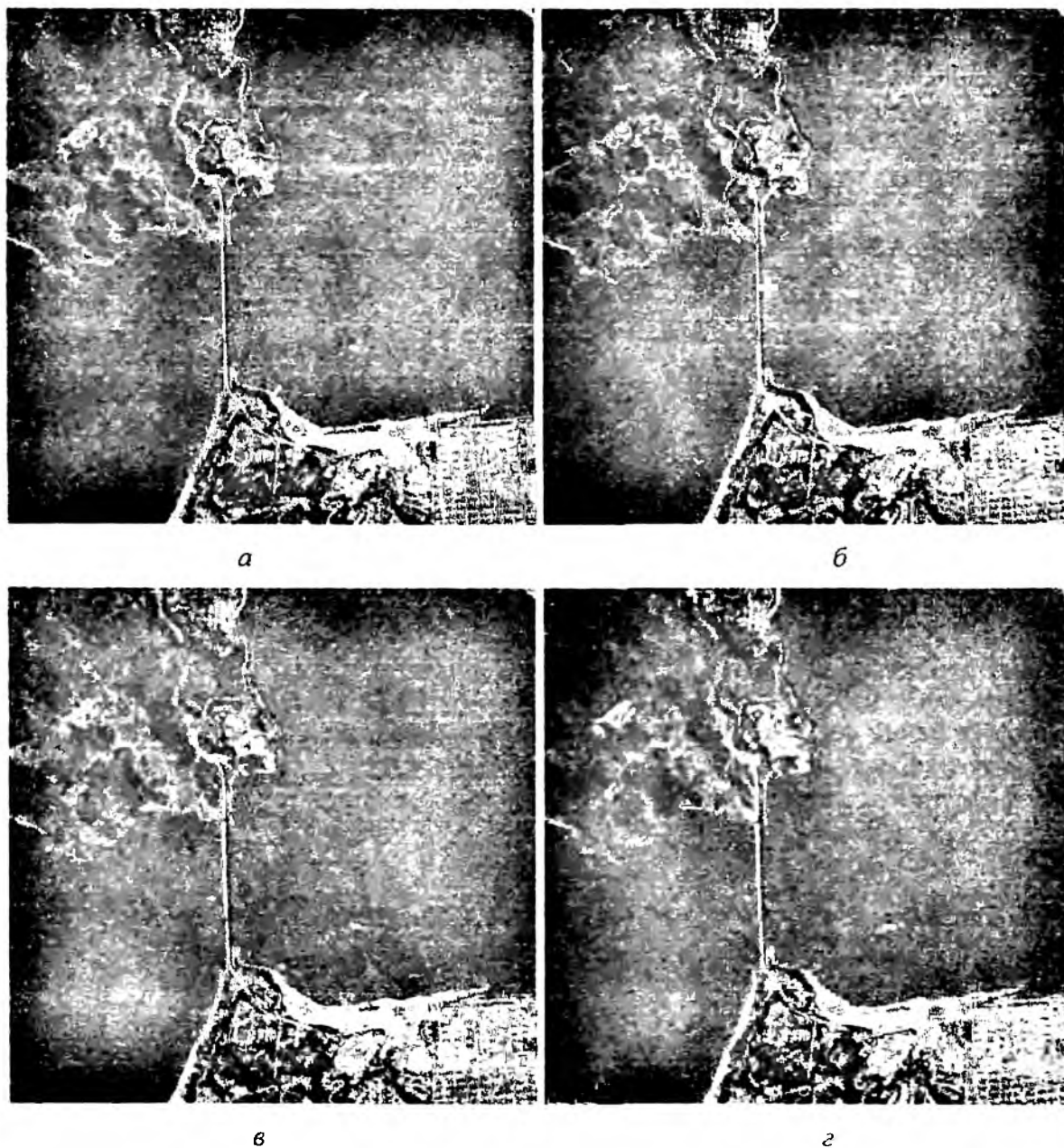


Рис. 2

Вторая возможная ситуация – внесение таких искажений, которые практически не оказывали бы негативного влияния на показатели надежности решения задач распознавания изображений или, например, интерпретации данных дистанционного зондирования. В этом случае вносимые потери и требуемое PSNR определяется используемыми на конечном этапе методами и алгоритмами.

Предположим, что пользователь имеет достаточные априорные сведения для того, чтобы установить требуемое PSNR (в дальнейшем $PSNR_{TP}$). Тогда необходимо с высокой точностью определить bpp (в дальнейшем $bpp_{иск}$), обеспечивающее $PSNR_{TP}$.

Предлагаемая процедура автоматического определения bpp для $PSNR_{TP}$ состоит в следующем.

1) исходной точкой для запуска процедуры предлагается взять $bpp_0=1,6$. Как показали исследования, результаты которых отображены в виде кривых на рис. 3, 4 (на рис.4 приведена усредненная по всем исследуемым изображениям зависимость PSNR от bpp), такая начальная величина bpp_0 обеспечивает в среднем PSNR около 37 дБ, что для практических приложений обычно достаточно. Затем сжатое изображение восстанавливается и определяется PSNR.

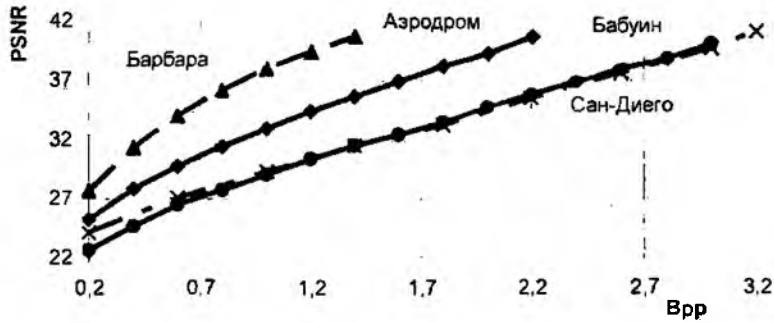


Рис. 3

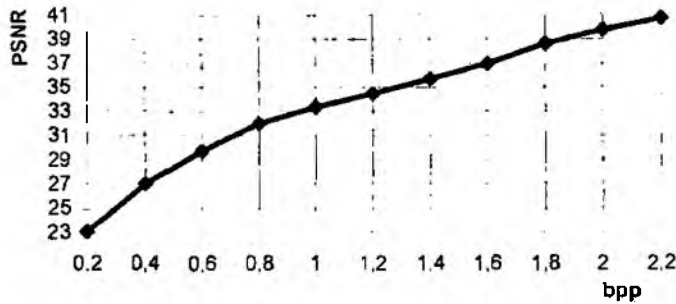


Рис. 4

2) Если текущее $PSNR_i$ меньше $PSNR_{TP}$, то $bpp_{i+1}=bpp_i+0,2$ и процедура повторяется до тех пор, пока $PSNR_i$ восстановленного изображения не достигнет или не превысит требуемое значение.

3) Если $PSNR_i$ больше $PSNR_{TP}$, то $bpp_{i+1}=bpp_i-0,2$ и процедура повторяется аналогично пункту 2, пока значение $PSNR_i$ для восстановленного изображения не достигнет или не станет меньше $PSNR_{TP}$.

4) В соответствии с найденными значениями $PSNR_i$, bpp_i , $PSNR_{i-1}$, bpp_{i-1} и $PSNR_{TP}$ ($i-1$ – последний шаг пункта 2 или 3), находится $bpp_{иск}$.

$$bpp_{иск} = \frac{PSNR_{TP} - PSNR_i}{PSNR_{i-1} - PSNR_i} (bpp_{i-1} - bpp_i) + bpp_i \quad (3)$$

Структурная блок-схема предлагаемого архиватора приведена на рис. 5.

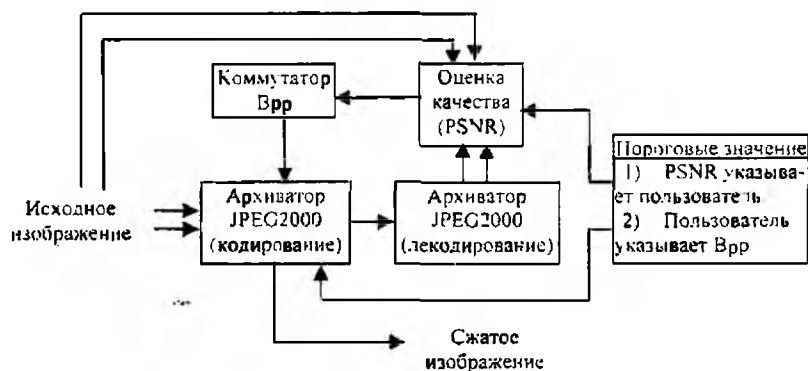


Рис. 5

Предложенную процедуру автоматического определения порогового значения PSNR возможно реализовать не только для JPEG2000, но и для метода сжатия изображений JPEG. Для этого аналогично п. 1-4 строится дискретная зависимость PSNR от Q и с помощью линейной интерполяции определяется, какое $Q_{иск}$ соответствует $PSNR_{тр}$.

Анализ точности предложенной процедуры

Отметим, что для определения искомых bpp или Q фактически необходимо решить задачу интерполяции зависимостей $PSNR(bpp)$ или $PSNR(Q)$, причем нами предлагается использовать для этого алгоритм линейной интерполяции (3), как простейший из возможных вариантов. При решении такого рода традиционных задач точность определения координат соответствующих аргументов зависит от ряда факторов: поведения интерполируемой кривой, дискретности их представления (в данном случае Δbpp) и алгоритма интерполяции. Чем меньше Δbpp и более совершенен алгоритм интерполяции, тем точнее оценки $bpp_{иск}$ или $Q_{иск}$. С другой стороны, для рассматриваемого приложения желательно получить результат достаточно быстро (за приемлемое число шагов), что обуславливает целесообразность увеличения Δbpp .

Как видно из графика, представленного на рис. 3, кривые $PSNR(bpp)$ в диапазоне значений PSNR 30..40 дБ имеют монотонно возрастающий характер, достаточно близкий к линейному. Это позволяет предположить, что погрешность определения $bpp_{иск}$ при $PSNR_{тр}$ должна быть незначительной даже при использовании алгоритма (3) и достаточно большого Δbpp .

Эксперименты подтвердили это предположение. Исследования проводились для 20-ти реальных изображений дистанционного зондирования и 20-ти фотоизображений в градациях серого. Для каждого изображения задавались три значения $PSNR_{тр}$, равные 37, 32 и 27 дБ. Затем в соответствии с предложенной процедурой определялись $bpp_{иск}$, для которых рассчитывались реальные значения PSNR. Далее определялась точность интерполяции, характеризующаяся разностью $\Delta_{PSNR} = PSNR - PSNR_{ТР}$.

Было установлено, что, во-первых, в подавляющем большинстве случаев $\Delta_{PSNR} > 0$ и при этом $\Delta_{PSNR} < 0,05 дБ$. Только в трех случаях действительное PSNR превысило $PSNR_{зад}$ на величину, лежащую в диапазоне 0,1...0,3 дБ, причем это имело место для $PSNR_{зад}$, меньших 27 дБ, что нетипично для практических приложений.

Заметим, что поскольку обычно $\Delta_{PSNR} > 0$, то обеспечиваемое качество изображений, сжимаемых в соответствии с предложенной процедурой, несколько лучше требуемого.

В принципе, аналогичная процедура возможна и при интерполяции зависимости $PSNR(CR)$ (напомним, что CR и bpp однозначно связаны равенством (1)). Однако зависимость PSNR от CR более нелинейная (см. рис. 6). Вследствие этого для обеспечения желаемой точности обычно приходится использовать малую дискретность по CR и, соответственно, увеличивать число шагов процедуры.

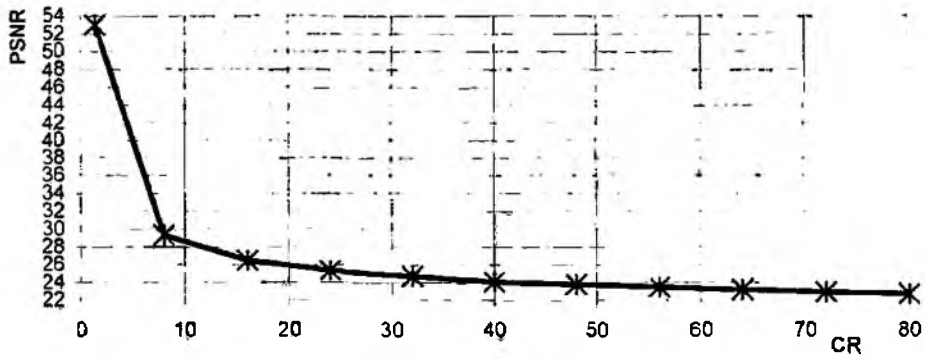


Рис. 6

Для автоматической процедуры определения $bpp_{иск}$ время обработки одного изображения варьируется в зависимости от его размеров, числа шагов, необходимых для достижения $PSNR_{тр}$ и особенностей программно-аппаратной реализации. Как показали эксперименты, при размере изображения 512x512 пикселей время обработки не превышает 5 с на компьютере с процессором Celeron, тактовая частота которого составляет 1 ГГц, операционной системой Windows XP и без оптимизации программного кода архиватора.

Заключение

Таким образом, предложенный подход к обеспечению сжатия изображений с заданным качеством, в основе которого лежит метод сжатия статических изображений JPEG2000, характеризуется приемлемой точностью и удобством для пользователя. Эти достоинства достигнуты благодаря встроенной процедуре оценки качества сжатого изображения и линейной интерполяции, что позволило автоматизировать процесс сжатия и обеспечить получение выходного результата в течение единиц секунд. Основное применение предложенного архиватора – сжатие изображений в градациях серого для таких приложений, как дистанционное зондирование земной поверхности, медицинские системы формирования изображений и т.д. На наш взгляд, возможно применять данный архиватор и для сжатия цветных изображений с модификацией процедуры оценки восстановленных данных.

Основные вычислительные затраты для предложенной процедуры определяются количеством операций сжатия/восстановления изображений, зависящим, в том числе, от Δbpp . Одним из возможных путей уменьшения количества итераций при сохранении точности представляется некоторое увеличение Δbpp с применением более сложных методов интерполяции.

Список литературы: 1. Ватолин Д., Ратушняк А., Смирнов М. и др. Методы сжатия видеоданных. С-Пб, 2002. 250с. 2. Lukac R., Smolka B., Martin K. et al., Vector Filtering for Color Imaging // IEEE Signal Processing Magazine. Jan. 2005. P. 74-86. 3. Быков Р.Е., Цифровое преобразование изображений. М.: 2003. 228 с. 4. Kaarna A. Multispectral Image Compression Using the Wavelet Transform. Monistamo, 2000. 64 p. 5. Пономаренко Н., Лукин В., Егизарян К., Астала Ж., Partition Schemes in DCT Based Image Compression // Technical Report 3-2002. Tampere University of Technology. Finland, 2002. 100 p. 6. Егизарян К., Зеленский А.А., Лукин В.В., Пономаренко Н.Н. Анализ эффективности сжатия РСА изображений // Электромагнитные волны и электронные системы. 2002. №7. С. 23-32. 7. Зряхов М.С., Лукин В.В., Наседкин К.В. Сжатие многоканальных ЭКГ на основе предварительной обработки и применения двумерного ДКП // Радиоэлектронные компьютерные системы. 2003. Вып. 1. С. 18-25. 8. Kaarna A., Parkkinen J., Blockwise Distortion Measure for Lossy Compression of Multispectral Image // Proceeding of the 10-th European Signal Processing Conference. Tampere, Finland, 5-8 September, 2000, pp. 2197-2200. 9. <http://www.kakadusoftware.com>. 10. Salomon D., Data Compression. The Complete Reference. 3rd edn. Springer (2004).

Национальный аэрокосмический университет
и.м. Н.Е. Жуковского «ХАИ»

Поступила в редколлегию 12.10.2005

СТРУКТУРА ИСТОЧНИКОВ И НАПРАВЛЕННОСТЬ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ДАЛЬНЕМ ТРОПОСФЕРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН

Введение

Характеристики электромагнитного поля, наблюдаемого за пределами радиогоризонта, подробно изучались многими исследователями в связи с задачами дальней тропосферной радиосвязи. Обзор и анализ теоретических и экспериментальных работ в этой области содержит монография [1], работа [2] и др. Результаты экспериментального исследования статистических характеристик сигналов на различных трассах приведены в работе [3].

Из-за сложности изучаемого явления ряд вопросов остается неясным до настоящего времени. Существенные расхождения результатов теоретического анализа и экспериментальных данных обнаруживаются при изучении углового распределения интенсивности поля за радиогоризонтом. Авторы одной из первых работ по рассеянию волн в тропосфере [4] Букер и Гордон приходят к выводу, что рассеяние «вперед», когда угол θ между волновыми векторами основной \vec{k} и рассеянной \vec{k}_s волн мал, обусловлено крупномасштабными неоднородностями, характерный размер которых l значительно больше длины волны λ .

Аналогичный вывод следует из выражений для эффективного поперечника рассеяния σ , приведенных в работах [5-7]. В этих выражениях $\sigma \sim \Phi(\vec{K})$, где $\Phi(\vec{K})$ – спектральная плотность флуктуаций диэлектрической проницаемости $\epsilon(x, y, z)$. Здесь $\vec{K} = \vec{k} - \vec{k}_s$, и если угол рассеяния $\theta \ll 1$, то $|\vec{K}| \ll |\vec{k}|$. Тогда для характерного масштаба l в статистически изотропной среде получается оценка $2\pi/K \approx 2l \gg \lambda$. Сходство и, по существу, идентичность результатов указанных работ применительно к рассеянию «вперед» отмечается в [8].

В данной работе рассматривается зависимость интенсивности рассеянного поля от θ в предположении, что имеет место дифракция на неоднородностях, масштабы которых сопоставимы с длиной волны, а разность начальных фаз $\Delta\psi$ элементарных вторичных волн в разных элементах рассеивающего объема среды ограничена значениями $\Delta\psi \ll \pi$, т.е. допускается синфазное суммирование элементарных вторичных волн.

Пространственная структура источников вторичного излучения

Для решения этой задачи необходимо сформулировать условия, которым удовлетворяет поле, рассеянное в конечный телесный угол. Эти условия с учетом экспериментальных данных о структуре поля можно сформулировать следующим образом.

1) Рассеянное поле существует в пределах конечного угла Ω , полученного вращением образующей вокруг оси x , параллельной волновому вектору основной волны \vec{k} (рис.1). Угол θ_m между осью x и образующей соответствует максимальному углу рассеяния, характерному для дальнего тропосферного распространения радиоволн (ДТР).

2) Рассеянное поле – суперпозиция сферических волн парциальных источников вторичного излучения, расположенных в разных частях ограниченного объема Q неоднородной среды.

3) Парциальная сферическая волна может быть результатом сложения элементарных волн, фазовые центры которых находятся в объеме Q , причем разность фаз $\Delta\phi$ любых двух элементарных волн не превышает заданного числа δ в пределах телесного угла Ω .

При этих, достаточно общих, условиях легко показать, что парциальный источник вторичной волны при рассеянии «вперед» по структуре близок к линейным решеткам, характерным для обратного рассеяния волн [9].

Пусть точки b_1, b_2, b_3 находятся в рассеивающем объеме среды (см. рис.1); поле наблюдается в плоскости a_1, a_2 , перпендикулярной оси x , на расстоянии R ; a – радиус области наблюдения, ограниченной телесным углом Ω . Вторичные волны в точках b_1, b_2, b_3 порождаются бегущей плоской волной, причем волновой вектор \vec{k} параллелен оси x . Поэтому разность фаз этих волн в плоскости, содержащей точки b_2, b_3 и перпендикулярной оси x , равна разности начальных фаз $\Delta\psi$, которую вначале будем полагать равной нулю.

Дополнительный фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ получается за счет разности хода на пути R и зависит от угла рассеяния θ , причем $\theta \leq \theta_m$. На рис. 1 кривая $a_1x_2a_2$ – дуга окружности с центром в точке b_2 . Тогда

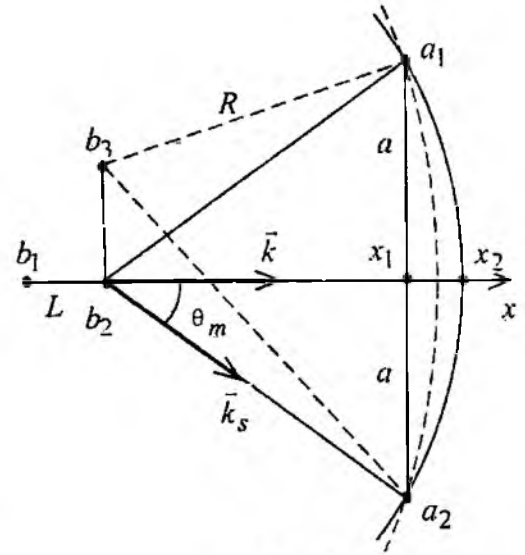


Рис. 1

$$x_2 - x_1 = \Delta R_2 = R - R\left(R^2 - a^2\right)^{1/2}.$$

Поскольку $a \ll R$, ограничивая биномиальное разложение двумя первыми слагаемыми, получим $\Delta R_2 = a^2/2R$.

Если расстояние между точками b_1 и b_2 равно L , то расстояние по оси x от x_1 до дуги окружности с центром в точке b_1 равно $\Delta R_1 = a^2/2(R+L)$.

Наибольшая в пределах Ω разность фаз волн, приходящих от точек b_1 и b_2

$$\Delta\varphi_1 = k(\Delta R_2 - \Delta R_1) = \frac{a^2 k L}{2R(R+L)},$$

где $k = 2\pi/\lambda$. При $R \gg L$ и $R \gg a$

$$\Delta\varphi_1 \approx k\theta^2 L/2. \quad (1)$$

Если точки b_2 и b_3 разнесены в перпендикулярном оси x направлении на расстояние d , то разность фаз волн, приходящих от этих точек, в пределах Ω не превышает

$$\Delta\varphi_2 = |kd \sin \theta|. \quad (2)$$

Потребуем в выражениях (1) и (2) выполнения неравенств: $\Delta\varphi_1 \leq \delta$, $\Delta\varphi_2 \leq \delta$, $\delta < \pi$. Тогда $k\theta^2 L/2 = \pi\theta^2 L/\lambda \leq \delta$; $kd \sin \theta \approx 2\pi d\theta/\lambda \leq \delta$, откуда

$$d \leq \delta\lambda/2\pi\theta. \quad (3)$$

$$L \leq \delta\lambda/\pi\theta^2. \quad (4)$$

Неравенства (3) и (4) определяют геометрическое место фазовых центров элементарных волн, в сумме составляющих парциальную сферическую волну. Можно оценить отношение L/d применительно к условиям ДТР. При расстоянии между передатчиком и приемником $R_1 = 850\text{км}$ с учетом эквивалентного радиуса Земли $R_3 \approx 8500\text{км}$ $\theta \approx R_1/R_3 = 0,1$, $L/d \approx 2/\theta \approx 20$. Если $R_1 = 400\text{км}$, то $\theta \approx 0,047$, $L/d \approx 42$.

Таким образом, парциальный источник вторичной волны можно рассматривать как линейную систему элементарных источников, аналогичную антенне бегущей волны, геометрические размеры которой не выходят за пределы, определяемые неравенствами (3)

и (4). Для $\theta = 0,1$ при $\delta = \pi/2$ продольный размер – $L \leq \lambda/2\theta^2 \approx 50\lambda$, поперечный – $d \leq \lambda/4\theta \approx 2,5\lambda$. Если $\theta = 0,035$, то $L \leq 408\lambda$, $d \leq 7,1\lambda$.

Для фиксированного значения δ величины L , d и θ взаимосвязаны, и эта связь не зависит от происхождения вторичных волн. Зависимость средней интенсивности рассеянного излучения от θ определяется здесь отношением L/λ и случайными возмущениями вдоль оси линейной системы («решетки»), т.е. может быть найдена на основе статистической теории антенн [10].

Зависимость функции ослабления сигнала при ДТР от угла рассеяния

Пусть на передающем конце линии тропосферной связи излучаемая мощность – P_0 , коэффициент усиления передающей антенны – G_0 . Область рассеяния Q образована пересечением узких диаграмм направленности антенн и находится в середине трассы длиной R_1 .

Каждый источник парциальной вторичной волны можно рассматривать как направленный «пассивный ретранслятор» (линейную решетку) с коэффициентом направленного действия (КНД) – $g_i(\theta)$. Для приближенных оценок примем максимальные значения d и L при $\delta = \pi/2$, что характерно для первой зоны Френеля:

$$d = L/4\theta, L = \lambda/2\theta^2. \quad (5)$$

Объем парциального источника вторичной волны

$$V_i = \pi d^2 L/4 = \pi \lambda^3 / 128 \cdot \theta^4.$$

Объем области Q при узких диаграммах направленности [6]: $Q \approx R_1^3 \alpha^2 \beta / 8\theta$, где α и β – ширина диаграмм направленности соответственно передающей и приемной антенны на уровне половинной мощности. Число решеток в объеме Q

$$N = Q/V_i = 16R_1^3 \alpha^2 \beta \theta^4 / \pi \theta \lambda^3.$$

Эффективная площадь вторичного излучения (ЭПЦ) объема Q без учета интерференционных слагаемых

$$S_{\Sigma} \approx \sum_{i=1}^N \mu_i A_i, \quad 0 < \mu < 1,$$

где μ_i – связано с электродинамическим «механизмом» рассеяния и не зависит от θ , $A_i = g_i(\theta)\lambda^2/4\pi$ – эффективная площадь вторичного излучения одной решетки.

Случайные величины μ_i и A_i статистически независимы. Поэтому выборочное среднее по объему Q

$$\langle \mu_i A_i \rangle = \langle \mu_i \rangle \langle A_i \rangle = \langle \mu_i \rangle \langle g_i \rangle \lambda^2 / 4\pi = \mu g(\theta) \lambda^2 / 4\pi.$$

Тогда

$$S_{\Sigma} = \mu AN = \frac{4\mu R_1^3 \alpha^2 \beta \theta^4 g(\theta)}{\pi^2 \theta \lambda}. \quad (6)$$

Средняя мощность рассеянного сигнала на выходе приемной антенны

$$P_c = \frac{P_0 G_0}{4\pi \left(\frac{R_1}{2}\right)^2} \cdot \frac{S_{\Sigma} g(\theta)}{4\pi \left(\frac{R_1}{2}\right)^2} \cdot A_{np} \eta, \quad (7)$$

где A_{np} – эффективная площадь антенны, $\eta < 1$ и учитывает потери усиления из-за неоднородности поля в раскрыве.

Функция ослабления сигнала при ДТР $V_{осл} = P_c/P_{св}$, где $P_{св} = P_0 G_0 A_{пр} / 4\pi R_1^2$ – мощность сигнала при связи в свободном пространстве. С учетом (6) и (7)

$$V_{осл} = \frac{P_c}{P_{св}} = \frac{4R_1\mu\alpha^2\beta\eta\theta^4 g^2(\theta)}{\pi^3\theta\lambda}. \quad (8)$$

Поскольку $R_1/\theta = R_3$ – радиус Земли, а L , λ и θ связаны равенством (5), выражение (8) можно записать в другой форме, преобразовав произведение $\theta^4 g^2(\theta)$.

$$\theta^4 g^2(\theta) = \left(\frac{\lambda}{2L}\right)^2 g^2(0) F^2(\theta) \approx \left(\frac{\lambda}{2L}\right)^2 \left(\frac{4L}{\lambda}\right)^2 F^2(\theta) = 4F^2(\theta),$$

где $F(\theta)$ – нормированная диаграмма направленности линейной решетки по мощности.

Таким образом, средняя функция ослабления

$$V_{осл}(\theta) = 16R_3\mu\alpha^2\beta\eta F^2(\theta) / \pi^3\lambda. \quad (9)$$

Диаграммы направленности вторичного излучения

Входящая в (9) функция $F^2(\theta)$ должна учитывать случайное положение фазовых центров элементарных волн, а также возможные флуктуации их начальных фаз $\Delta\psi$, которые можно рассматривать как флуктуации волнового числа k_p вдоль оси системы, причем его среднее значение $\langle k_p \rangle = k$.

В этом случае функция $F(\theta)$ описывается выражением [10]

$$F(\theta) = \overline{|f(\theta)|^2} = \frac{L^2}{4} \cdot e^{\beta^2 c^2} \left(I_0(W_0, \theta, \theta) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m \cdot (\beta \cdot c)^{2m}}{m!} I_m(W_m, \theta, \theta) \right). \quad (10)$$

где $W_m = c/(m + \beta^2 c^2)$, $W_0 = 1/\beta^2 c$, $\beta = \sigma L/2$, $c = 2\rho/L$, σ^2 – дисперсия флуктуаций Δk_p волнового числа k_p , ρ – радиус корреляции;

$$I_3(W, \theta, \theta) = \frac{\frac{4}{W_m} \cdot \left(\frac{1}{W_m^2} + \psi^2 \right) - 2 \left(\frac{1}{W_m^2} - \psi^2 \right)}{\left[\frac{1}{W_m^2} + \psi^2 \right]^2} + 2 \cdot e^{-\frac{2}{W_m}} \cdot \frac{\left(\frac{1}{W_m^2} - \psi^2 \right) \cdot \cos 2\psi - 2 \frac{\psi}{W_m} \sin 2\psi}{\left[\frac{1}{W_m^2} + \psi^2 \right]^2},$$

$$\psi = Lk(1 - \cos\theta)/2 = \pi(1 - \cos\theta)L/\lambda.$$

Параметры L/λ и βc по-разному влияют на форму кривой $F^2(\theta)$. Отношение L/λ определяет интервал углов θ , при которых $F^2(\theta) \approx 1$, а произведение $\beta c = \sigma\rho$ – скорость и характер убывания $F^2(\theta)$ с ростом θ . Это позволяет при сравнении расчетных и экспериментальных данных найти характерные для ДТР значения этих параметров.

В работе [5] в ходе специально спланированных экспериментов исследовалась зависимость мощности P_c принимаемого сигнала от угла рассеяния θ при $\lambda \approx 0,2\text{ м}$ и расстояниях между приемником и передатчиком 165 км и 340 км. Для условий, в которых проводились измерения, соотношение (4) приводит к оценке: $300\lambda \leq L \leq 400\lambda$, т.е. $60\text{ м} \leq L \leq 80\text{ м}$.

Приближенное значение σ можно найти из следующих соображений.

Когда вектор основной волны \vec{k} направлен вдоль оси решетки (рис. 2) и $|\vec{k}| = |\vec{k}_s|$, отклонение фазового центра O элементарной волны от оси системы при $\theta \neq 0$ приводит к изменению ее фазы в точке x_0 на $\Delta\varphi_1$, причем

$$0 \leq |\Delta\varphi_1| \leq (kd \sin \theta)/2 \approx kd\theta/2.$$

Это эквивалентно изменению волнового числа k_p на Δk_p и соответствующему изменению фазы $\Delta\varphi_2 = \Delta k_p l$ (см. рис. 2). Если $\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2$, то $\Delta k_p l \leq kd\theta/2$, или $\Delta k_p \leq kd\theta/2l \approx k\theta^2$.

Полагая, что значения Δk_p распределены нормально с дисперсией σ^2 и что $|\Delta k_p| \leq k\theta^2$ с вероятностью 0,956, получим: $2\sigma^2 = k\theta^2$, или $\sigma^2 = k\theta^2/2 = \pi\theta^2/\lambda$.

Для $\theta \approx 0,035$ и $\lambda = 0,2\text{ м}$ получаем оценки: $\sigma \approx 0,04$, $\beta \approx \sigma L/2 = 1,6$. Значение радиуса корреляции R может дать лишь сравнение расчетных и экспериментальных кривых.

Графики функций $F^2(\theta)$, вычисленные по формуле (10) с сохранением 20 первых слагаемых ряда, приведены на рис. 3. Там же отмечены экспериментальные точки, приведенные в работе [5], для «типичной» зависимости $\theta^4 g^2(\theta)$ () и усредненной по всем сериям измерений (). Расчетные кривые согласуются с экспериментальными, когда $L/\lambda = 450$, $\beta = 1,6$, $c = 0,3$. Это соответствует $L \approx 90\text{ м}$, $\rho \approx 13,5\text{ м}$.

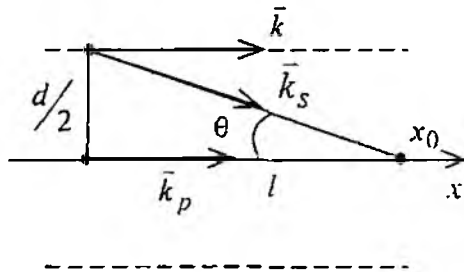


Рис. 2

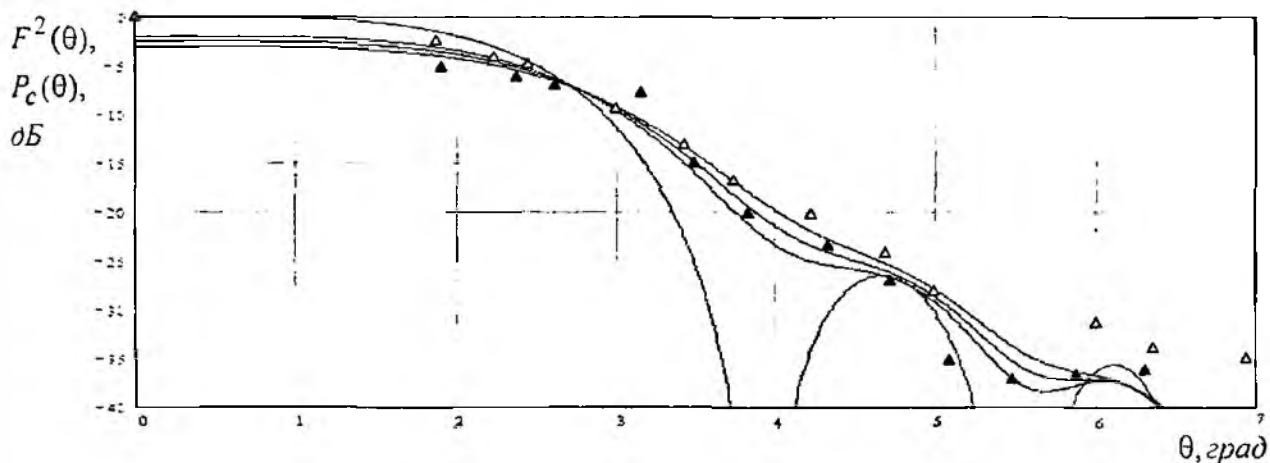


Рис. 3

На рис. 4 показана область значений $F^2(\theta)$, которая получается при изменении β и c в пределах $1 \leq \beta \leq 2$, $c = 0,3$, а также точки относительных значений $V^0_{осл}(\theta) \sim V_{осл}(R_1)/V_{осл}(50\text{ км})$, рассчитанных по экспериментальным данным работы [1], для $\lambda = 1,44\text{ м}$ () и $\lambda = 0,3\text{ м}$ (). Расстояния пересчитаны в углы рассеяния θ по формуле $\theta \approx R_1/R_3 + \alpha$, где α учитывает ширину диаграмм направленности антенн. В среднем $\alpha \approx 0,0174$.

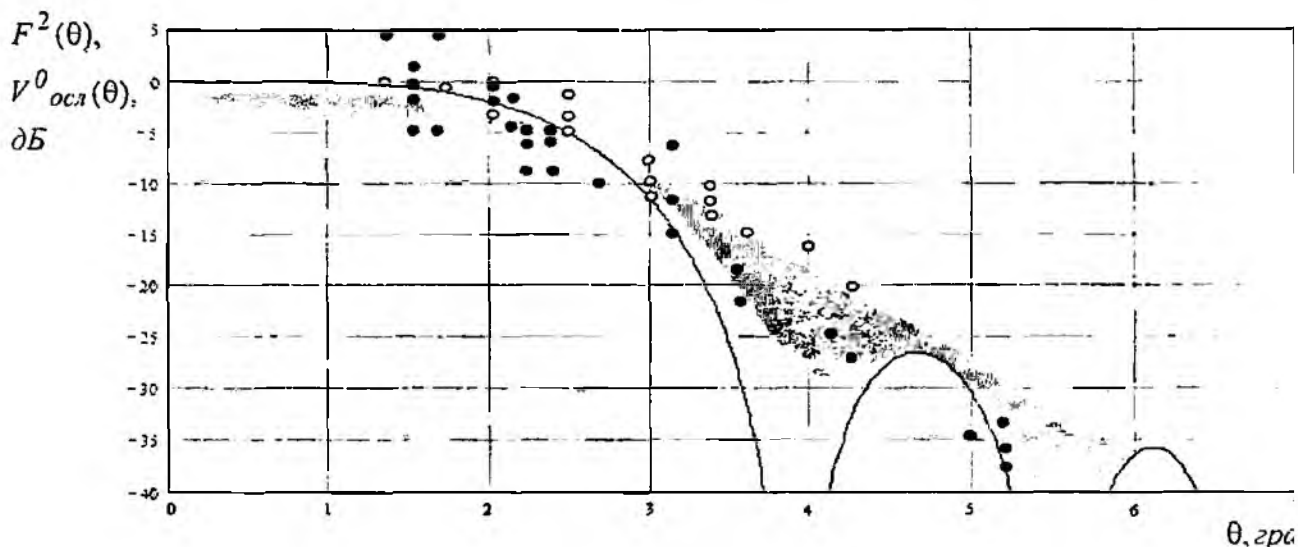


Рис. 4

Выводы

Ход кривой $F^2(\theta)$ в области $0 < \theta < 2^\circ$ согласуется с хорошо известной слабой зависимостью функции ослабления сигнала при ДТР $V_{осл}(R)$ от расстояния R при $R < 300$ км. Дальнейшее поведение функции $F^2(\theta)$ зависит от отношения L/λ и структурных особенностей среды.

Если справедливы сделанные выше предположения, то в условиях ДТР отношение L/λ остается приблизительно постоянным, а интенсивность рассеянного сигнала связана в большей мере с дисперсией флуктуаций ϵ , чем с анизотропией тропосферы.

Нужно отметить, что в общем случае ориентация оси «решетки» может не совпадать с направлением волнового вектора основной волны. Это влияет на оценки L и d , хотя характер кривых $F^2(\theta)$ сохраняется.

Список литературы: 1. *Дальнее тропосферное распространение ультракоротких волн.* / Под ред. Б.А. Введенского и др. М.: Сов. радио, 1965. 418 с. 2. *Шур А.А.* Характеристики сигнала на тропосферных радиолиниях. М.: Связь, 1972. 105 с. 3. *Шарыгин Г.С.* Статистическая структура поля УКВ за горизонтом. М.: Радио и связь, 1983. 139 с. 4. *Booker H.G., Gordon W.E.* A Theory of Radio Scattering in the Troposphere. // Proc. IRE, 38, 1950. №4. P. 401. 5. *Gjessing D.T.* Radio Physical Aspects of Irregular Structure in the Atmosphere. // Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн. Тр. Междунар. коллоквиума. М.: Наука, 1967. 226 с. 6. *Татарский В.И.* Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с. 7. *Кравцов Ю.А.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 223 с. 8. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981. 317с. 9. *Петров В.А., Шейко С.А.* Эквивалентная структура вторичных источников при обратном рассеянии волн // Радиотехника. 2002. Вып. 124. С. 36-41. 10. *Щифрин Я.С.* Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. 384с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 03.06.2005

О КРИТЕРИИ ТОЧНОСТИ ПРИ РАЗЛОЖЕНИИ СИГНАЛА В ИЗБЫТОЧНОМ БАЗИСЕ МЕТОДОМ ПОИСКА БАЗИСА

Введение

Метод разложения сигнала в избыточном базисе (ИЗБ), называемый методом поиска базиса (МПБ), обеспечивает наибольшую эффективность разложения, по критерию максимума разреженности разложения. Максимум разреженности достигается при минимуме коэффициента разреженности K_s , определенного как

$$K_s = \frac{N_u}{M},$$

где N_u – количество базисных элементов, используемых в разложении; M – общее количество базисных элементов.

В контексте частотно-временного анализа (ЧВА) высокая разреженность связана с высокой разрешающей способностью. Классические методы ЧВА позволяют повысить разрешение только за счет появления так называемых кросс-составляющих, то есть элементов, которые привнесены в результат анализа самим методом [1, 2, 3]. Использование методов основанных на ИЗБ [4, 5] позволяет повысить разрешение без появления кросс-составляющих [6].

Если ИЗБ удовлетворяет ограничению, что его базисные элементы не являются линейно зависимыми, то разреженность МПБ равна максимально возможной (идеальной). Эту идеальную разреженность можно получить, используя метод полного перебора. Однако так как количество переборов определяет биномиальный коэффициент C_N^M от размерности базиса, то время, затраченное на поиск такого, идеального разложения весьма велико (сотни часов).

Если ИЗБ не удовлетворяет указанному ограничению, то МПБ находит разложение, разреженность которого ниже по сравнению с идеальной, но значительно выше по сравнению с разреженностью, обеспечиваемой другими методами.

МПБ формулируется следующим образом:

$$\min \|x\|, \quad \text{при} \quad \mathbf{D}x = b, \quad (1)$$

где $\mathbf{D} \in \mathbf{R}^{N \times M}$ – матрица избыточного базиса; $x \in \mathbf{R}^M$ – искомое разложение; $b \in \mathbf{R}^N$ – сигнал.

Данную задачу минимизации можно свести к стандартной форме и решить методами линейного программирования (ЛП) [5]. Повысить скорость нахождения решения можно, используя искусственную нейронную сеть (ИНС), которая является аналогом применения ЛП к решению (1) и описывается следующей системой дифференциальных уравнений (СДУ) первого порядка [6, 7]:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = -\mathbf{D}^T (\mathbf{D} \cdot x - y - b) - P(x + \mathbf{D}^T \cdot y) \\ \frac{dy}{dt} = -\mathbf{D} (x + \mathbf{D}^T \cdot y - P(x + \mathbf{D}^T \cdot y)) + b \end{cases}, \quad (2)$$

где \mathbf{D}^T – транспонированный ИЗБ; $P(\bullet)$ – оператор проекции, который определяется в следующем виде:

$$P(x_i) = \frac{1}{2} (|x_i + 1| - |x_i - 1|) = \begin{cases} 1, & \text{если } x_i > 1, \\ x_i, & \text{иначе,} \\ -1, & \text{если } x_i < -1 \end{cases}.$$

На практике, при использовании персональной ЭВМ, более рациональным является не моделирование ИНС, а численное решение СДУ. Это связано с тем, что временные затраты на моделирование ИНС больше, чем на решение задачи ЛП. Выигрыш от ИНС может быть достигнут при реализации физической параллельности вычислительных процессов, например при изготовлении ИНС на программируемых логических интегральных схемах.

При численном решении СДУ [8 - 10] процесс нахождения решения имеет итерационную природу. Выбор критерия, по которому можно оценить точность решения на текущей итерации и сделать предположения о том, нужно ли продолжать итерации или их можно прекратить, имеет огромное значение. Также немаловажным моментом являются минимальные вычислительные затраты, к которым приводит используемый критерий.

В статье предложен критерий, позволяющий получить оценку точности разложения на данной итерации численного метода решения СДУ. Критерий не вызывает существенных дополнительных затрат машинного времени. Использование данного критерия совместно с методом Эйлера позволяет повысить скорость разложения сигнала в ИЗБ методом поиска базиса в два и более раз в зависимости от требований к точности разложения.

Выбор критерия

Необходимость использовать критерий обусловлена особенностью решаемой СДУ: отрезок времени, на котором находится решение, не ограничен сверху, так как система сходится при $t \rightarrow \infty$ [7]. Ограничивая время некоторой величиной, мы допускаем наличие некоторой ошибки в решении. Введение критерия должно обеспечить возможность контроля величины этой ошибки.

Когда система (2) находится в установившемся режиме, выполняются условия:

$$\frac{dx}{dt} = 0 \quad , \quad \frac{dy}{dt} = 0.$$

При этих условиях из (2) получаем

$$D(x + D^T y - P(x + D^T y)) = b. \quad (3)$$

Отметим, что на любой итерации вектор x является разложением сигнала b , то есть перемножив D на x , получим b . Но вектор x будет максимально разреженным только в установившемся режиме, когда выполняется равенство (3). В этом случае

$$D^T y - P(x + A^T y) = 0.$$

В неустановившемся режиме равенство (3) не выполняется. Вектор x совместно с $D^T y - P(x + D^T y) \neq 0$ формируют аппроксимацию искомого разложения, дающую, при умножении на D , аппроксимацию вектора b , которую обозначим через \tilde{b} .

$$D(x + D^T y - P(x + D^T y)) = \tilde{b}.$$

В любой момент времени имеем

$$\frac{dy}{dt} = b - \tilde{b}.$$

Таким образом, $\frac{dy}{dt}$ есть ошибка представления сигнала на текущей итерации.

Введем критерий точности как функцию $\xi(n)$ от итерации (n), которая равна отношению энергии ошибки представления сигнала к энергии сигнала

$$\xi(n) = \frac{\|b - \tilde{b}\|_2^2}{\|b\|_2^2} = \frac{\|\frac{dy}{dt}\|_2^2}{\|b\|_2^2}.$$

Процесс будем считать установившимся, если значение $\xi(n)$, на текущей итерации n_y , не превышает ξ_y , где ξ_y – точность разложения сигнала b в ИЗБ D .

Понятно, что $\xi_y \in (0, 1)$, но реально есть, как минимальная величина $\xi_y^{\min} > 0$, так и максимальная $\xi_y^{\max} < 1$, такие, что $\xi_y \in [\xi_y^{\min}, \xi_y^{\max}]$. При этом ξ_y^{\min} выбирается исходя из соображения, что время разложения должно быть меньше, чем время при использовании ЛП. Верхняя оценка, ξ_y^{\max} , выбирается с учетом допустимой разреженности разложения.

Если в качестве численного метода использовать метод Эйлера [8], то

$$\xi_y \in [10^{-6}, 10^{-1}].$$

Зависимость среднего времени, затрачиваемого на разложение, от величины ξ_y , приведено на рис. 1, а. На этом рисунке по оси абсцисс отложены значения ξ_y в виде $\xi_y = 10^{-p}$. Горизонтальная линия – это среднее время решения задачи ЛП. Видно, что для повышения точности разложения имеет смысл выбирать $\xi_y > 10^{-6}$, то есть $p < 6$ (в этом случае время решения задачи ЛП превышает время решения СДУ).

Поведение $\xi(n)$, для нескольких случайных сигналов показано на рис. 1, б.

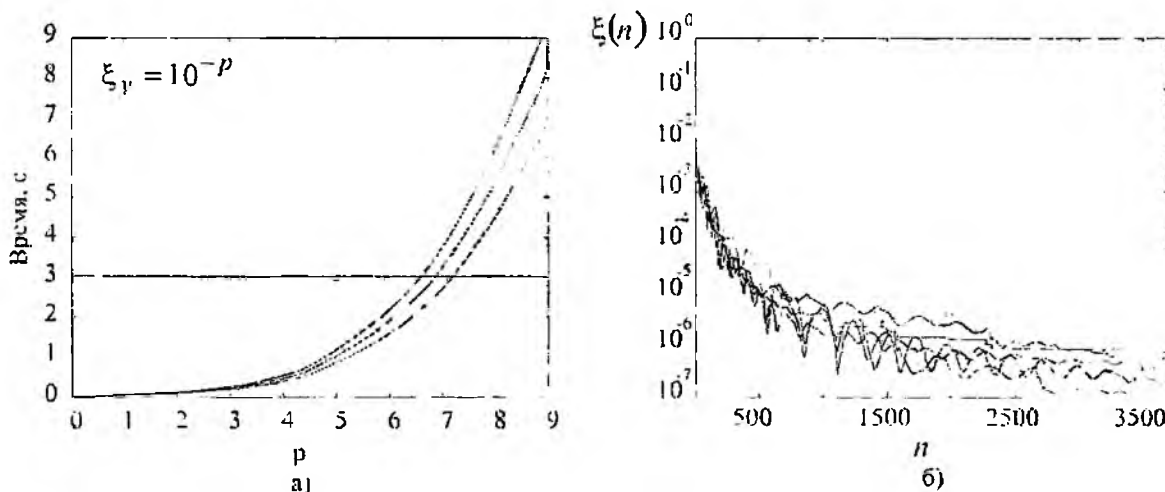


Рис. 1

Удобство использования предложенного критерия обусловлено тем, что величина $b - \tilde{b}$, т.е. dy/dt , вычисляется при решении СДУ (т.е. на каждой итерации решения СДУ эта величина известна) и ее расчет не требует дополнительных затрат времени. Остается найти только квадрат ее второй нормы, то есть сумму квадратов элементов, что не вызывает больших вычислительных трудностей.

Введенный критерий можно использовать следующими способами.

1. Продолжать итерации цикла до достижения $\xi(n) < \xi_y$, что можно записать в виде

```
for (int n = 1; xi(n) > xi_y; n++) { /* Вычисления */ }
```

2. На ограниченном множестве реальных сигналов определить n_y , для которого неравенство $\xi(n_y) < \xi_y$ выполняется в среднем, либо во всех случаях. В этом случае можем записать

```
for (int n = 1; n < n_y; n++) { /* Вычисления */ }
```

Первый вариант использования критерия гарантирует, что для любого анализируемого сигнала b будет достигнута точность ξ_y , но при этом количество итераций цикла будет раз-

личным, а следовательно, будет различным время анализа. При анализе не в реальном масштабе времени, когда анализируемый сигнал уже записан, данное свойство (изменение времени анализа) вполне приемлемо. В случае же анализа в реальном масштабе времени, когда существенным является гарантия окончания анализа предыдущей части сигнала, до поступления новой следует применять второй вариант использования введенного критерия.

Возможен также и комбинированный способ. Можно прекратить итерации и принять аппроксимацию за истинное решение, если $\xi(n) < \xi_y$, либо количество итераций превысило рассчитанное в способе 2. Этот способ можно записать в виде:

```
for (int n = 1; n < ny ||  $\xi(n) > \xi_y$ ; n++) { /* Вычисления */ }
```

Выводы

1. Предложен критерий, позволяющий получить оценку точности разложения на данной итерации численного метода решения СДУ. Критерий не вызывает дополнительного увеличения временных затрат.

2. Использование предложенного критерия совместно с методом Эйлера позволяет повысить скорость разложения сигнала в ИЗБ, методом поиска базиса в два и более раз в зависимости от требований к точности разложения.

3. При любой заданной точности найденное разложение будет истинным в том смысле, что перемножение его с ИЗБ в точности восстановит сигнал. Но чем больше точность, тем разреженнее это разложение.

Список литературы: 1. *The transforms and applications handbook* / edited by Alexander D. Poularikas. 2nd ed. 1999. 2. *Ronald L. Allen Duncan W. Mills Signal analysis time, frequency, scale, and structure* // IEEE Press, 2004. 3. *Hlawatsch F., Boudreaux-Bartels G. F. Linear and Quadratic Time-Frequency Representations* // IEEE Signal Processing Magazine. Vol. 9, (4). Apr. 1992. 4. *Mallat S., Zhang Z. Matching Pursuit in a time-frequency dictionary* // IEEE Transaction on Signal Processing. 1993. V. 41. P 3397-3415. 5. *Chen S. S., Donoho D. L., Saunders M. A.. Atomic decomposition by basis pursuit.* SIAM Journal of Scientific Computing, 20(1):33–61, 1998. 6. *Журавель В В., Лагутин М.Ф., Кузин А.И.* Частотно-временной анализ сигналов с использованием избыточных базисов и нейронной сети решающей задачу минимизации. // Радиоэлектроника и информатика. 2002 № 4 С. 7-11 7. *Wang Z.S., Cheung J.Y., Xia Y.S., Chen J.D.Z.* Minimum Fuel Neural Networks and Their Application to Overcomplete Signal Representation // IEEE Trans. Circuits. Syst. 2000. V. 47. P. 1146-1159. 8. *Бахвалов Н.С.* Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения). М.: Гл. ред. физ.-мат. лит. изд-ва "Наука", 1973. 9. *Hoffman J. D.* Numerical Methods for Engineers and Scientists 2ed. 2001. 10. *William H. Press.* Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing Second Edition. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS 2002.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.06.2005

ИССЛЕДОВАНИЕ СОВМЕСТНОГО ВЛИЯНИЯ ТРОПОСФЕРЫ И ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ НА ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОПРАВОК К РЕЗУЛЬТАТАМ GPS ИЗМЕРЕНИЙ

Применение координатно-временных измерений в различных областях науки, техники и промышленности в последнее время становится все более интенсивным. В настоящее время эти измерения стали основой таких технологий, как спутниковые координатно-измерительные системы GPS, ГЛОНАСС, Galileo (разрабатывается Европейским Союзом), которые используются (или будут использоваться) во многих технических областях в качестве основополагающих систем передачи и приема данных различного применения.

Многие эти системы включают в себя классические астрономо-геодезические инструменты, оптические и радиодальномеры, радиотелескопы, радиointерферометры со сверхдлинной базой, радионавигационные спутниковые системы, системы передачи точного времени и др., и так или иначе используют измерения каких либо параметров электромагнитного сигнала, распространяющегося в земной атмосфере и за ее пределами.

Погрешности определения координат (а это – погрешности измерения углов и дальностей между объектами) можно классифицировать как инструментальные погрешности (т.е. погрешности приборов) и погрешности, вызванные влиянием внешней среды, в данном случае – земной атмосферы. В связи с быстрым развитием высоких технологий точность современных приборов становится все выше и в большинстве случаев может удовлетворить современные требования. Поэтому, определяющим фактором при формировании погрешности координатных измерений становится атмосфера Земли, – ее приземная часть – тропосфера, и ионосфера.

Тропосферные поправки к результатам измерений дальности, осуществляемых с помощью электромагнитных волн, обычно вводятся методами Марини-Мюррея (в оптическом диапазоне длин волн) [1], Дэвиса, Герринга, Нила (в радиодиапазоне) [2, 3, 4]. В качестве исходных данных эти методы используют метеорологические параметры, измеренные на поверхности Земли. Как показали многочисленные исследования [5], эти методы являются наиболее точными. Однако соотношения, определяющие поправки к результатам координатных измерений и являющиеся основой упомянутых методов, получены в пренебрежении ряда рефракционных эффектов.

Известно, что при разработке методов Марини-Мюррея, Дэвиса, Герринга, Нила строились «функции отображения» (так называемые *mapping functions*), учитывающие зависимость атмосферных поправок от зенитного угла наблюдаемого объекта. Функции отображения в этих методах имеют смысл коэффициентов сомножителей при формуле Саастамойнена [6], определяющей групповую задержку для наблюдений в зенит. Такие функции строятся на основе результатов численного моделирования атмосферных поправок как интегралов вдоль траектории распространения электромагнитного сигнала для различных зенитных углов.

Ионосферные поправки к результатам измерений вводятся при измерениях, осуществляемых при распространении сигнала через слои атмосферы, находящиеся вне тропосферы (выше 100 км). Особое значение эти поправки имеют при измерениях, осуществляемых с помощью спутниковых радионавигационных систем. Для высокоточных GPS измерений ионосферные поправки определяют с помощью многочастотных методов определения атмосферной задержки. Эти методы работают в случае распространения сигнала в диспергирующей среде (т.е. в среде, электромагнитные свойства которой зависят от частоты сигнала), когда фазы составляющих многочастотного сигнала имеют различные набеги в одной и той же пространственной точке (например, в точке источника). Такое свойство среды (ионосферы) используют для определения ионосферной задержки в GPS измерениях двухчастотными методами, причем при этом считается, что ионосферная задержка учтена полностью (в рамках точностных ограничений данного метода).

При коррекции результатов GPS измерений тропосферные и ионосферные поправки учитываются аддитивно.

В данной работе исследуется погрешность определения атмосферных поправок при спутниковых координатных измерениях, связанная с независимым определением тропосферных и ионосферных поправок.

Если не учитывать влияние какой-либо составляющей атмосферы (ионосферы или тропосферы в данном случае), то это приводит к неточности определения траектории, вдоль которой распространяется измерительный сигнал (и вдоль которой определяется оптическая задержка сигнала, которая и является поправкой).

Рассмотрим задачу распространения электромагнитной волны в неоднородной земной атмосфере (на рис. 1 представлена схема прохождения электромагнитного луча). Рефракционные поправки к измеренному расстоянию L (соответствует отрезку OS) до объекта (на рис.1 обозначенного S) в приближении сферически слоистой атмосферы выражаются интегралами

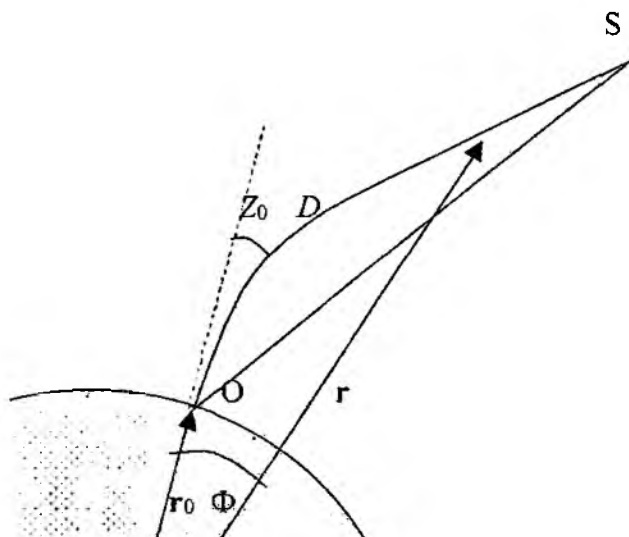


Рис. 1

$$\Delta S = \int_{r_0}^{r_s} \frac{(n_r - 1)nrdr}{\sqrt{n^2r^2 - n_0^2r_0^2 \sin^2 Z_0}} \quad (1)$$

$$\Delta D = \int_{r_0}^{r_s} \frac{nrdr}{\sqrt{n^2r^2 - n_0^2r_0^2 \sin^2 Z_0}} L, \quad (2)$$

а уравнение траектории луча в полярных координатах определяется как

$$\Phi = \int_{r_0}^{r_s} \frac{n_0 r_0 dr}{r \sqrt{n^2r^2 - n_0^2r_0^2 \sin^2 Z_0}}, \quad (3)$$

где ΔS – групповой набег электромагнитного сигнала в земной атмосфере; ΔD – поправка, учитывающая рефракционное искривление траектории; Φ – угол между векторами r_0 и r ; $n=n(r)$ – показатель преломления атмосферы в зависимости от высоты над уровнем моря, n_r – групповой показатель преломления, $r = |r|$, r – радиус-вектор текущей точки траектории (центр полярной системы координат находится в центре Земли), Z_0 – видимый зенитный угол цели.

Очевидно, что поправки ΔS и ΔD зависят от формы траектории луча (3), которая в свою очередь зависит от величины показателя преломления $n(r)$ в каждой точке. Фактически, при определении тропосферных и ионосферных поправок при отдельном их рассмотрении сводится к следующему. Тропосферные поправки ΔS_i и ΔD_i вычисляются вдоль траектории, оп-

ределяемой лишь свойствами тропосферы, а ионосферные ΔS_i и ΔD_i – вдоль другой траектории, определяемой свойствами ионосферы. Следовательно, определение этих поправок независимым образом (неважно, каким способом) приведет к погрешности как поправки, учитывающей групповой набег сигнала, так и поправки, определяемой искривлением траектории – это следует хотя бы из формул (1) и (2).

В настоящей работе такие погрешности были исследованы в зависимости от видимого зенитного угла цели Z_0 . Зависимость показателя преломления тропосферы n_t от высоты определялась согласно стандартной атмосфере ГОСТ 4401-81, а в качестве модели зависимости показателя преломления ионосферы n_i от высоты была выбрана биэкспоненциальная модель [7]. Из [7] показатель преломления ионосферы в зависимости от высоты, частоты излучения и ряда прочих параметров в данной работе определялся по формулам:

$$n_i = \sqrt{1 - \omega_0^2 / \omega^2}; \quad n_{iz} = \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_0^2 / \omega^2}}, \quad (4)$$

где $\omega_0 = \frac{4\pi e^2 N_e}{m_e}$, $\frac{N_e}{N_m} = \begin{cases} 0, & r < h_0, \\ \gamma \cdot \left[\exp\left(-\frac{r-h_0}{h_1}\right) - \exp\left(-\frac{r-h_0}{h_2}\right) \right], & z > z_0, \end{cases}$ $\gamma^{-1} = \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{\frac{h_2}{h_1-h_2}} - \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{\frac{h_1}{h_1-h_2}}$,

n_i – фазовый показатель преломления ионосферы; n_{iz} – групповой показатель преломления ионосферы; ω – несущая частота электромагнитного сигнала; ω_0 – плазменная частота заряженных частиц ионосферы; e – заряд электрона; m_e – масса электрона; N_e – концентрация заряженных частиц в точке r ; N_m – максимальная концентрация заряженных частиц на траектории луча; h_0 – высота нижнего уровня ионосферы; h_1, h_2 – параметры, определяющие форму профиля показателя преломления ионосферы.

Отметим, что для различных случаев в формулах (1) – (3) вместо n использовались либо вертикальные зависимости n_t , либо вертикальные зависимости n_i , либо вертикальные зависимости $n_t(r) + n_i(r)$. Это относится как к фазовому, так и к групповому показателям преломления.

Суть оценки погрешности определения рассматриваемых погрешностей состоит в следующем. Из формул (1) – (3) определялись значения тропосферных (ΔS_t и ΔD_t), ионосферных (ΔS_i и ΔD_i) и полных поправок (ΔS и ΔD для $n=n_t+n_i$). Затем определялись разности $\Delta S_\Sigma - (\Delta S_t + \Delta S_i)$ и $\Delta D_\Sigma - (\Delta D_t + \Delta D_i)$, а также полная погрешность $\Delta_\Sigma - (\Delta_i - \Delta_t)$. Интегралы (1) – (3) определялись численным методом, разработанным в [8], так как на больших зенитных углах обычные методы численного интегрирования для вычисления таких интегралов использовать нельзя [8]. При вычислениях данных погрешностей использовались параметры: $h_0=0$, $h_1=80$, $h_2=200$, $N_m=5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. В табл. 1 приведены результаты вычислений рефракционных поправок и рассматриваемых погрешностей.

Таблица 1.

$Z_{0z}, \text{ }^\circ$	30	70	80	90
$\Delta S_t, \text{ м}$	2,7834	6,9992	13,4892	99,7004
$\Delta S_i, \text{ м}$	60,4540	116,0084	153,9675	191,8860
$\Delta S_\Sigma, \text{ м}$	63,2428	123,1585	167,9259	293,9920
$\Delta S_\Sigma - (\Delta S_t + \Delta S_i), \text{ м}$	0,0054	0,1509	0,4692	2,4056
$\Delta D_t, \text{ м}$	0,0001	0,0042	0,0327	9,6839
$\Delta D_i, \text{ м}$	0,0004	0,0090	0,0200	0,1465
$\Delta D_\Sigma, \text{ м}$	0,0005	0,0142	0,0658	12,3765
$\Delta D_\Sigma - (\Delta D_t + \Delta D_i), \text{ м}$	0,0000	0,0010	0,0131	2,5461
$\Delta_\Sigma - (\Delta_i - \Delta_t), \text{ м}$	0,0054	0,1519	0,4823	4,9517

В качестве иллюстрации в табл. 2 приведены отличия суммы углов тропосферной α_t и ионосферной α_i рефракции от угла полной рефракции α_Σ (в угловых секундах) для нескольких значений видимого зенитного угла Z_0 . Эти отличия могут быть источниками погрешностей при определении направления сигнала на цель (космический объект).

Таблица 2.

$Z_0, ^\circ$	30	70	80	90
$\alpha_t, ''$	37,6747	177,9786	358,9545	2678,4234
$\alpha_i, ''$	1,1046	16,4261	48,4145	215,1865
$\alpha_\Sigma, ''$	38,7799	194,4819	407,9865	2932,9502
$\alpha_\Sigma - (\alpha_t + \alpha_i), ''$	0,0006	0,0772	0,6175	2,5461

Таким образом, в работе проанализировано совместное влияние ионосферы и тропосферы Земли на точность приближенных методов определения рефракционных поправок при координатных измерениях на трансатмосферных трассах. Показано, что отдельное рассмотрение тропосферной и ионосферной составляющих рефракционных поправок может привести к существенным погрешностям при больших зенитных углах наблюдения. Совместное рассмотрение влияющих факторов (тропосферы и ионосферы) для уменьшения этих погрешностей является достаточно сложной задачей, так как практические подходы при определении тропосферных и ионосферных рефракционных поправок принципиально различны, и обобщить их для решения полной задачи весьма проблематично.

Список литературы: 1. *Marini J.W. and Murray C.W.* Correction of laser range tracking data for atmospheric refraction at elevations above 10 degrees // NASA-TM-X-70555, Coddard Space Flight Center, Greenbelt, Md. 1973. 2. *Davis J.L., Herring T.A., Shapiro I.I., Rogers A.E.E. and Elgered G.* Geodesy by radiointerferometry: Effects of atmospheric modeling errors on estimates of baseline length.// Radioscience. 1985. Vol. 20. No. 6. P.1593-1607. 3. *Herring T.A.* Modeling atmospheric delays in the analysis of space geodetic data // Proceedings of Symposium of Refraction of Transatmospheric Signals in Geodesy, J.C. de Munk and T.A. Th. Spoelstra (Eds.), The Hague, The Netherlands, 19-22 May, Netherlands Geodetic Commission, Publications on Geodesy, Delft, The Netherlands, No. 36, New Series. 1992. P. 157-164. 4. *Niell A.E.* Global mapping functions for the atmosphere delay at radio wavelengths // Journal of Geophysical Research. 1996. Vol. 101, No. B2, P. 3227-3246. 5. *Mendes V.B.* Modeling the neutral-atmosphere propagation delay in radiometric space techniques // Ph. D. dissertation. Department of Geodesy and Geomatics Engineering Technical Report No 199. University of New Brunswick, Fredericton, New Brunswick, Canada, 1999, 353 p. 6. *Saastamoinen J.* Contributions to the theory of atmospheric refraction. In three parts.// Bulletin Geodesique. 1973. No.105. P.279-298, No. 106. P. 383-397; No. 107. P. 13-34. 7. *Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 224 с. 8. *Прокопов А.В., Ремаева О.А., Сурникова Г.К.* Определение атмосферных поправок к результатам лазерных измерений расстояний до ИСЗ методами численного интегрирования // Радиотехника. 2001. Вып. 117. С. 31-34.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники
Национальный научный центр «Институт метрологии»
Харьковский национальный экономический университет

Поступила в редколлегию 11.02.2002

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ СИНХРОНИЗИРОВАННЫХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ ПРИ МАЛЫХ СИГНАЛАХ СИНХРОНИЗАЦИИ

Синхронизированные автогенераторы широко используются в различных радиоэлектронных устройствах в радиотехнике, связи, информационно-измерительной технике, автоматике. Процессы в них описываются нелинейными дифференциальными уравнениями, точные методы решения которых, на сегодняшний день, отсутствуют. Существующие приближенные методы приводят к укороченным дифференциальным уравнениям, решение которых возможно только численными методами [1–5]. Это усложняет анализ, проектирование и оптимизацию как самих синхронизированных автогенераторов, так и устройств, их содержащих. В случае малых сигналов синхронизации и одного автогенератора задача несколько упрощается, поскольку в укороченных уравнениях амплитуду колебаний можно считать неизменной и рассматривать только нелинейное дифференциальное уравнение, описывающее сдвиг фазы. Это уравнение может быть решено точно, однако полученное выражение настолько громоздко, что исследовать его не легче, чем исследовать исходное дифференциальное уравнение численным методом [6]. Для систем синхронизированных автогенераторов исследование возможно только численными методами, которые отнимают много времени и сил и не всегда позволяют получить необходимую информацию [7]. Трудности существенно увеличиваются, если система содержит фазовые обратные связи, значительно расширяющие ее функциональные возможности [8]. Основные свойства таких систем также могут быть определены путем рассмотрения только фазовых уравнений. Таким образом, цель статьи – разработка приближенного аналитического метода решения фазового укороченного уравнения синхронизированного автогенератора.

Математическая модель автогенератора, синхронизированного на основном тоне.

Рассмотрим, для определенности, автогенератор с трансформаторной обратной связью,

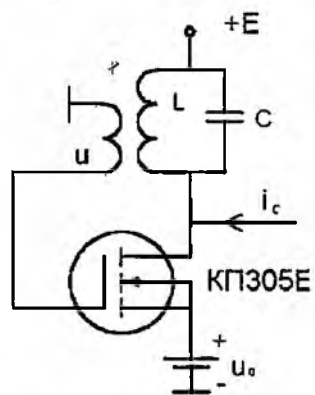


рис. 1. Результаты не изменятся существенно, если исходить из иной схемы одноконтурного автогенератора. Нелинейную характеристику усилительного элемента считаем безынерционной и аппроксимируем полиномом четвертой степени

$$i = a_0 + a_1 u_y + a_2 u_y^2 + a_3 u_y^3 + a_4 u_y^4,$$

где $u_y = u + u_0$ – управляющее напряжение. u_0 – фиксированное смещение, а u – напряжение положительной обратной связи на входе усилительного элемента, оно же является сигналом автогенератора. Непосредственный сигнал синхронизации $i_c = I_c \cos(\omega_c t + \psi)$, в данном случае в виде тока, подается в контур. Тогда одноконтурный автогенератор синхронизированный на основном тоне описывается уравнением

Рис. 1

$$\frac{d^2 u}{d\tau^2} - \varepsilon(1 - 2\beta u - 3\gamma u^2 - 4\delta u^3) \frac{du}{d\tau} + u = kR\delta_k \frac{di_c}{d\tau},$$

где $\varepsilon = \delta_k \alpha$ – малый параметр; $\tau = \omega_c t$ – безразмерное время; $\alpha = (kR\alpha_0 - 1) > 0$; $\beta = \beta_0 / \alpha_0$; $\gamma = \gamma_0 / \alpha_0$; $\delta = \delta_0 / \alpha_0$; $\delta_0 = a_4$; $\alpha_0 = a_1 + 2a_2 u_0 + 3a_3 u_0^2 + 4a_4 u_0^3$; $\beta_0 = a_2 + 3a_3 u_0 + 6a_4 u_0^2$; $\gamma_0 = a_3 + 4a_4 u_0$; $\alpha_0 = -\alpha_0 + 1/(kR)$; $\delta_k = 1/Q$; ω_0, R, Q – резонансная частота контура автогенератора, его сопротивление и добротность, k – модуль коэффициента положительной обратной связи.

Учитывая высокую добротность контура, считаем амплитуду и фазу колебаний медленно меняющимися функциями времени. Пусть также $|d\psi/d\tau| \ll 1$. Решение указанного выше уравнения может быть найдено в виде $u = A \cos(\omega_c t + \varphi)$. Далее, используя метод усреднения, приходим к укороченным уравнениям, описывающим амплитуду и фазу колебаний

$$\begin{aligned} \frac{dy}{d\tau} + \frac{\varepsilon}{2}(y^3 - y) &= \frac{\varepsilon B}{2\alpha} \cos \theta, \\ \frac{d\theta}{d\tau} + \frac{\varepsilon B}{2\alpha y} \sin \theta &= -\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) - \frac{d\psi}{d\tau}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\theta = \varphi - \psi$ – сдвиг фазы; $y = A/A_0$ – безразмерная амплитуда колебаний; $B = I_c/I_0$; $I_0 = A_0/(Rk)$; $A_0 = \sqrt{4\alpha_0/(3\gamma_0)}$ и A, A_0 – амплитуды колебаний автогенератора в автономном режиме и в режиме синхронизации; $(\Delta\omega/\omega_0) = (\omega_c - \omega_0)/\omega_0$. Уравнения (1) и будем считать математической моделью синхронизированного на основном тоне автогенератора.

Поскольку сигнал синхронизации считается малым, то изменения амплитуды колебаний также малы, и ими можно пренебречь. Следовательно, амплитуду колебаний можно считать постоянной и равной амплитуде колебаний автогенератора в автономном режиме или же в режиме синхронизации, но при сдвиге фазы равному нулю. В последнем случае она определяется из первого уравнения системы (1) при $\theta = 0$ и $dy/d\tau = 0$. Обозначим это значение безразмерной амплитуды как y_0 . Таким образом, далее рассматривать можно только фазовое уравнение системы (1), которое записывается в виде

$$\frac{d\theta}{d\tau} + \frac{\varepsilon B}{2\alpha y_0} \sin \theta = -\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) - \frac{d\psi}{d\tau}. \quad (2)$$

Решение фазового уравнения

Представим тригонометрическую функцию $\sin \theta$ в виде ряда Маклорена. Тогда фазовое уравнение может быть представлено следующим образом

$$\frac{d\theta}{d\tau} + \xi\theta = -\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) - \frac{d\psi}{d\tau} - \xi \left(\sum_{i=2}^{\infty} (-1)^{i-1} \frac{\theta^{2i-1}}{(2i-1)!} \right),$$

где $\xi = \frac{\varepsilon B}{2\alpha y_0}$.

Последний член в правой части этого уравнения в скобках представляет собой сумму знакопеременного ряда. Это обстоятельство позволяет ее оценить. Интересующая сумма не превосходит величины первого члена, в данном случае $\theta^3/3!$. Для максимального сдвига фазы, равного 1.57, упомянутый член равен -0.65 . Следовательно, в полосе синхронизации совокупность нелинейных членов меняется по модулю от нуля до 0.65 и является достаточно малой. Данное уравнение представлено таким образом, что малые нелинейные члены, создающие затруднения при решении, показаны отдельно. Если теперь выделить малый параметр, то это уравнение можно будет решить методом малого параметра. Будем считать малым параметром величину $1/3!$, которая является множителем первого члена суммы. Итак, малый параметр $\mu = 1/6 \approx 0.166$.

Удержим только первое слагаемое в сумме. Погрешность, с которой будет представлена эта сумма, не превосходит величины члена $\theta^5/5!$, для максимального сдвига фазы, равного 0,079, что значительно меньше удержанного члена. Итак

$$\frac{d\theta}{d\tau} + \xi\theta = -\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) - \frac{d\psi}{d\tau} + \xi\mu\theta^3. \quad (3)$$

Данное уравнение является приближенным. Будем искать его решение в виде отрезка ряда

$$\theta = \theta_0 + \mu\theta_1 + \mu^2\theta_2 + \mu^3\theta_3.$$

Подставляя его в уравнение (3) и выбирая члены, не содержащие малый параметр, получаем уравнение для определения первого приближения

$$\frac{d\theta_0}{d\tau} + \xi\theta_0 = -\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) - \frac{d\psi}{d\tau}$$

Уравнение для поправок первого порядка находим, удерживая члены, содержащие множителем малый параметр в первой степени

$$\frac{d\theta_1}{d\tau} + \xi\theta_1 = \xi\theta_0^3.$$

Действуя далее аналогично, в соответствии с методикой сортировки членов выбранного метода, получаем уравнения для определения поправок второго порядка

$$\frac{d\theta_2}{d\tau} + \xi\theta_2 = \xi(3\theta_0^2\theta_1)$$

и третьего порядка

$$\frac{d\theta_3}{d\tau} + \xi\theta_3 = \xi[3\theta_0(\theta_0\theta_2 + \theta_1^2)]$$

Приведенные уравнения являются линейными дифференциальными уравнениями с постоянными коэффициентами и легко решаются. Это позволяет найти решение приближенного нелинейного дифференциального уравнения (3).

Оценка погрешности приближенного решения

Поскольку, в конечном счете, интерес представляет решение исходного уравнения (2), то в качестве оценки погрешности, с которой приближенное решение удовлетворяет исходному уравнению, по аналогии с методом Галеркина, определим невязку. Для наиболее полной характеристики представим изменения величины невязки в полосе синхронизации. С этой целью рассмотрим стационарный режим. Тогда из полученных уравнений следует:

$$\theta_0 = -\frac{1}{\xi}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right), \theta_1 = \theta_0^3 = \left[-\frac{1}{\xi}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)\right]^3, \theta_2 = 3\theta_0^5 = 3\left[-\frac{1}{\xi}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)\right]^5, \theta_3 = 12\theta_0^7 = 12\left[-\frac{1}{\xi}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)\right]^7.$$

Выражение для невязки в стационарном режиме легко получить из уравнения (2)

$$\delta_i = -\sin\theta^{(i)} - \frac{1}{\xi}\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right). \quad (4)$$

В качестве аргумента в данном случае используется нормированная расстройка $(\Delta\omega/\omega_0)_н = (\Delta\omega/\omega_0)/\xi$, которая меняется в полосе синхронизации от -1 до $+1$ независимо от величины сигнала синхронизации и параметров автогенератора. В соотношении (4) невязка δ_i соответствует конкретному приближенному решению $\theta^{(i)}$, содержащему определенное количество поправок. Их число равняется значению индекса i . Итак

$$\theta^{(0)} = \theta_0, \theta^{(1)} = \theta_0 + \mu\theta_1, \theta^{(2)} = \theta_0 + \mu\theta_1 + \mu^2\theta_2, \theta^{(3)} = \theta_0 + \mu\theta_1 + \mu^2\theta_2 + \mu^3\theta_3.$$

Изменение невязки в полосе синхронизации для конкретного автогенератора будет показано в следующем разделе.

Эксперимент

Для проверки теоретических соотношений использовался синхронизированный на основном тоне одноконтурный автогенератор с параметрами: $f_0 = 50 \text{ kHz}$, $\varepsilon = 1.7 \times 10^{-3}$, $B = 0.010679$, $A_0 = 0.9 \text{ V}$, $R = 7.5 \text{ k}\Omega$, $u_0 = -1 \text{ V}$, $K = 0.16$, $\xi = 1.07 \times 10^{-4}$, $I_c = 8 \mu\text{A}$, $\delta_k = 0.0213$, $\alpha = 0.08$,

$y_0 = 1.061$, $B/\alpha = 0.133$. Автогенератор работал в режиме колебаний второго рода. Проходная динамическая характеристика его усилительного элемента аппроксимировалась полиномом четвертой степени $i = 1.538 + 1.302u_c - 0.356u_c^2 - 0.502u_c^3 - 0.098u_c^4$ мА.

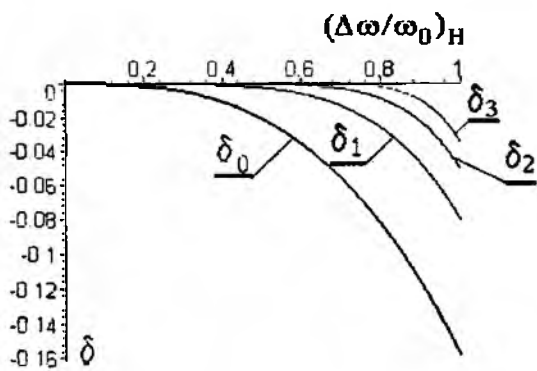


Рис. 2

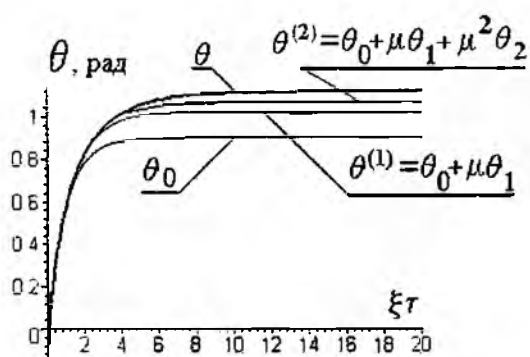


Рис. 3

Изменение невязки в полосе синхронизации при учете различного количества поправок представлено на рис. 2. Анализ приведенных зависимостей позволяет сделать вывод, что полученное приближенное решение с высокой точностью удовлетворяет исходному уравнению. Достаточно малая погрешность соответствует уже решению, учитывающему поправку первого порядка.

На рис. 3 показано изменение сдвига фазы колебаний в динамике. Темной линией, помеченной символом θ , изображено численное решение укороченного фазового уравнения (2) при $(\Delta\omega/\omega_0) = -10^{-4}$, $\varphi_c = const$, $y_{(0)} = 1.061$ и $\theta_{(0)} = 0$. Другие кривые соответствуют аналитическому решению. Нетрудно заметить, что результаты, полученные численным и аналитическим методами, совпадают с высокой точностью. Расстройка в данном случае составляла 90% ширины полосы синхронизации.

Заключение

В статье показан порядок решения укороченного фазового уравнения синхронизированного на основном тоне одноконтурного автогенератора методом малого параметра. Получены простые дифференциальные уравнения с постоянными коэффициентами для определения составляющих выражения, представляющего решение.

Установлено, что поправки порядка более второго практически не улучшают точности и для достаточно точного представления решения можно учесть только поправку первого порядка. Экспериментальная проверка теоретических результатов показала, что приближенное аналитическое решение с высокой точностью описывает сдвиг фазы колебаний и легко применяется на практике. Это позволяет достаточно просто решать вопросы, связанные с исследованием и разработкой отдельных синхронизированных автогенераторов и их систем при малых сигналах синхронизации. Указанный порядок решения укороченных уравнений синхронизированного одноконтурного квазигармонического автогенератора может быть использован и в случае работы его в режимах деления и умножения частоты.

Список литературы: 1. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: ГИФМЛ, 1963. 503 с. 2. Митропольский Ю.А. Методы усреднения в нелинейной механике. К.: Наук думка. 1971. 440 с. 3. Вайнштейн Л.А., Вакман Д.Е. Разделение частот в теории колебаний и волн. М.: Наука, 1983. 320 с. 4. Андреев В.С. Теория нелинейных электрических колебаний. М. Связь, 1972. 327 с. 5. Шахгильдян В.В., Бурдзейко Б.П. Методы исследования систем фазовой синхронизации // Proc. International Seminar. Nonlinear Circuits and Systems. Moscow, 1992. Vol. 1. P. 171-179. 6. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. Радио. 1987. 326 с. 7. Arena P., Baglio S., Fortuna L., Graziani S. Neural Networks to Generate Poincare' Maps // Proc. International Seminar. Nonlinear Circuits and Systems. Moscow, 1992. Vol. 1. P. 171-179. 8. Rapin V. Synchronized oscillators with the phase negative feedback // IEEE Transactions on Circuits and Systems, CAS-49. № 8. 2002. P. 1242-1245.

*М.В. КЛИМЕНКО, А.В. ШУЛИКА, И. М. САФОНОВ,
И.А. СУХОИВАНОВ, д-р. физ.-мат. наук*

ВЛИЯНИЕ АКСИАЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ НА ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

В работе проводятся исследования широко распространенного аксиального приближения, которое применялось при вычислении зонной структуры с начала появления теории квантово-размерных структур. Исследования основаны на вычислении зонной структуры кр-методом совместно с приближением огибающей с применением и без применения аксиального приближения для различных полупроводниковых материалов с эффектами размерного квантования. В результате проведенных исследований показано, что приложение АП к зонной структуре КРС дает большую погрешность по сравнению с массивными полупроводниками.

Введение

В начале 80-х годов было создано несколько теорий, позволяющих описать зонную структуру полупроводников с эффектами размерного квантования. Особое распространение получил кр-метод в приближении огибающей функции, которую предложил Бастард [1, 2] и детально разработал Альтарелли [3], и метод сильной связи, разработанный для квантово-размерных структур Шульманом и Чангом [4]. Оба эти метода требуют больших затрат вычислительных ресурсов. Так, в первом случае приходится решать систему дифференциальных уравнений в частных производных [2]. Во втором случае необходимо многократно проводить численное интегрирование сложных функций, что требует вычисления матричных элементов представления гамильтониана, базис которого представлен сферическими гармониками. В связи с этим возникает необходимость упрощения задачи, что приводит к применению различного рода приближений. К таким приближениям относится и аксиальное приближение (АП) для зонной структуры. Использование этого приближения для квантово-размерных структур впервые предложил Альтарелли [3].

Аксиальное приближение зонной структуры полупроводников с эффектами размерного квантования получило широкое распространение и использовалось во множестве работ, на малую часть из которых здесь приведены ссылки [1-3; 6; 8-10]. Однако вопрос применимости АП в КРС слабо освещен в литературе, а критерии и границы применимости АП для КРС на данный момент не ясны. Возможно, этот пробел объясняется тем, что впервые АП было введено при исследовании массивных полупроводников, где оно дает хорошие результаты, что ожидалось и для КРС. Зонная структура КРС отличается от зонной структуры массивных полупроводников не только пониженной размерностью k -пространства и числом энергетических зон, но и их формой [5; 6]. Эти отличия являются следствием эффектов размерного квантования, которые приводят к расщеплению разрешенных зон на систему подзон. Перемешивание [6] подзон приводит к изменению формы подзон и использовать квадратичный закон дисперсии уже невозможно.

В работе исследуется аксиальное приближение с целью выработать критерии и границы его применимости при вычислении плотности состояний квантово-размерных структур.

Аксиальное приближение

Как известно, зонная структура квантовой ямы представляет собой функцию энергии от двух переменных – координат двумерного k -пространства [5],[7]. Аксиальное приближение приводит к тому, что график зонной структуры представляет собой фигуру с аксиальной симметрией относительно оси энергий, проходящей через точку $k=0$. Это существенно упрощает задачу, так как позволяет вместо всего двумерного k -пространства исследовать только некоторое направление в нем, а также существенно упростить вид гамильтониана для носителей заряда в кристалле.

В отличие от зоны проводимости, дисперсия носителей валентной зоны в квантово-размерных структурах особенно сильно отличается для направлений [100] и [110]. Поэтому основное внимание в работе мы уделяем именно валентной зоне. Гамильтониан Латтинжера-Кона, описывающий валентную зону массивного полупроводника в четырехзонном приближении в рамках кр-метода, имеет вид [11]:

$$H_{Lk} = \begin{bmatrix} E_{hh} & S & R & 0 \\ & E_{lh} & 0 & -S \\ & & E_{lh} & -R \\ & & & E_{hh} \end{bmatrix} \quad (1)$$

где

$$E_{hh} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} [(\gamma_1 + \gamma_2)k_x^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)k_y^2 + (\gamma_1 - 2\gamma_2)k_z^2] \quad (2)$$

$$E_{lh} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} [(\gamma_1 - \gamma_2)k_x^2 + (\gamma_1 - \gamma_2)k_y^2 + (\gamma_1 + 2\gamma_2)k_z^2] \quad (3)$$

$$S = \frac{\hbar^2}{2m_0} 2\sqrt{3}\gamma_3(k_x - ik_y)k_z \quad (4)$$

$$R = \frac{\hbar^2}{2m_0} \sqrt{3} [-\gamma_2(k_x^2 - k_y^2) + 2i\gamma_3k_xk_y] \quad (5)$$

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ – параметры Латтинжера, k_x, k_y, k_z – составляющие волнового k вектора, m_0 – масса электрона в свободном пространстве, \hbar – постоянная Планка.

Так как матрица является эрмитовой, то все ее элементы симметричны и комплексно сопряжены относительно диагонали. Базис, на котором построено представление гамильтониана (1), имеет вид [11]:

$$\psi_1 = -\frac{1}{2} (X + iY) \uparrow, \quad (6)$$

$$\psi_2 = \left(\frac{1}{\sqrt{6}} (X - iY) \uparrow + \sqrt{\frac{2}{3}} Z \downarrow \right), \quad (7)$$

$$\psi_3 = \left(-\frac{1}{6} (X + iY) \downarrow + \frac{2}{3} Z \uparrow \right), \quad (8)$$

$$\psi_4 = \frac{1}{2} (X - iY) \downarrow, \quad (9)$$

где X, Y, Z – амплитудные множители Блоха, имеющие симметрию p_x, p_y и p_z атомных орбиталей соответственно. Направление вертикальной стрелки обозначает направление спина. Угловые скобки соответствуют обозначению Дирака.

Квантовая яма, рассматриваемая в настоящей работе, схематически показана на рис.1. Она образована трехслойной структурой, в которой слой ямы состоит из GaAs, обкладочные слои – из AlAs. Квантовая яма имеет ширину L и глубину ΔE_v . Оси координат x, y, z направлены вдоль кристаллографических направлений [100], [010] и [001] соответственно.

Следуя приближению огибающей функции [1, 2], заменим все составляющие волнового вектора в направлении квантового ограничения на оператор $-i(\partial/\partial z)$. Следуя приближению [1],

$$\left[H_{Lk} \left(k_x \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial z} \right) + V \right] F = EF, \quad (10)$$

где $F = [f^{hh} \ f^{lh} \ f^{lh} \ f^{hh}]$ – вектор-столбец, составленный из огибающих функций, V – потенциальный рельеф структуры.

В результате численная матрица (1) преобразуется в дифференциальный матричный оператор, собственные функции которого являются огибающими функциями. Совокупность

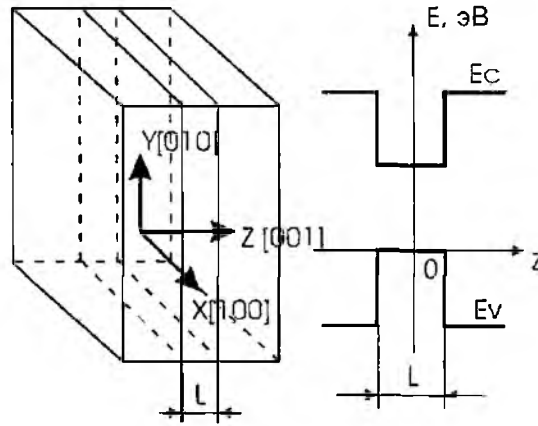


Рис. 1

собственных значений полученного оператора в каждой точке k -пространства формируют подзоны квантования. В приближении огибающей функции, волновые функции исследуемой структуры можно представить в виде

$$\Psi_j^\sigma = \psi^\sigma(r_{||}) e^{ik_{||}z} f_j^\sigma(z). \quad (11)$$

где j – номер подзоны, σ обозначает тип зоны и может принимать значения $\sigma = lh, hh$.

Выражение (10) представляет собой систему дифференциальных уравнений на собственные значения, которая решалась с аксиальным приближением и без него.

Аксиальное приближение реализуется путем замены параметров Латтинжера γ_2 и γ_3 их средним арифметическим [1, 3]. Для GaAs эта разность составляет $|\gamma_2 - \gamma_3| = 0,8$. После проведения исследования аксиального приближения для GaAs мы проведем оценки и для других материалов. Применение аксиального приближения позволяет решать систему (10) только вдоль одного направления в k -пространстве. Кроме того, это приближение позволяет привести гамильтониан к блочно-диагональному виду, при котором блоки представляют собой матрицы 2×2 [10]. Таким образом, вместо системы четырех уравнений имеем две системы из двух уравнений, каждую из которых решать значительно легче.

Метод решения задачи

Гамильтониан (1) в точке $k_x, k_y = 0$ имеет диагональный вид и система уравнений (10) распадается на два независимых уравнения Шредингера.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} (\gamma_1 \pm 2\gamma_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V \right] f^\sigma(z) = E f^\sigma(z) \quad (12)$$

Уравнения (12) сопровождаются граничными условиями, которые представляют собой условия непрерывности волновых функций и их первых производных на границах разделов полупроводниковых слоев структуры, изображенной на рис. 1. Уравнения (12) решались методом матриц переноса [5]. При решении уравнений (12) использовались параметры валентной зоны квантовой ямы, приведенные в табл. 1 и включающие в себя параметры Латтинжера, ширину и глубину квантовой ямы:

Таблица 1

1	γ_2	γ_3	$L, \text{нм}$	$\Delta E_v, \text{эВ}$
6,85	2,10	2,90	6,5	0,5

Решения каждого из уравнений (12) образуют полную ортонормированную систему функций [12]. Для всех точек k -пространства система (10) решалась методом Галеркина [13, 14]. При этом волновые функции искались в виде разложения по решениям уравнений (12) [2]:

$$f_j^\sigma(z) = \sum_p a_p^\sigma \xi_p^\sigma(z) \quad (13)$$

где: $\xi_p^\sigma(z)$ – решения уравнений (12). Здесь символ $\sigma = lh, hh$ обозначает тип уравнения.

Базисные функции в (13) удовлетворяют граничным условиям задачи. Т.е. мы решаем задачу вариационным методом на естественном базисе, что избавляет нас от дополнительного введения граничных условий при решении вариационной задачи [14]. В результате применения метода Галеркина [13] к системе уравнений (10) получим выражение

$$\left\langle \xi_j^\sigma \left| H_{LK} \left(k_z \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial z} \right) + V - E \right| \sum_p a_p^{\sigma'} \xi_p^{\sigma'}(z) \right\rangle = 0. \quad (14)$$

Выражение (14) обозначает систему однородных линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения $a_p^{\sigma'}$. Система состоит из $N = \sum \sigma$ уравнений. Систему можно решить, численно диагонализировав квадратную матрицу размерности N , составленную из коэффициентов при неизвестных [15]:

$$\det(M) = 0, \quad (15)$$

где матричный элемент матрицы M :

$$M_{(\sigma_j)(\sigma'_p)} = \left\langle \xi_j^\sigma(z) \left| H_{LK} \left(k_z \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial z} \right) + V - E \right| \xi_p^{\sigma'}(z) \right\rangle. \quad (16)$$

Размерность матрицы M_D равна $Dim = 2 * N_{hh} + 2 * N_{lh}$, где N_{hh} – число базисных функций – решений уравнения (12) для тяжелых дырок, N_{lh} – число базисных функций – решений уравнения (12) для легких дырок. Условие (15) позволяет получить собственные значения матрицы (10).

Результаты и обсуждение

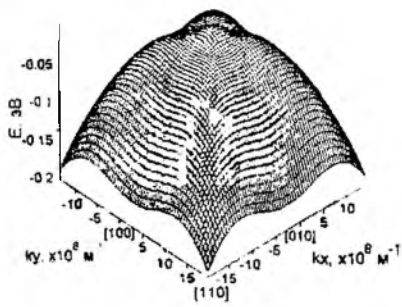
На рис. 2 приведены результаты решения системы уравнений (10) для двух первых подзон тяжелых дырок – подзоны тяжелых дырок без аксиального приближения (рис. 2, а) и с аксиальным приближением (рис. 2, б) и подзоны легких дырок без аксиального приближения (рис. 2, в) и с аксиальным приближением (рис. 2, г). Рисунок иллюстрирует, что при решении задачи без аксиального приближения имеет место сильная анизотропия зон. В этом случае направление [111] отличается от направления [100] наличием более сильного изгиба дисперсионной поверхности.

Для того чтобы оценить изменение зонной структуры при применении аксиального приближения, вычислим плотность состояний валентной зоны. Плотность состояний входит в формулы большинства спектральных характеристик, таких как спектр усиления/поглощения, спектр спонтанной рекомбинации, дисперсия показателя преломления и др.

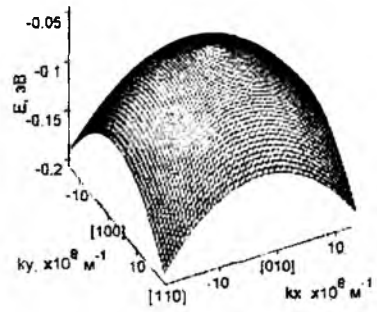
Общее выражение для плотности состояний в КРС имеет вид

$$DOS(E) = 2 \int_{2D} \frac{dk_x dk_y}{(2\pi)^2} \delta(E(k_x, k_y) - E). \quad (17)$$

Результаты вычисления плотности состояний и сечения дисперсионной поверхности для разных направлений приведены на рис. 3, где видно, что аксиальное приближение приводит к погрешностям двух родов: а – изменяется форма дисперсионных кривых – кривая не содержит сильных перегибов, и б – происходит общее уменьшение плотности состояний. Эффект первого рода приводит к отсутствию или сглаживанию пиков плотности состояний, так как каждая экстремальная точка или точка перегиба дисперсионной кривой отображается на плотности состояний экстремальной точкой.

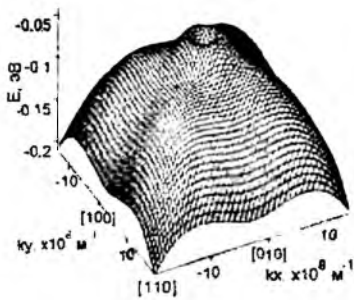


а

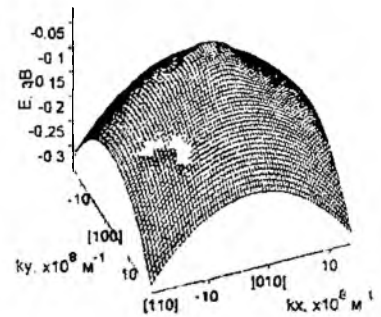


б

Рис. 1



в

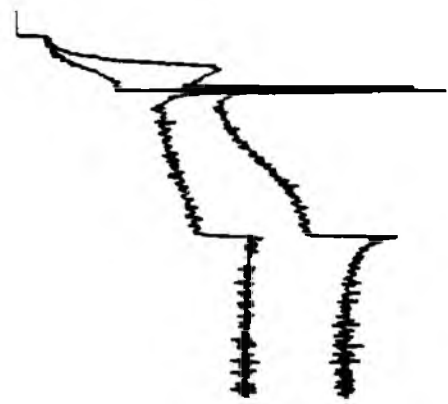


г

Рис. 2



а



б

Рис. 3

На рис. 3, а показано, что наиболее ярко выраженные перегибы расположены на дисперсионной кривой вдоль направления $[110]$, при аксиальном приближении эти перегибы сглаживаются, что сказывается на плотности состояний отсутствием некоторых пиков.

Второй эффект объясняется тем, что эффективная масса, которая при решении уравнения влияет на положение энергетических уровней, изменилась, так как при аксиальном приближе-

нии изменились параметры Латтинжера γ_2 и γ_3 . Результаты вычислений эффективных масс тяжелых и легких дырок в точке $k_x, k_y = 0$ приведены в табл. 2 [9]:

Таблица 2

Эффективные массы	Значения эффективных масс без аксиального приближения, $\times 10^{-31}$ кг	Значения эффективных масс с аксиальным приближением, $\times 10^{-31}$ кг
$m_{hh}^{[100]} = \frac{m_0}{\gamma_1 - 2\gamma_2}$	3,43	4,92
$m_{hh}^{[111]} = \frac{m_0}{\gamma_1 - 2\gamma_3}$	8,67	
$m_{hh}^{[100]} = \frac{m_0}{\gamma_1 + 2\gamma_2}$	0,82	0,77
$m_{hh}^{[111]} = \frac{m_0}{\gamma_1 + 2\gamma_3}$	0,72	

Заключение

Зонная структура полупроводников с размерным квантованием, в отличие от массивных полупроводников, более сложна и имеет большее число особых точек, что является следствием перемешивания зон и подзон. В результате зоны квантово-размерных структур имеют сильную анизотропию. Результаты работы показывают, что применение аксиального приближения для квантово-размерных структур дает большую погрешность, чем при применении к массивным полупроводникам. У последних отсутствуют пики на плотности состояний и эффект исчезновения пиков отсутствует. Для массивных полупроводников характерно лишь общее изменение величины плотности состояний. Исследования проводились для GaAs, разность параметров Латтинжера которого составляет $|\gamma_2 - \gamma_3| = 0,8$. У таких материалов, как AlAs, InAs, InP, эта разность имеет приблизительно то же значение. Для некоторых материалов эта разность может достигать больших значений, так, например, для GaSb $|\gamma_2 - \gamma_3| = 4,4$, для InSb $|\gamma_2 - \gamma_3| = 16,09$. У таких соединений анизотропия зон выражена особенно ярко и аксиальное приближение к ним неприменимо.

Список литературы: 1. *Bastard G.* Electronic states in semiconductor heterostructure // IEEE J. Quantum Electron. 1986. V. QE-22. P. 1625-1644. 2. *Bastard G.* Wave mechanics applied to semiconductor heterostructure. Les Editions de Physique. Les Ulis. France 1988. 3. *Altarelli M.* Electronic structure and semiconductor-semimetal transition in InAs-GaSb superlattices // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. P. 842-845. 4. *Shulman J.N., Chang Y.-C.* New method for calculating electronic properties of superlattices using complex band structures // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. P. 4445-4448. 5. *Chuang S.-L.* Physics of Optoelectronic Devices. Wiley. New York. 1995. 6. *Colak S., Eppenga R. and Martin F.H.* Schurmans Band mixing effects on quantum well gain // IEEE J. Quantum Electron. 1987. V. QE-23. P. 960-968. 7. *Eppenga R., Martin F.H. Schurmans and Colak S.* New kp theory for GaAs/AlGaAs-type quantum wells // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 1554-1564. 8. *Ahn D. and Chuang S.-L.* Optical gain in strain-layer quantum-well laser // IEEE J. Quantum Electron. 1988. V. 24. P. 2400-2406. 9. *Gershoni D., Henry C.H. and Baraff G.A.* Calculating the optical properties of multidimensional heterostructure: application to modeling of quaternary quantum well lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1993. V. 29. P. 2433-2450. 10. *Gurndt A., Koch S.W., Chow W.W.* Microscopic theory of laser gain in semiconductor quantum wells // Appl. Phys. A. 1998. V. 66. P. 1-12. 11. *Luttinger J.M. and Kohn W.* Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields // Phys. Rev. 1955. V. 97. P. 869-883. 12. *Наймарк М.А.* Линейные дифференциальные операторы. М.: Наука, 1969. 13. *Михлин С.Г.* Вариационные методы в математической физике. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957. 14. *Никольский В.В.* Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. М.: Наука, 1967. 15. *Гельфанд И.М.* Лекции по линейной алгебре. М.: Наука, 1966.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 20.04.2005

И.В. ГУРЬЕВ, И.А. СУХОИВАНОВ, д-р физ.-мат. наук, А.В. ШУЛИКА, А.В. КУБЛИК

НОВЫЙ ДЕМУЛЬТИПЛЕКСОР НА ОСНОВЕ ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКИХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ

Введение

В настоящее время фотонные кристаллы (ФК), которые характеризуются периодическим изменением показателя преломления, представляют широкое поле для исследований, поскольку они открыли широкие возможности по управлению распространением волн в диапазоне от миллиметровых до ИК и видимой области спектра [1,2].

ФК представляют большой интерес для применения в полностью оптических системах передачи и обработки информации, благодаря возникновению фотонной запрещенной зоны и локализации излучения в области дефектов периодической структуры. В частности, в числе наиболее важных областей использования ФК можно назвать низкопороговые лазеры, где они используются в качестве фактора оптического ограничения, а также системы фильтрации для пропускания определенного оптического спектра в оптических волноводах и устройствах для систем мультиплексирования по длине волны [3, 4], разделителях и сумматорах на основе ФК [5].

Как известно к настоящему времени, фильтры на основе ФК могут быть созданы путем зарыирования фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) структуры [3] в одно-, двух- и трехмерных ФК [6-8]. Иным способом фильтры в целом и демультиплексоры в частности, могут быть созданы на основе одномерных ФК – Брэгговских отражателей [9] в комбинации с циркуляторами [10]. Такие демультиплексоры представляют собой последовательно расположенные циркуляторы, чередующиеся с Брэгговскими отражателями, настроенными на определенные длины волн. Эта технология предоставляет возможность разделять частотные каналы с промежутком в 100 ГГц. Однако при достаточно высокой эффективности разделения каналов, они отличаются довольно большими размерами.

В данной работе мы исследовали новый метод мультиплексирования по длине волны с использованием широкополосных фильтров на основе двумерных ФК. Предложена конструкция системы демультиплексирования по длине волны на основе двумерного ФК в интегральном исполнении. Конструкция представляет собой волноводный канал, выполненный внесением дефекта в периодическую структуру двумерного ФК. На конце канала в той же структуре выполнен 3 дБ делитель мощности. На входе в каждый из портов делителя мощности ставится широкополосный фильтр, изготовленный путем вариации геометрических параметров ФК. Каждый из фильтров имеет запрещенную зону, соответствующую строго рассчитанному спектральному диапазону. Таким образом, возможно осуществить эффективное разделение каналов по длине волны.

В работе были детально исследованы зонные диаграммы двумерных ФК с кубической и шестиугольной кристаллической решеткой и круглыми элементами. Были разработаны новые устройства разделения каналов по длине волны на основе широкополосных частотных фильтров и рассчитаны их параметры. Были детально исследованы и оптимизированы спектральные характеристики таких устройств, а также исследованы их информационные свойства.

Описание модели

Как было сказано ранее, устройство для разделения оптических каналов представляет собой ФК, в котором путем внесения дефектов в строго периодическую структуру, а также путем изменения параметров элементов создаются условия для селективного распространения излучения. Эти условия могут быть исследованы путем анализа запрещенных зон различных областей фотонного кристалла.

Бесконечная, строго периодическая структура фотонного кристалла характеризуется фотонной запрещенной зоной, зависящей от соотношения показателей преломления элементов и основного вещества, а также от геометрических параметров структуры. Создавая устройство путем изменения структуры, мы нарушаем строгую периодичность, что образует области с измененной фотонной запрещенной зоной. В рамках данной работы при предварительных расчетах мы использовали допущение, что фотонная запрещенная зона бесконечной структуры качественно не отличается от запрещенной зоны структуры конечных размеров. Справедливость этого утверждения подтверждается описанным ниже численным экспериментом по исследованию характеристик структуры. Таким образом, для вычисления запрещенной зоны каждой из областей устройства можно использовать методы, применяемые для бесконечной строго периодической структуры.

Для получения зонной структуры ФК необходимо решить задачу на собственные значения для волновых уравнений Гельмгольца (1). Для данной задачи мы используем стационарные уравнения Гельмгольца в приближении немагнитных сред:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \left\{ \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) \right\} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) &= 0, \\ \nabla \times \left\{ \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right\} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где \vec{E} и \vec{H} – напряженность электрического и магнитного полей, \vec{r} – обобщенная координата, ω – собственная частота структуры; c – скорость света в вакууме; $\varepsilon(\vec{r})$ – профиль относительной диэлектрической проницаемости среды.

Для нахождения собственных значений частоты структуры удобно воспользоваться теоремой Блоха для представления функции $\vec{E}(\vec{r})$ и $\vec{H}(\vec{r})$ в виде плоской волны, умноженной на периодическую функцию с периодом структуры:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= \vec{u}_{\vec{k},n}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}, \\ \vec{H}(\vec{r}) &= \vec{v}_{\vec{k},n}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\vec{u}_{\vec{k},n}(\vec{r})$ и $\vec{v}_{\vec{k},n}(\vec{r})$ – периодические функции, \vec{k} – волновой вектор, n – номер зоны

Функцию $\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}$, а также $\vec{E}(\vec{r})$ и $\vec{H}(\vec{r})$ раскладывают в ряд Фурье по векторам обратной решетки:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} &= \sum_{\vec{G}} \chi(\vec{G}) \cdot \exp(i\vec{G}\cdot\vec{r}), \\ \vec{E}_{\vec{k},n}(\vec{r}) &= \sum_{\vec{G}} \vec{E}_{\vec{k},n}(\vec{G}) \cdot \exp(i\cdot(\vec{k} + \vec{G})\cdot\vec{r}), \\ \vec{H}_{\vec{k},n}(\vec{r}) &= \sum_{\vec{G}} \vec{H}_{\vec{k},n}(\vec{G}) \cdot \exp(i\cdot(\vec{k} + \vec{G})\cdot\vec{r}). \end{aligned} \quad (3)$$

где \vec{G} – вектор обратной решетки. Подставляя (3) в (1), получим системы линейных уравнений относительно $\omega_{\vec{k},n}$ – собственных частот в данной точке k -пространства:

$$\begin{aligned} -\sum_{\vec{G}'} \chi(\vec{G} - \vec{G}') (\vec{k} + \vec{G}) \times \left\{ (\vec{k} + \vec{G}') \times \vec{E}_{\vec{k},n}(\vec{G}') \right\} &= \frac{\omega_{\vec{k},n}}{c^2} \vec{E}_{\vec{k},n}(\vec{G}), \\ -\sum_{\vec{G}'} \chi(\vec{G} - \vec{G}') (\vec{k} + \vec{G}) \times \left\{ (\vec{k} + \vec{G}') \times \vec{H}_{\vec{k},n}(\vec{G}') \right\} &= \frac{\omega_{\vec{k},n}}{c^2} \vec{H}_{\vec{k},n}(\vec{G}) \end{aligned} \quad (4)$$

Решая численно одну из данных систем (1.4) для каждой точки k -пространства в первой зоне Бриллюэна, получим зонную структуру ФК.

Основными недостатками данного метода являются:

1. Невозможность учесть потери в веществе – этот недостаток обусловлен предположением, что в волновых уравнениях операторы являются линейными лишь в том случае, когда показатель преломления среды не содержит комплексной части.

2. Невозможно учесть дисперсию материала. Для нахождения собственных значений частоты, необходимо однозначно задавать распределение показателя преломления. Очевид-

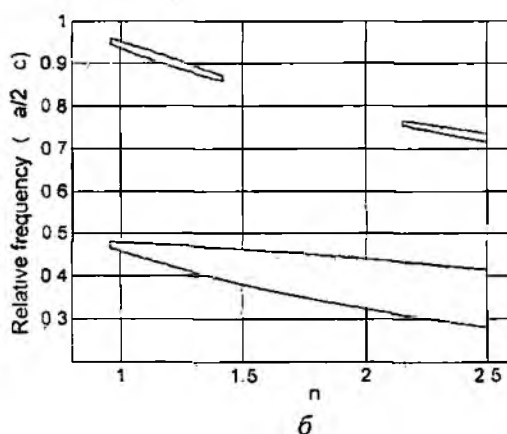
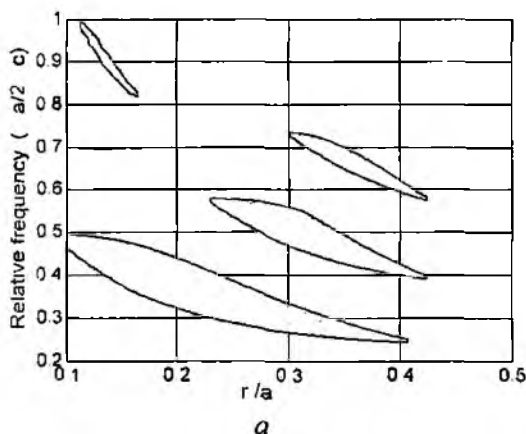


Рис. 1

но, что в этом случае материальную дисперсию учесть невозможно.

3. Весьма большое время расчета при сравнительно невысокой точности, что, однако, компенсируется сравнительной простотой реализации.

Для построения устройств, принцип работы которых основан на вариации запрещенных зон фотонного кристалла, существует два пути: первый – не изменяя геометрию структуры, изменять соотношения показателей преломления, а второй – при постоянных показателях преломления изменять геометрию структуры.

На рис. 1, а приведена зависимость положения и ширины запрещенной зоны от радиуса стержней. Относительная частота, отложенная по оси ординат, определяется по формуле

$$\omega_r = \frac{\omega \cdot a}{2 \cdot \pi \cdot c} = \frac{a}{\lambda} \quad (5)$$

При этом значения постоянных параметров следующие: показатель преломления основного вещества $n_1=1$, показатель преломления стержней $n_2=3$. Расстояние между элементами $a=0,55$ мкм. Отношение радиуса элементов к расстоянию между ними изменяется от 0,1 до 0,5. Как видно из рисунка, наиболее протяженной является нижняя запрещенная зона. С увеличением радиуса элементов соответствующие ей частоты уменьшаются. Изменяется также ее ширина. Причем наибольшая ширина запрещенной зоны наблюдается в области с отношением радиуса элементов к расстоянию между ними равным 0,2.

На рис. 1, б приведена зависимость положения и ширины запрещенной зоны от соотношения показателей преломления основного вещества и элементов. По оси абсцисс откладывается Δn – разность между показателем преломления элементов и основного вещества. Постоянные параметры структуры при этом следующие: показатель преломления основного вещества $n_1 = 1$, расстояние между центрами стержней $a=0,55$ мкм, а отношение радиуса элементов к расстоянию между ними равно 0,1. Как видно из рисунка, ширина запрещенной зоны монотонно возрастает с увеличением разности показателей преломления. При этом центр запрещенной зоны смещается в область низких частот.

На рис. 1 продемонстрированы примеры измерения характеристик посредством изменения отношения радиуса стержней к расстоянию между ними, а также посредством изменения соотношения показателей преломления среды и элементов. С точки зрения технологичности изменять соотношение показателей преломления неудобно. Гораздо проще изменять геометрические размеры элементов. К тому же из рис. 1 видно, что при изменении отношения радиуса элементов к расстоянию между ними существуют области на оси абсцисс, где скорость изменения частоты верхнего края запрещенной зоны равна скорости изменения частоты нижнего края (рис 1, а). В случае изменения разности показателей преломления (рис 1, б), верхний край запрещенной зоны меняется очень медленно. Этот факт затрудняет выполнение устройства на основе изменения показателей преломления элементов.

Исходя из сказанного в качестве варьируемого параметра был выбран радиус элементов структуры. Для задания основных параметров устройства необходимо точно указать соотношение показателей преломления, а также геометрические параметры ФК волноводного канала и фильтров.

Для этого рассмотрим зависимость параметров запрещенной зоны ФК от соотношения радиуса элементов к расстоянию между ними для фиксированного значения соотношения показателей преломления (рис. 2). Для построения демультимплексора была выбрана нижняя запрещенная зона (рис. 1), поскольку она перекрывает наиболее широкий диапазон частот.

На рис. 2 горизонтальными черными линиями обозначены нормированные частоты каналов, а вертикальными – радиусы стержней соответственно первого фильтра, волноводного канала и второго фильтра. Как видно, ФК с радиусом элементов r_2 имеет запрещенную зону, включающую оба канала, в то время как ФК с радиусами элементов r_1 и r_3 имеют запрещенную зону лишь для одного из каналов. Поскольку по вертикальной оси отложена нормированная частота, можно осуществить подбор параметров для любого соотношения длин волн каналов. В работе исследовался демультимплексор каналов с длинами волн 1,55 и 1,31 мкм на основе ФК с кубической решеткой.

Процедура выбора параметров структуры заключается в следующем. Сначала необходимо задать одну из относительных частот. Зная длину волны и относительную частоту, можно определить параметр a – расстояние между элементами. Зная значение этого параметра и вторую длину волны, определить значение второй относительной частоты. Выбирать частоты необходимо так, чтобы при некотором значении радиуса элементов

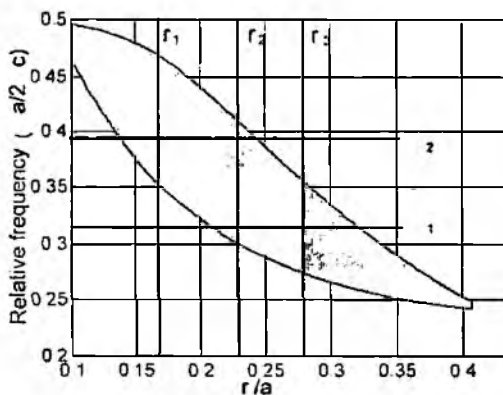


Рис. 2

обе частоты находились внутри запрещенной зоны, что соответствует ФК волноводного канала, а при двух других значениях радиуса в запрещенную зону попадала только одна из частот, что соответствует ФК частотных фильтров. Задача может существенно упроститься, если предварительно решить задачу графически (рис. 2).

В итоге получена структура для ФК с кубической решеткой с соответствующими параметрами: показатель преломления среды $n_1 = 1$; показатель преломления стержней $n_2 = 3,5$; расстояние между центрами стержней $a = 0,55$ мкм; $r_1 = 0,108 \cdot a$; $r_2 = 0,175 \cdot a$; $r_3 = 0,229 \cdot a$.

Таким образом, мы имеем необходимые данные для проведения исследования спектральных характеристик прибора (зависимостей мощностей сигнала на каждом из выходов) и информационных характеристик (исследование максимального быстродействия прибора, обусловленного дисперсией селективных элементов).

Результаты исследований

Предлагаемый в данной работе двухканальный демультиплексор, представляющий собой устройство на основе двумерного фотонного кристалла с кубической или шестиугольной кристаллической решеткой, предназначен для разделения каналов с длинами волн 1,31 и 1,55 мкм.

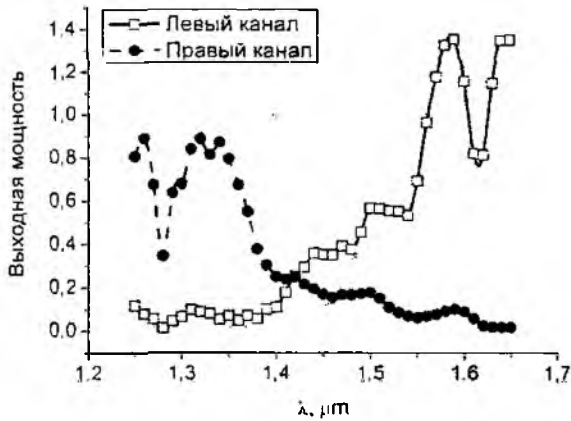


Рис. 4

Анализ эффективности разделения частотных каналов можно провести с помощью построения спектральных характеристик устройства. На рис. 4 изображены спектральные характеристики устройств на основе фотонного кристалла с кубической кристаллической решеткой. Расчет данных характеристик сводился к получению передаточных характеристик для каждой из длин волн.

Как видно из рисунка, спектральные характеристики имеют одинаковые значения пропускания на рабочих длинах волн, что обеспечивает равномерное распределение мощности между каналами демультиплексора.

Выводы

В работе были исследованы свойства структур с фотонной запрещенной зоной, детально исследован метод разложения по плоским волнам для получения зонных диаграмм структур

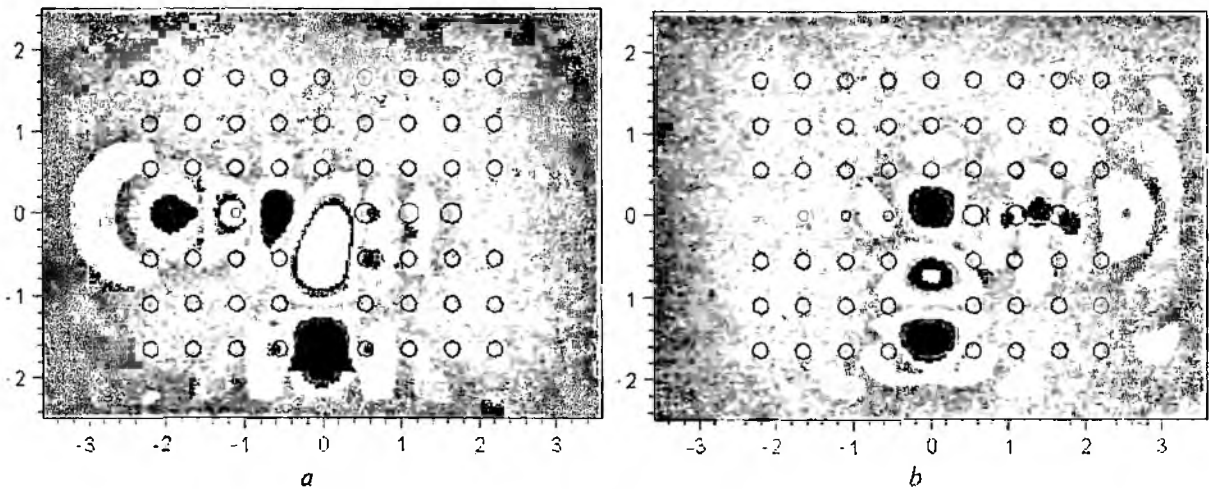


Рис. 3

с периодическим изменением параметра, в частности, ФК. Предложена новая конструкция демультиплексора по длине волны на основе двумерного ФК в интегральном исполнении.

Были подробно рассмотрены и обоснованы принципы работы данных устройств. Затем были детально исследованы их основные характеристики и сделаны соответствующие выводы.

Представленные результаты показали, что предложенная концепция построения инте-

гральных оптических демультимплексоров может быть эффективно использована в оптических системах на базе сверхкоротких импульсов, а также в существующих высокоскоростных системах передачи информации.

Список литературы: 1. *E. Yablonovitch and T. J. Gmitter* Photonic band structure: The face-centered-cubic case // *Phys. Rev. Lett.* 1989. № 63. p. 1950. 2. *J. G. Fleming, Shawn-Yu Lin* Three-dimensional PC with a stop band from 1.35 to 1.95 μm // *Optics Lett.* 1999. № 24. p. 49. 3. *S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus* Channel drop tunneling through localized states // *Phys. Rev. Lett.* 1998. № 80, pp. 960–963. 4. *A. D'Orazio, M. De Sario, V. Petruzzelli, F. Prudenzano* PBG filter for wavelength division multiplexer // *OPTICS EXPRESS* 2003. Vol. 11. № 3. p.230. 5. *S.Kim, I.Park, H.Lim* Design of PC splitters/combiners // *Proc Spie.* 2004. № 5597. pp. 129–135. 6. *B. E. Nelson, M. Gerken, D. A. B. Miller, R. Piestun, C. C. Lin, and J. S. Harris* Use of a dielectric stack as a one-dimensional PC for wavelength demultiplexing by beam shifting // *Opt. Lett.* 2000. № 25. pp. 1502–1504. 7. *M. Koshiba*, Wavelength division multiplexing and demultiplexing with PC waveguide couplers // *J. Lightwave Technol.* 2001. № 19. pp. 1970–1975. 8. *S.Y.Lin, J.G.Fleming* A three-dimensional Optical PC // *J. Lightwave Technol.* 1999. № 17. pp. 1944–1947. 9. *A. D'Orazio, M. De Sario, V. Petruzzelli, F. Prudenzano* PBG filter for wavelength division multiplexer // *Optics Express.* 2003. Vol. 11. № 3. p. 230. 10. *U. Peschel, A.L. Reynolds, B. Arredondo et al.* Transmission and Reflection Analysis of Functional Coupled Cavity Components // *J. Quantum Electronics.* 2002. Vol. 38, №. 7. 11. *J.A. Besley, J.D. Love, W. Langer* A Multimode Planar Power Splitter // *J. Lightwave Technology.* 1998. Vol. 16, №. 4. 12. *J. P. Berenger* Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // *J. Comput. Phys.* 1996. № 127, p. 363. 13. *A. Tsvlove*, Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Norwood, MA: Artech House, 1995

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 02.06.2005

ВЫБОР ЦИФРОВОГО ФИЛЬТРА ДЛЯ ОБРАБОТКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Анализ предыдущих исследований и постановка задачи

Свойства волоконно-оптических систем характеризуются комплексом оптических и геометрических параметров волокон. К ним относятся диаметр сердцевины, диаметр модового поля, профиль показателя преломления. Для определения указанных параметров используются неразрушающие методы контроля. Наиболее удобны методы, базирующиеся на сканировании распределения интенсивности в дальнем (FF – far-field) или ближнем (NF – near-field) полях.

Метод анализа в ближней зоне сигнала, прошедшего через волокно, основан на измерении вблизи торца волновода интенсивности электрического поля, из которой могут быть определены оптические и геометрические параметры волокон. Установка для реализации метода ближнего поля [3] содержит оптическую систему, многоэлементный ПЗС-фотоприемник, АЦП и управляющий персональный компьютер. Данный метод подвержен импульсному и высокочастотному шуму при измерении интенсивности (возникающему за счет неравномерности чувствительности и шумов приемников изображения – многоэлементных фоточувствительных приборов с зарядовой связью (ФПЗС), погрешностей аналого-цифрового преобразования, наличия загрязнений на торце и элементах оптической системы), что делает почти невозможным определить оптико-геометрические параметры непосредственно по измеренным данным.

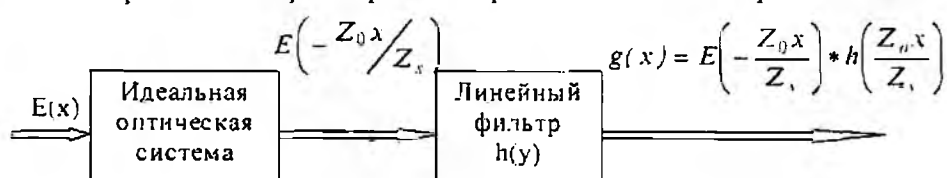


Рис. 1

Действие оптической системы можно представить эквивалентной схемой (рис. 1). Первый блок является идеальной оптической системой с неограниченной апертурой. Он учитывает настройку оптической системы и является нелинейным устройством, которое осуществляет модуляцию поля. Его работа характеризуется наличием однозначного соответствия между входом и выходом. Второй блок является линейным и учитывает только характеристики объектива. Он нарушает однозначное соответствие между входом и выходом. Обработка измеренного матричным фотоприемником распределения оптического поля включает предварительную нормировку и сглаживание для устранения высокочастотного шума.

Для контроля оптико-геометрических параметров, измеренные данные подлежат сглаживанию для устранения влияния на интенсивность ближнего поля возмущающих факторов. Применяются следующие методы:

- пространственное сглаживание измеренной интенсивности с использованием метода наименьших квадратов. Основной задачей при реализации метода наименьших квадратов является определение вида и порядка аппроксимирующей кривой, количества точек при измерении интенсивности, шага пространственной дискретизации [1];
- использование цифровых фильтров нижних частот. При разработке цифрового фильтра основной задачей является определение его передаточной функции [1].

Постановка задачи исследований

Цель работы – экспериментальное исследование технологии контроля оптико-геометрических параметров компонентов ВОСПИ методом ближнего поля и выбор параметров цифрового фильтра (порядка, полосы частот пропускания и полосы отсечки) для обра-

ботки излучения оптического волокна. Основной задачей выступает создание эффективных методик обработки экспериментальных данных ввиду того, что оптическое излучение претерпевает несколько преобразований при прохождении от объекта до фотоприемника и подвергается воздействию различных источников шума. Предлагается использовать методы частотной обработки с использованием фильтров нижних частот Баттерворта, обеспечивающих равномерное сохранение полезных информационных составляющих в полосе пропускания за счет наиболее плоской амплитудно-частотной характеристики.

Теоретические исследования

Рассмотрим использование двумерного цифрового фильтра низких частот в области пространственных частот (K_x, K_y). При разработке конструкции цифрового фильтра основной задачей является определение передаточной функции. Как и в большинстве задач конструирования, желательно, чтобы передаточная функция имела минимальную сложность. В нашем случае, требуется частотно избирательный фильтр. Этот фильтр должен пропускать низкочастотные компоненты, в которых сконцентрирована практически вся мощность сигнала, и подавлять высокочастотные компоненты, в которых соотношение сигнал/шум (SNR) мало. Проектирование цифрового фильтра состоит в том, чтобы выбрать соответствующий аналоговый фильтр нижних частот и применить частотное преобразование к импульсной характеристике для получения передаточной функции

$$H(j\omega) = |H(j\omega)| \exp[j\varphi(\omega)], \quad (1)$$

где $H(j\omega)$ – амплитудно-частотная характеристика системы; $\varphi(\omega)$ – фазочастотная характеристика системы.

Существует несколько типов фильтров нижних частот: Баттерворта (Butterworth), Чебышева и Кауэра (Cauer) (или эллиптические функциональные фильтры) и др. [2]. Фильтры Баттерворта имеют максимально гладкую амплитудную характеристику в полосе пропускания и в полосе подавления, а также хорошие параметры по изменению ослабления (рис.2, а). Чебышевские фильтры имеют равноволновую амплитудно-частотную характеристику в полосе пропускания (рис.2, б). Фильтры Кауэра имеют равноволновую амплитудно-частотную характеристику, описываемую эллиптическими функциями, и в полосе пропускания, и в полосе подавления (рис. 3).

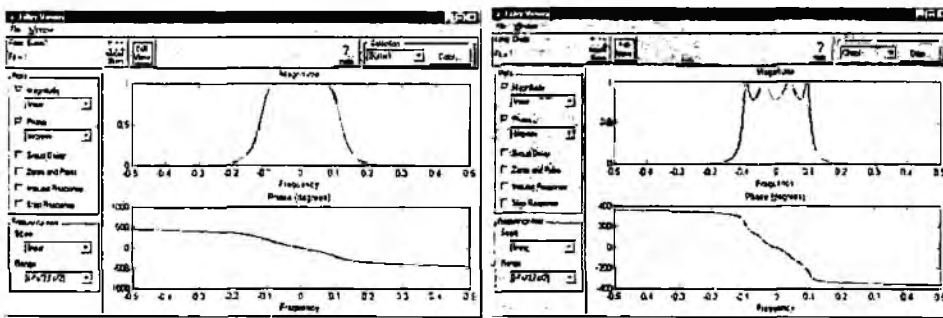


Рис. 2

Для идеального фильтра нижних частот полное подавление высокочастотных составляющих вызывает значительное сглаживание и снижает разрешение в определении профиля показателя преломления. Эксплуатационные показатели при-

веденных фильтров лучше, особенно для фильтров Баттерворта, так как их частотная характеристика максимально плоская, что значительно сглаживает высокочастотные составляющие сигнала, однако не устраняет полностью. Очень важно сохранить разрешение сглаженного профиля в заданных пределах, особенно вблизи острых границ профиля, которые имеют локальный спектр с заметным высокочастотным содержанием. Использование фильтров с неравномерностью АЧХ в полосе пропускания (Чебышева, эллиптического) приводит к снижению амплитуды сигнала после фильтра и потере части полезной информации за счет непостоянства коэффициента пропускания полезных частотных составляющих в полосе пропускания, содержащих информацию об изменении ППП.

Все сказанное обуславливает необходимость использования фильтров Баттерворта, его полюсы однородно располагаются на единичной окружности в s -плоскости. Передаточная функция фильтра низкой частоты имеет вид

$$T_{нч} = 1/G_n(s/\omega_{нч}), \quad (2)$$

где $s = j\omega$ – комплексная круговая частота; $\omega_{нч}$ – круговая частота среза фильтра.

Свойства фильтров Баттерворта нижних частот: фильтры Баттерворта имеют только полюсы (все нули передаточных функций этих фильтров расположены на бесконечности); на частоте $\Omega = 1$ рад/с коэффициент передачи фильтров Баттерворта равен $1/\sqrt{2}$ (т.е. на частоте среза их амплитудная характеристика спадает

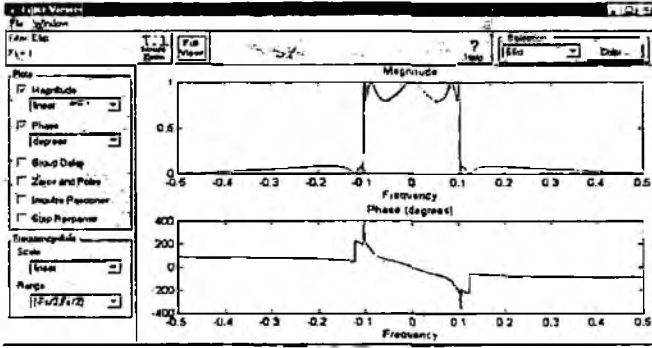


Рис. 3

на 3 дБ); порядок фильтра n полностью определяет весь фильтр.

На практике порядок фильтра Баттерворта рассчитывают из условия обеспечения определенного ослабления на некоторой заданной частоте $\Omega_1 > 1$. Порядок фильтра, обеспечивающий на частоте $\Omega = \Omega_1$ уровень амплитудной характеристики, равный $1/A$, можно найти из соотношения

$$n = \frac{\lg(A^2 - 1)}{2 \lg \Omega_1}. \quad (3)$$

Так передаточная функция фильтра Баттерворта 3-го порядка имеет вид

$$H(s) = \frac{1}{(s+1) \cdot (s^2 + s + 1)}, \quad s = j \cdot \omega, \quad (4)$$

а его амплитудный отклик

$$|H(j\omega)| = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^6}}, \quad (5)$$

где частота среза на уровне 3дБ должна быть нормирована к единице $\omega = 1$. Предположим, что полоса подавления фильтра задана неравенством $\Omega_s \leq \omega < \infty$. тогда амплитудный отклик $H(j\omega)$ в полосе подавления меньше чем

$$\frac{1}{1 + \Omega_s^6}.$$

Критерием выбора частоты среза (99% границы по мощности) является компромисс между подавлением шума и обеспечением требуемого разрешения в анализе сигнала. Кроме того, увеличение степени фильтрации не приводит к улучшению окончательной формы профиля показателя преломления. Эксплуатационные показатели фильтра могут быть измерены путем вычисления коэффициента подавления мощности R

$$R = \frac{P_i - P_0}{P_i}, \quad (6)$$

где P_i , P_0 – мощности на входе и выходе фильтра соответственно, интегрированные по всему поперечному сечению.

Относительная погрешность (ϵ) между профилем на входе фильтра и сглаженным профилем получается из выражения

$$\varepsilon = \frac{\int_S |A_0 - A_1| ds}{\int_S A_1 ds}, \quad (7)$$

где A_1 и A_0 – нормированные напряженности электрического поля на входе и выходе фильтра соответственно.

Основной задачей исследований является конструирование такого фильтра низких частот, который бы пропускал частоты, соответствующие резким изменениям профиля и в то же время подавлял высокочастотные шумовые составляющие, вызванные процессом измерения. Эта задача содержит определенные противоречия ввиду скачкообразного изменения профиля, поэтому компромиссным является использование условия присутствия в отфильтрованном сигнале 99% мощности входного сигнала. Еще одна особенность связана с тем, что источником информации о профиле показателя преломления является распределение оптического излучения световода, прошедшее через оптическую систему.

Моделирующие исследования

При выполнении моделирования в качестве исходного использовался сигнал, полученный сверткой W-профиля с передаточной характеристикой оптической системы и добавлением 10% случайного шума с равномерным распределением (рис. 4).

На рис. 5 представлено рабочее окно MatLab, иллюстрирующее процесс выбора характеристик фильтра. В ходе исследований осуществлялось варьирование параметров фильтра порядка N , полосы пропускания Fp , неравномерности в полосе пропускания Rp , нижней границы полосы подавления Fs и коэффициент затухания в полосе подавления Rs .

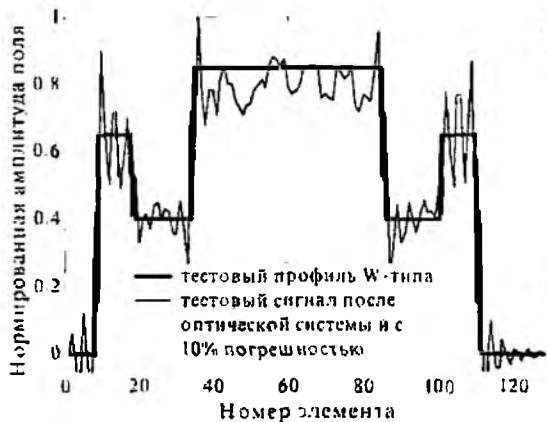


Рис. 4

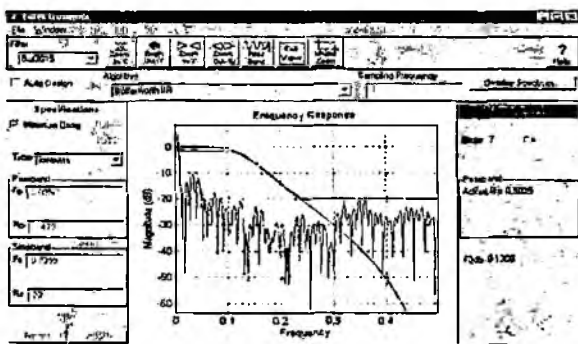


Рис. 5

Влияние порядка фильтра и частоты отсечки на степень фильтрации распределения оптического излучения волокна W-типа прослеживается по рис. 6. Из их анализа можно сделать вывод, что достаточно использовать фильтр порядка не выше 3-го.

Уменьшение ошибки ε с ростом частоты отсечки понятно, т.к. включение высокочастотных составляющих в выходной сигнал фильтра приближает последний к нефильтрованному сигналу. Поэтому, как указывалось выше, следует находить определенный компромисс в выборе данной величины. Из рис. 6 видно, что значение пространственной частоты отсечки для сильно зашумленных распределений должно выбираться в пределах $0,1 \cdot \Delta x^{-1}$ мкм⁻¹, где Δx – интервал дискретизации.

На рис. 8 представлено совместное изображение исходного сигнала с 10% гауссовым шумом отфильтрованное распределение с помощью фильтра Баттерворта 3-го порядка при частоте отсечки $0,075 \cdot \Delta x^{-1}$ мкм⁻¹.

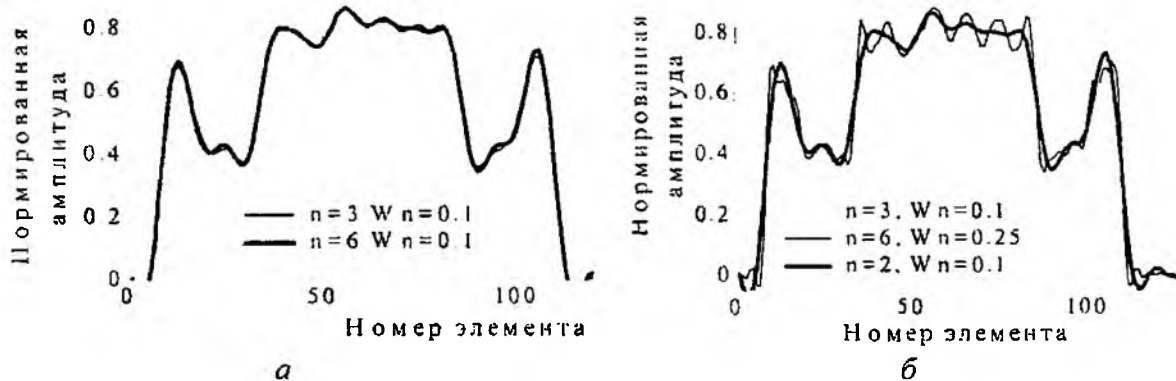


Рис. 6



Рис. 7



Рис. 8

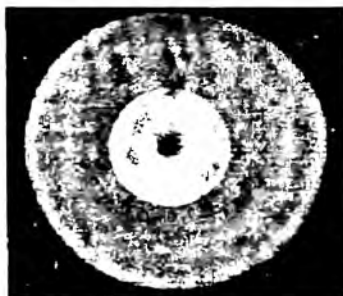


Рис. 9

Видно, что значительный уровень шумов не позволяет получить ступенчатое изменение входного распределения. Исходя из того, что при контроле реальных волокон профиль показателя преломления априори неизвестен, достижение более качественных результатов маловероятно. Однако на практике, в отличие от рассмотренных условий искажений входных распределений, наблюдаются значительно меньшие погрешности измерений распределений оптических полей излучений световодов. Разработанный метод был использован для измерения профи-

ля показателя преломления оптического волокна со ступенчатым профилем показателя преломления по измеренному распределению оптического излучения в ближнем поле. На рис. 9 приведено изображение измеренной интенсивности излучения оптического волокна. На измеренном изображении присутствуют шумы в области излучения и вне его, вызванные состоянием торца контролируемого волокна и погрешностями измерительной установки: загрязнениями и несовершенством оптических поверхностей, шумами источника излучения, влиянием спсклов, неравномерностью чувствительности (импульсный шум) и переноса заряда фотоприемника,

неравномерностью темнового сигнала фотоприемника, неравномерным фоновым сигналом в области отсутствия полезного сигнала. Наличие шумов на исходном изображении, вызванных указанными погрешностями, хорошо видно на трехмерном графике распределения интенсивности излучения (рис. 10). Выделяют две разновидности помех: стационарные и импульсные помехи, методы борьбы с которыми являются существенно различными. Так, влияние стационарных помех можно значительно ослабить методами линейной фильтрации.

В то же время линейный фильтр искажает и полезный сигнал. В частности, снижается амплитуда сигнала. Поэтому в ряде случаев целесообразно использовать методы нелинейной фильтрации. Для устранения импульсных шумов используют следующие методы нелинейной фильтрации: медианную фильтрацию и кепстральный анализ [4].

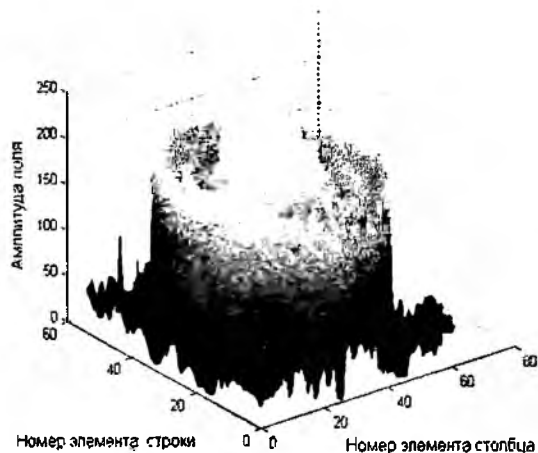


Рис. 10

измерения, однако остаются периодические неоднородности, обусловленные действием объектива. Поэтому оптимальным значением является величина частоты отсечки фильтра в диапазоне $\omega_c = (0,1 \dots 0,15) \cdot \frac{1}{\Delta x} \cdot \text{мкм}^{-1}$. Снижение частоты отсечки ниже 0,1 приводит к значительному сглаживанию и потере полезной информации об изменениях профиля показателя преломления.

Список литературы: 1. Филипенко А.И. Определение профиля показателя преломления световодов по измеренной интенсивности ближнего поля // Радиотехника. 2003. Вып. 131. С.155-159. 2. Рабинер Л., Голд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. М.: Мир, 1978. 3. Невлюдов И.Ш., Филипенко А.И. Технологический контроль диаметра модового поля одномодовых оптических волокон // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 1998. №1. С. 22-24. 4. Васильев В.Н., Гуров И.И. Компьютерная обработка сигналов в приложении к интерферометрическим системам. СПб: БХВ Санкт-Петербург, 1998. 240 с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 09.08.2005

ВИЗНАЧЕННЯ РЕЛАКСАЦІЙНИХ ПАРАМЕТРІВ МОЛЕКУЛИ CH_3J

В роботах [1–4] досліджені релаксаційні параметри молекул типу несиметричної дзиги, які використовуються у якості робочих речовин субміліметрових лазерів з оптичним накачуванням. Особливістю молекул, які досліджувались, являлось те, що компонента коливально-коливальної релаксації з-за її незначної величини не спостерігається у перехідному процесі, що полегшує дослідження коливальної релаксації.

В даній роботі проведено дослідження молекули CH_3J , релаксаційні процеси в якій аналогічні за характером процесам, які спостерігались в роботі [5] при дослідженні молекули CH_3Br ; при дослідженні використовується та ж сама методика, яка відрізняється лише способом обробки експериментальних результатів.

Для дослідження релаксаційних параметрів спостерігався перехідний процес на виході субміліметрового лазера на молекулі CH_3J в коливальному стані ν_6 з довжиною хвилі 1253 мкм, при східчастому накачуванні CO_2 -лазером, який працював на переході P32 з довжиною хвилі 10,71 мкм. Вихідний сигнал складався з двох компонент, одна з яких згасала з більшою швидкістю (швидка компонента, яка відповідала за коливально-коливальну (V-V) релаксацію), і іншої, яка згасала з меншою швидкістю і відповідала за процес коливальної релаксації.

Вважаючи, що наприкінці перехідного процесу, який тривав декілька мілісекунд, залишалась лише повільна компонента, останню можна інтерполювати до початку перехідного процесу, після чого розділити компоненти. В табл. 1 наведена одержана у такий спосіб залежність швидкості затухання V-V-релаксації від тиску в діапазоні тисків 2...22 Па.

Таблиця 1

$p, \text{Па}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
$\lambda_{V-V}, \text{мс}^{-1}$	1,20	0,95	0,65	1,00	1,50	2,10	1,35	1,75	2,15	2,50	2,65

Для визначення швидкості коливально-коливальної релаксації Γ_{V-V} скористуємося методом найменших квадратів. Для цього апроксимуємо V-V-компоненту прямою $\lambda_{V-V} = \Gamma_{V-V} \cdot p$ і потребуємо, щоб в заданому діапазоні тисків сума квадратів відхилень вимірюваного значення і того, що апроксимується, була мінімальною, тобто

$$\sum_{i=1}^n (\lambda_{V-V,i} - \Gamma_{V-V} \cdot p_i)^2 = \min, \quad (1)$$

де n – число точок, які спостерігались в експерименті.

Диференціюючи (1) по Γ_{V-V} , одержуємо рівняння для визначення швидкості V-V-релаксації:

$$-2 \sum_{i=1}^n (\lambda_{V-V,i} - \Gamma_{V-V} \cdot p_i) \cdot p_i = 0,$$

звідки

$$\Gamma_{V-V} = \frac{\sum_{i=1}^n \lambda_{V-V,i} \cdot p_i}{\sum_{i=1}^n p_i^2} \quad (2)$$

Використовуючи формулу (2), одержимо вираз для середньо-квадратичної похибки результату вимірювань ΔS :

$$\Delta S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta \lambda_{\nu-\nu, i} \cdot p_i}{\sum_{i=1}^n p_i^2 n(n-1)}}, \quad (3)$$

де $\Delta \lambda_{\nu-\nu, i} = \lambda_{\nu-\nu, i} - \lambda_{\Delta \nu-\nu}$.

Задаючись нормальним законом розподілу похибок і надійністю $\alpha = 0,95$, одержимо вираз для похибки вимірювання $\Delta \Gamma_{\nu-\nu}$:

$$\Delta \Gamma_{\nu-\nu} = t_{\alpha} \Delta S = t_{\alpha} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta \lambda_{\nu-\nu, i} \cdot p_i}{\sum_{i=1}^n p_i^2 n(n-1)}}, \quad (4)$$

де t_{α} – коефіцієнт Стьюдента, який визначається значеннями надійності α і числа точок вимірювання. В нашому випадку ($\alpha = 0,95$, $n = 11$) $t_{\alpha} = 2,23$ [6].

Після визначення абсолютної $\Delta \Gamma_{\nu-\nu}$ і відносної $\delta \Gamma_{\nu-\nu}$ похибок вимірювання представимо результат вимірювання у виді

$$\Gamma_{\nu-\nu} = (0,12 \pm 0,07) \text{ мс}^{-1} \text{ Па}^{-1} (\alpha = 0,95),$$

$$\delta \Gamma_{\nu-\nu} = \frac{\Delta \Gamma_{\nu-\nu}}{\Gamma_{\nu-\nu}} \cdot 100 = \pm 60\%.$$

Причину настільки високої похибки можна виявити, якщо проаналізувати залежність $\Delta \lambda_{\nu-\nu}(p)$, з якої видно, що більші значення похибок мають місце в області низьких тисків. Проводячи оптимізацію діапазону тисків, у якому проводились вимірювання, знаходимо, що найменша похибка вимірювання має місце при $n = 9$ ($p = 6 \dots 22 \text{ Па}$), тобто, якщо відкинути точки з тисками $p = 2$ і 4 Па . Результати оптимізації наведені на рис. 1. Після оптимізації $\Gamma_{\nu-\nu}$ можна представити у виді

$$\Gamma_{\nu-\nu} = (0,123 \pm 0,014) \text{ мс}^{-1} \text{ Па}^{-1} (\alpha = 95\%); \quad \delta \Gamma_{\nu-\nu} = \pm 11\%.$$

В результаті оптимізації значення $\Gamma_{\nu-\nu}$ істотно не змінилось, а похибка вимірювання зменшилась з 60 до 11%.

В табл. 2 приведена залежність швидкості згасання λ_{ν} повільної компоненти від тиску.

Таблиця 2

$p, \text{Па}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22
$\lambda_{\nu}, \text{мс}^{-1}$	0,25	0,11	0,12	0,13	0,14	0,15	0,15	0,16	0,20	0,22	0,24

Оскільки повільна компонента відповідає за коливальну релаксацію, вона може бути апроксимованою у виді

$$\lambda_{\Delta \nu} = \Gamma_{\text{диф}} / p + \Gamma_{\nu-\tau} p, \quad (5)$$

де $\Gamma_{\text{диф}}$ – швидкість дифузії, $\Gamma_{\nu-\tau}$ – швидкість коливальної релаксації.

Для визначення релаксаційних компонент $\Gamma_{\text{диф}}$ і $\Gamma_{\nu-\tau}$, як і при визначенні $\Gamma_{\nu-\nu}$, скористуємося методом найменших квадратів, для чого потребуємо, щоб

$$\sum_{i=1}^n (\Gamma_i - \Gamma_{\text{диф}} / p_i - \Gamma_{\nu-\tau} p_i)^2 = \min. \quad (6)$$

Із цієї умови, диференціюючи (6) спочатку по $\Gamma_{\text{диф}}$, а потім по $\Gamma_{\nu-\tau}$, одержимо систему рівнянь для визначення релаксаційних параметрів:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^n \frac{1}{p_i^2} \Gamma_{\text{диф}} + n \Gamma_{V-T} = \sum_{i=1}^n \frac{\Gamma_i}{p_i} \\ n \Gamma_{\text{диф}} + \sum_{i=1}^n p_i^2 \Gamma_{V-T} = \sum_{i=1}^n \Gamma_i p_i \end{cases} \quad (7)$$

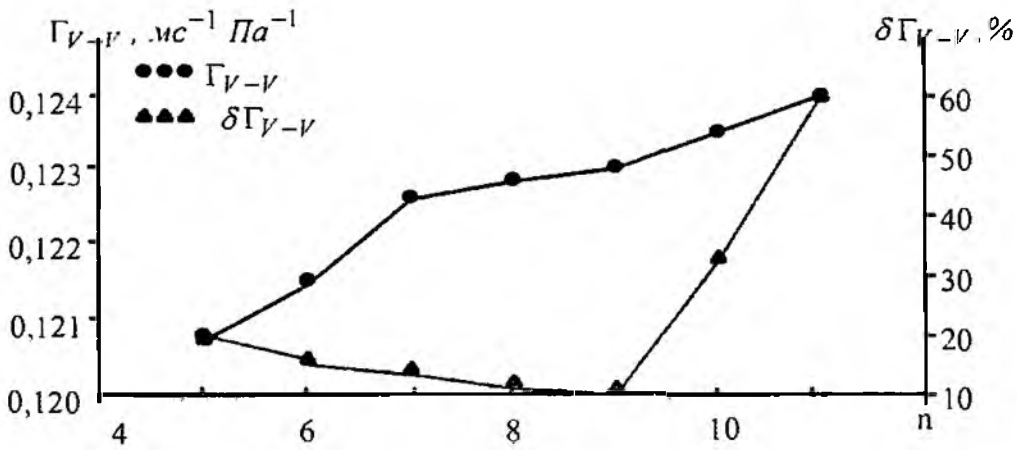


Рис. 1

Із розв'язку системи (3) знаходимо

$$\Gamma_{\text{диф}} = \Delta_1 / \Delta; \Gamma_{V-T} = \Delta_2 / \Delta. \quad (8)$$

де

$$\Delta = \sum_{i=1}^n 1/p_i^2 \sum_{i=1}^n p_i^2 - n^2;$$

$$\Delta_1 = \sum_{i=1}^n \lambda_{Vi} / p_i \sum_{i=1}^n p_i^2 - n \sum_{i=1}^n \lambda_{Vi} p_i;$$

$$\Delta_2 = \sum_{i=1}^n 1/p_i^2 \sum_{i=1}^n \lambda_{Vi} p_i - n \sum_{i=1}^n \lambda_{Vi} / p_i.$$

Підставляючи одержані величини $\Gamma_{\text{диф}}$ і Γ_{V-T} в рівняння (5), знайдемо значення λ_{AV} для кожного з тисків, а потім абсолютну похибку $\Delta\lambda_{Vi} = \lambda_{Vi} - \lambda_{AV}$, через яку можна виразити похибки $\Delta\Gamma_{\text{диф}}$ і $\Delta\Gamma_{V-T}$

$$\Delta\Gamma_{\text{диф}} = \frac{t_\alpha}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta\lambda_{Vi} p_i)^2}{n(n-1)}}, \quad (9)$$

$$\Delta\Gamma_{V-T} = \frac{t_\alpha}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta\lambda_{Vi} / p_i)^2}{n(n-1)}}, \quad (10)$$

де t_α – коефіцієнт Стьюдента для вибраного значення надійності α . Тут, як і раніше, $n = 11$, $\alpha = 0,95$, $t_\alpha = 2,23$. Після визначення похибок релаксаційні параметри можна представити у виді

$$\Gamma_{\text{диф}} = (0,42 \pm 0,09) \text{ мс}^{-1} \text{ Па} \quad (\alpha = 0,95); \quad \delta \Gamma_{\text{диф}} = \pm 21\%;$$

$$\Gamma_{V-T} = (9,5 \pm 1,9) \text{ с}^{-1} \text{ Па}^{-1} (\alpha = 0,95); \quad \delta \Gamma_{V-T} = \pm 20\%;$$

де $\delta \Gamma_{\text{диф}} = \Delta \Gamma_{\text{диф}} / \Gamma_{\text{диф}}$, $\delta \Gamma_{V-T} = \Delta \Gamma_{V-T} / \Gamma_{V-T}$ – відносні похибки.

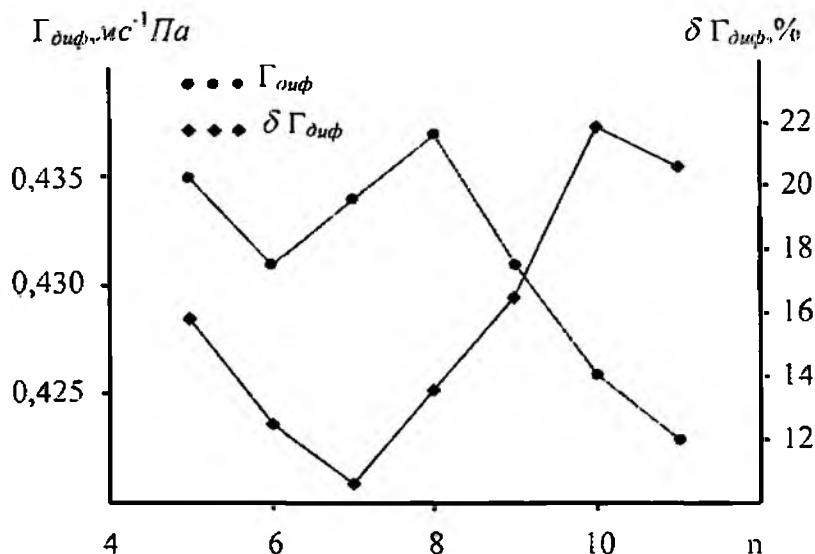


Рис. 2

Проаналізуємо можливість зменшення похибок вимірювань. Як витікає з формули (9), похибка вимірювання коефіцієнта дифузії пропорційна тиску, тому знизити її можна зміщуючись в область низьких тисків. На рис. 2 показані залежності $\Gamma_{\text{диф}}$ і $\Delta \Gamma_{\text{диф}}$ від числа експериментальних точок n при такому зміщенні. Як витікає з рис.2, найменша похибка має місце при $n=7$ (діапазон тисків $p = 2 \dots 14 \text{ Па}$). В цьому випадку

$$\Gamma_{\text{диф}} = (0,43 \pm 0,05) \text{ мс}^{-1} \text{ Па} \quad (\alpha = 0,95);$$

$$\delta \Gamma_{\text{диф}} = \pm 11\%.$$

Для зменшення похибки вимірювання коливально-поступальної релаксації, як витікає з формули (10), слід зміщуватись в область високих тисків. Залежності Γ_{V-T} і $\Delta \Gamma_{V-T}$ від числа експериментальних точок приведені на рис. 3, з якого витікає, що найменше значення похибки має місце при $n = 9$ ($p = 6 \dots 22 \text{ Па}$). Результати обчислень мають вид

$$\Gamma_{V-T} = (9,7 \pm 0,4) \text{ с}^{-1} \text{ Па}^{-1} (\alpha = 0,95);$$

$$\delta \Gamma_{V-T} = \pm 4\%.$$

З аналізу витікає, що в результаті оптимізації значення $\Gamma_{\text{диф}}$ і Γ_{V-T} змінилися несуттєво (в межах похибок вимірювань), похибки вимірювань зменшились, в особливості $\delta \Gamma_{V-T}$, яка складає всього 4%. Настільки низьке значення похибки можна пояснити тим, що в релаксаційному процесі зіштовхувальна компонента відіграє переважну роль порівняно з дифузією, в чому можна переконатись, визначивши тиск p_0 , при якому релаксаційні компоненти однакові, з рівності:

$$\Gamma_{\text{диф}} / p_0 = \Gamma_{V-T} p_0.$$

Звідси

$$p_0 = \sqrt{\frac{\Gamma_{\text{диф}}}{\Gamma_{V-T}}} = 6,7 \text{ Па},$$

тобто є зсуненим від середини діапазону, який досліджувався ($p_{\text{ср}}=12 \text{ Па}$), в сторону низьких тисків, показуючи перевагу зіштовхувальних процесів. Дифузія проявляється в основному в діапазоні 2...6,7 Па.

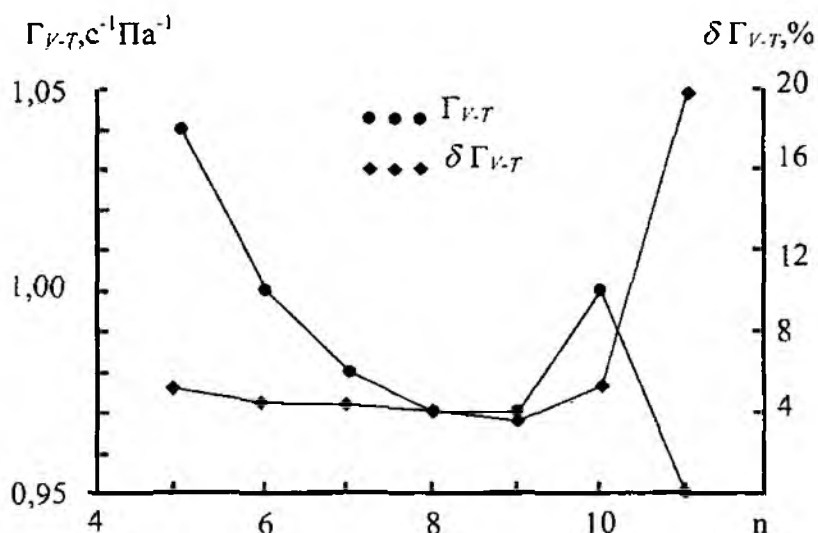


Рис. 3

Одержані результати підтверджують, що в молекулах типа симетричної дзиги, таких як CH_3Br [5] і досліджена у даній роботі молекула CH_3I , переважну роль в діапазоні генерації субміліметрових лазерів з оптичним накачуванням відіграють зіштовхувальні процеси, в той час як у молекулах типа несиметричної дзиги, таких як HCOOH [1], CH_3CN [2], CF_2HCl [3], CH_3OH [4], переважають процеси дифузії.

Список літератури: 1. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В., Шумейко Н.Ю. Определение релаксационных параметров молекулы HCOOH // Радиотехника. 1998. Вып. 105. С. 176-182. 2. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В. Определение релаксационных констант молекулы CH_3CN // Радиотехника. 1998. Вып. 108. С. 134-137. 3. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В., Мищенко Д.А. Определение скорости затухания неосновной компоненты релаксационного процесса // Радиотехника. 2000. Вып. 116. С. 99-101. 4. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В., Севрюков А.В. Визначення релаксационних параметрів молекули CH_3OH // Вестник ХГПУ. Новые решения в современных технологиях. 2000. Вып. 128. С.127-130. 5. Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Шевырев А.С. Исследование релаксационных характеристик CH_3Br -лазера с оптической накачкой // Известия вузов. Радиофизика. 1987. Т.30. № 8. С.973-979. 6. Кассандрова О.Н., Лебедев В.В. Обработка результатов наблюдений М.: Наука, 1970. 104 с.

Українська інженерно-педагогічна академія

Надійшла до редколегії 09 09 2005

АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СИГНАЛОВ, СОЗДАВАЕМЫХ ДВИЖУЩИМСЯ ИСТОЧНИКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Постановка задачи

В работах [1,2] получено интегральное представление фазы $\Phi(t)$ через амплитуду $A(t)$ для аналитического сигнала с произвольным финитным спектром. В данном сообщении этот результат применяется для сигнала, создаваемого в пункте приема, источником монохроматического излучения, движущимся по произвольной траектории в трехмерном пространстве.

Вывод интегрального представления фазы через амплитуду

Пусть в трехмерном пространстве зафиксирована декартова система координат $Oxyz$ и в ней движется по некоторой траектории $\bar{R}(t) = \{x(t), y(t), z(t)\}$ точечный источник монохроматического излучения частоты ω_0 с равномерной диаграммой направленности, т. е. по всем направлениям источник излучает сигнал с одинаковой амплитудой a_0 и начальной фазой φ_0 . Если скорость движения источника намного меньше скорости распространения волн, то интенсивность колебаний в точке наблюдения будет обратно пропорциональна расстоянию от источника до точки наблюдения. Тогда в пункте приема сигнала, расположенном, например, в начале координат, колебания в комплексной форме будут описываться формулой

$$u(t) = \frac{a_0}{R(t)} e^{i[\omega_0 t + \varphi_0 - kR(t)]}, \quad (1)$$

в которую естественным образом входят три произвольные постоянные: амплитуда a_0 , частота ω_0 и начальная фаза φ_0 источника излучения; $R(t) = |\bar{R}(t)|$, k - физическая константа. Видно, что при заданной траектории движения $\bar{R}(t)$ фаза $\omega_0 t + \varphi_0 + kR(t)$ принимаемого сигнала $u(t)$ содержит две произвольные постоянные ω_0 и φ_0 , т. е. фаза определена с точностью до произвольного линейного слагаемого $\omega_0 t + \varphi_0$ (константы ω_0, φ_0 обычно известны в реальных условиях).

Цель данной работы состоит в том, чтобы получить интегральное представление фазы $\Phi(t)$ через амплитуду $A(t)$ сигнала (1):

$$u(t) = A(t) e^{i\Phi(t)}$$

с точностью до линейного слагаемого вида $\omega_0 t + \varphi_0$.

Обозначим $x(t) = q_1(t)$, $y(t) = q_2(t)$, $z(t) = q_3(t)$ и введем функцию

$$f(t) = \sum_s q_s^2(t).$$

Для дальнейшего важны аналитические свойства этой функции. Исходя из физических соображений можно считать функцию $f(t)$ вещественно-аналитической, нигде на вещественной оси t не обращающуюся в нуль. Из этого следует, что функция комплексной переменной $f(z)$ имеет только комплексно-сопряженные нули. Используя функцию $f(t)$, получаем ($a_0 = 1$):

$$R(t) = \left[\sum_s q_s^2(t) \right]^{1/2} = \sqrt{f(t)},$$

$$u(t) = \frac{1}{\sqrt{f(t)}} \exp i[\omega_0 t + \varphi_0 + k\sqrt{f(t)}] = \frac{e^{ik\sqrt{f(t)}}}{\sqrt{f(t)}} e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)} = a(t) e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)},$$

где $a(t) = \frac{e^{ik\sqrt{f(t)}}}{\sqrt{f(t)}} = A(t)e^{i\Phi_0(t)}$. $A(t) = \frac{e^{ik\sqrt{f(t)}}}{\sqrt{f(t)}}$, $\Phi_0(t) = \sqrt{f(t)}$, $\Phi(t)$ – амплитуда и фаза аналитического сигнала $a(t)$. Требуется установить связь между $\Phi_0(t)$ и $A(t)$.

Та как аналитическое продолжение функции $a(t)$ в комплексную плоскость – функция $a(z)$ – не является ЦФЭТ, спектр сигнала $a(t)$ не является финитным, поэтому к $a(t)$ непосредственно неприменимо интегральное представление фазы через амплитуду, полученное в [2].

Однако нецелая функция $a(z)$ связана с целой функцией экспоненциального типа (ЦФЭТ)

$$a_1(z_1) = \frac{e^{ikz_1}}{z_1} \sin z_1$$

простым соотношением

$$a_1(\sqrt{f(z)}) = \frac{e^{ik\sqrt{f(z)}}}{\sqrt{f(z)}} \sin \sqrt{f(z)} = a(z) \sin \sqrt{f(z)},$$

откуда на вещественной оси имеем комплексное равенство

$$a_1(\sqrt{f(t)}) = a(t) \sin \sqrt{f(t)}, \quad (2)$$

из которого находим вещественные выражения:

$$A_1(t_1) = A(t) \left| \sin \sqrt{f(t)} \right|; \quad \Phi_1(t_1) = \Phi_0(t) + \sigma(t), \quad (3)$$

$$A_1(t_1) = |a_1(t_1)|, \quad \Phi_1(t_1) = \arg a_1(t_1), \quad \sigma(t) = \arg \sin \sqrt{f(t)}, \quad (4)$$

$$t_1 = \sqrt{f(t)}, \quad t_1 > 0 \text{ при } t > 0. \quad (5)$$

Так как ЦФЭТ $a_1(t_1)$ имеет финитный спектр, к ней применима доказанная в [2] теорема и фаза $\Phi_1(t_1)$ будет связана с амплитудой $A_1(t_1)$ интегральным соотношением

$$\Phi_1(t_1) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln A_1^2(\tau_1) h_1(\tau_1, t_1) d\tau_1, \quad (6)$$

где

$$h_1(\tau_1, t_1) = \frac{1}{\tau_1 - t_1} \operatorname{Re} \frac{(t_1 + ic)(t_1 + i)}{(\tau_1 + ic)(\tau_1 + i)}.$$

Подстановками (2) – (5) из него получаем выражение $\Phi(t)$ через $A(t)$.

Благодаря тому, что функция $a_1(t_1)$ является элементарной вещественно-аналитической ЦФЭТ, представляется возможным непосредственно проверить достоверность равенства (6). В самом деле, строим сопряженную для $a_1(z_1)$ функцию

$$\bar{a}_1(z_1) = a^*(z^*) = \frac{e^{-ikz_1}}{z_1} \sin z_1;$$

на вещественной оси t_1 имеем

$$a_1(t_1) = A_1(t_1) e^{i\Phi_1(t_1)}, \quad \bar{a}_1(t_1) = A_1(t_1) e^{-i\Phi_1(t_1)}, \quad a_1(t_1) \bar{a}_1(t_1) = A_1^2(t_1).$$

После подстановки последнего выражения в интеграл (6) он представляется в виде суммы двух интегралов $I_1 = I_1^+ + I_1^-$,

$$\text{где } I_1^+ = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln a_1(\tau_1) \tilde{h}_1(\tau_1, t_1) d\tau_1, \quad I_1^- = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \bar{a}_1(\tau_1) \tilde{h}_1(\tau_1, t_1) d\tau_1.$$

Вычисление интеграла I_1^+ производится с помощью полукруга бесконечно большого радиуса, охватывающего верхнюю комплексную полуплоскость \mathbf{C}^+ , и приводит к сумме двух вычетов: вычету в точке i и полувычету в точке t_1 . В результате вычислений получаем

$$I_1^+ = -\frac{1}{2} \left\{ i \ln a_1(ic) \frac{t_1 i + 1}{c-1} - i \ln a_1(i) \frac{t_1 i + c}{c-1} + i \ln a_1(t_1) \right\}.$$

Интеграл I_1^- вычисляется аналогично с помощью такого же контура, только охватывающего \mathbf{C}^- , что приводит к выражению

$$I_1^- = -\frac{1}{2} \left\{ i \ln a_1(ic) \frac{-t_1 i + 1}{c-1} - i \ln a_1(i) \frac{t_1 i + c}{c-1} + i \ln \bar{a}_1(t_1) \right\}.$$

При суммировании результатов указанного контурного интегрирования члены, содержащие $A_1(t_1) = |a_1(t_1)|$, сокращаются, а члены, содержащие $\Phi_1(t_1) = \arg a_1(t_1)$, остаются и дают $\Phi_1(t_1)$ с точностью до линейного слагаемого:

$$I_1 = I_1^+ + I_1^- = \frac{t_1}{c-1} [\ln a_1(ic) - \ln a_1(i)] + \Phi_1(t_1),$$

где $a_1(ic), a_1(i)$ – вещественные числа.

Переходим ко второму шагу – выполняем в (6) замену τ_1 на τ по формуле

$$\tau_1 = \sqrt{f(\tau)}, \quad \tau_1 > 0 \text{ при } \tau > 0. \quad (7)$$

В комплексной плоскости переменной τ построим две комплексно-сопряженные кривые $c^+ \subset \mathbf{C}^+$, $c^- \subset \mathbf{C}^-$. Каждая кривая начинается в точке $\tau = 0$ и оканчивается в ближайшем нуле $z_1^+ \in \mathbf{C}^+$ (или $z_1^- \in \mathbf{C}^-$) функции $f(\tau)$. При этом дуга c^+ выбирается так, чтобы в плоскости переменной τ_1 ей соответствовал вещественный отрезок $[0, \sqrt{f(0)}]$.

Теперь в плоскости переменной τ проведем разрез $l = c^+ \cup c^-$ и будем его использовать при выполнении замены (7). Выполняя эту замену, интеграл (6) представим суммой $I_1 = I_1^+ + I_1^-$ и используем те же контуры интегрирования для I_1^+ и I_1^- , которые использовались на первом шаге. При этом для I_1^+ вещественная ось $R_1 = R_1^- \cup R_1^+$ плоскости τ_1 переходит в комплексный контур $L^+ = R^- \cup a^+ \cup R^+$ плоскости τ , где R^\pm – вещественные полуоси ($R = R^- \cup R^+$), $a^+ = l_n^+ \cup c_0^+ \cup l_n^+$, l_n^+, l_n^+ – левый и правый берег верхнего полуразреза $l/2$, c_0^+ – окружность бесконечно малого радиуса, охватывающая точку ветвления z_1^+ . Для I_1^- вещественная ось R_1 переходит в $L^- = R^- \cup a^- \cup R^+$, где $a^- = l_n^- \cup c_0^- \cup l_n^-$. В связи с тем, что вещественный контур интегрирования R_1 для I_1^+ (I_1^-) переходит в комплексный L^+ (L^-) для I^+ (I^-), вещественный интеграл I_1^+ (I_1^-) в общем случае может переходить в комплексный I^+ (I^-), но так, что сумма $I^+ + I^- = I_1$ остается вещественной. Пусть $I^+ = \operatorname{Re} I^+ + i \operatorname{Im} I^+$, $I^- = \operatorname{Re} I^- + i \operatorname{Im} I^-$; тогда $I_1 = I^+ + I^- = \operatorname{Re} I^+ + \operatorname{Re} I^-$. Так как $\operatorname{Re} I^+ = I_{R^-}^+ + \operatorname{Re} I_{a^+}^+ + I_{R^+}^+ = I_R^+ + \operatorname{Re} I_{a^+}^+$, $\operatorname{Re} I^- = I_{R^-}^- + \operatorname{Re} I_{a^-}^- + I_{R^+}^- = I_R^- + \operatorname{Re} I_{a^-}^-$, то $I_1 = \operatorname{Re} I^+ + \operatorname{Re} I^- = I_R^+ + \operatorname{Re} I_{a^+}^+ + I_R^- + \operatorname{Re} I_{a^-}^- = (I_R^+ + I_R^-) + \operatorname{Re} I_{a^+}^+ + \operatorname{Re} I_{a^-}^- = I + (\operatorname{Re} I_{a^+}^+ + \operatorname{Re} I_{a^-}^-)$.

Непосредственное вычисление интегралов $I_{a^+}^+, I_{a^-}^-$ показывает, что $\operatorname{Re} I_{a^+}^+ + \operatorname{Re} I_{a^-}^- = -4J_1$ (см. приложение), при этом $I_{a^+}^+$ вычисляется по дугам l_n^+, c_0^+, l_n^+ , а $I_{a^-}^-$ – по дугам l_n^-, c_0^-, l_n^- (интегралы по c_0^\pm равны нулю). Следовательно, $I_1(t_1) = I + \operatorname{Re} I_{a^+}^+ + \operatorname{Re} I_{a^-}^- = I(t) - 4J_1$, где

интеграл $I(t)$ получается из $I_1(t_1)$ формальными вещественными заменами:
 $t_1 = t_1(t) = \sqrt{f(t)}$, $\tau_1 = \tau_1(\tau) = \sqrt{f(\tau)}$.

Таким образом,

$$\Phi_0(t) = -\sigma(t) + I_1(t_1) = -\sigma(t) + I(t) - 4J_1 =$$

$$-\sigma(t) - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln[A^2(\tau) \sin^2 \tau] \tilde{h}_1(\tau_1, t_1) \frac{\tau d\tau}{\tau_1} + 4 \int_0^{\sqrt{f(0)}} \ln S(\tau_1) \tilde{h}_1(\tau_1, t_1) d\tau_1.$$

Приложение

Вычисление суммы $\operatorname{Re} I_{\sigma^+}^+ + \operatorname{Re} I_{\sigma^-}^-$.

Вводим интегралы

$$J_1 = \int_{c^+} \ln S(\tau_1) \tilde{h}_1(\tau_1, t_1) d\tau_1, \quad J_2 = \int_{c^+} k\tau_1 \tilde{h}_1(\tau_1, t_1) d\tau_1,$$

где $S(\tau_1) = \frac{\sin \tau_1}{\tau_1}$. Тогда

$$-2\pi I_{c^+}^+ = \int_{c^+} \ln a|\tau_1| \tilde{h}(\tau_1, t_1) d\tau_1 = J_1 + iJ_2, \quad -2\pi I_{c^-}^- = \int_{c^-} \ln \bar{a}_1(\tau_1^-) \tilde{h}(\tau_1^-, t_1) d\tau_1^- = J_1^* - iJ_2^*,$$

где $\tau_1^- = \tau_1^+$ в силу того, что $c^- = (c^+)^*$.

Теперь можно вычислить интегралы вдоль берегов разреза;

- на дуге l_n^+ :

$$-2\pi I_{l_n^+}^+ = -2\pi (I_{-c^-}^+) = -2\pi (-I_{c^+}^-) = -(-2\pi I_{c^+}^-) = -(J_1 + J_2);$$

- на дуге l_n^+ :

$$-2\pi I_{l_n^+}^+ = -2\pi (-I_{c^+}^+) = -(-2\pi I_{c^+}^+) = -(J_1 + iJ_2);$$

- на дуге l_n^- :

$$-2\pi I_{l_n^-}^- = -2\pi (-I_{c^-}^-) = -(-2\pi I_{c^-}^-) = -J_1^* + iJ_2^*;$$

- на дуге l_n^- :

$$-2\pi I_{l_n^-}^- = -2\pi (-I_{c^-}^-) = -(-2\pi I_{c^-}^-) = -J_1^* + iJ_2^*.$$

Суммируя эти выражения, получаем

$$\operatorname{Re} I_{\sigma^+}^+ + \operatorname{Re} I_{\sigma^-}^- = 4(-\operatorname{Re} J_1 + \operatorname{Im} J_2).$$

Предположим дополнительно, что функция $f(\tau)$, при вещественном τ оставаясь положительной, растет до бесконечности при $|\tau| \rightarrow \infty$, поэтому она имеет минимум. Не ограничивая общности, можно считать, что этот минимум достигается при $\tau = 0$. Тогда отображение $\tau \rightarrow \tau_1 = \sqrt{f(\tau)}$ переводит положительную вещественную полуось R^+ ($\tau \geq 0$) плоскости переменной τ в вещественную полуось R_1^+ ($\tau \geq \sqrt{f(0)}$) плоскости переменной τ_1 . Аналогично R^- ($\tau \leq 0$) переходит в R_1^- ($\tau \leq -\sqrt{f(0)}$). Учитывая эти свойства отображения $\tau \rightarrow \tau_1$, перейдем в интегралах J_1, J_2 от переменной интегрирования τ к τ_1 и получим

$$J_1 = \int_{\sqrt{f(0)}}^0 \ln S(\tau_1) \tilde{h}_1(\tau_1, t_1) d\tau_1, \quad J_2 = \int_{\sqrt{f(0)}}^0 k\tau_1 \tilde{h}_1(\tau_1, t_1) d\tau_1.$$

Оба интеграла вещественны, так что $\operatorname{Im} J_2 = 0$. Следовательно,

$$\operatorname{Re} I_a^+ + \operatorname{Re} I_a^- = -4J_1(t_1) = 4 \int_0^{\sqrt{f(t_0)}} \ln S(\tau_1) \tilde{h}_1(\tau_1, t_1) d\tau_1.$$

Заклучение

На основании разработанной нами общей теории амплитудно-фазовых соотношений для сигналов с финитным спектром, путем применения специальной нелинейной комплексной замены переменных получено интегральное выражение фазы через амплитуду для сигналов, создаваемых движущимися источниками излучения.

Практическое применение – техника траекторных измерений.

Список литературы: 1. Гунько О. В. Решение нелинейного сингулярного интегрального уравнения с квадратичной нелинейностью // Укр. мат. журн. 2004. Т.56, № 5. С. 695-704. 2. Гунько О.В. Решение нелинейного сингулярного интегрального уравнения, определяющего амплитудно-фазовое соотношение в теории сигналов // Радиотехника. 2000. Вып. 115. С. 51-54.

*Харьковский национальный
экономический университет*

Поступила в редколлегию 12.10.2005

В.Н. МАНЖОС, д-р техн. наук, В.Б. БЗОТ, канд. техн. наук,
Ю.А. ПОПОНИН, канд. техн. наук, Э.Э. АСАНОВ, канд. техн. наук.

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ АЛГОРИТМА ИЗМЕРЕНИЯ РАЗНОСТИ РАССТОЯНИЙ В СИСТЕМЕ ПАССИВНОЙ ЛОКАЦИИ

Введение

Постоянное повышение требований к точности определения местоположения источников радиоизлучения (ИРИ) вынуждает специалистов развивать новые направления и совершенствовать имеющиеся методы пассивной локации. Среди известных методов пассивной локации особое внимание уделяется разностно-дальномерным системам (РДС) [1,2]. Это связано с возможностью определения координат ИРИ с наилучшими по сравнению с другими методами точностными характеристиками. При этом для реализации алгоритма оценки разности расстояний используются корреляторы различного типа. Однако принцип их работы предполагает вычисление взаимной корреляционной функции по всей длительности анализируемого сигнала, что приводит к относительно большим вычислительным затратам. Для повышения пропускной способности РДС целесообразно упростить алгоритм измерения разности расстояний. Предлагается уменьшить количество операций при вычислении разности расстояний за счет использования информации о нахождении ИРИ в ожидаемом диапазоне дальностей.

Постановка задачи

Рассмотрим наиболее простую конфигурацию РДС (рис. 1), в которой имеется опорный пункт приема и один вынесенный. Известно [1, 2], что первичным параметром для определения координат ИРИ в РДС является разность расстояний между опорным и вынесенным пунктами приема

$$R = r - d, \quad (1)$$

где r – расстояние между вынесенным пунктом приема и ИРИ; d – расстояние между опорным пунктом приема и ИРИ.

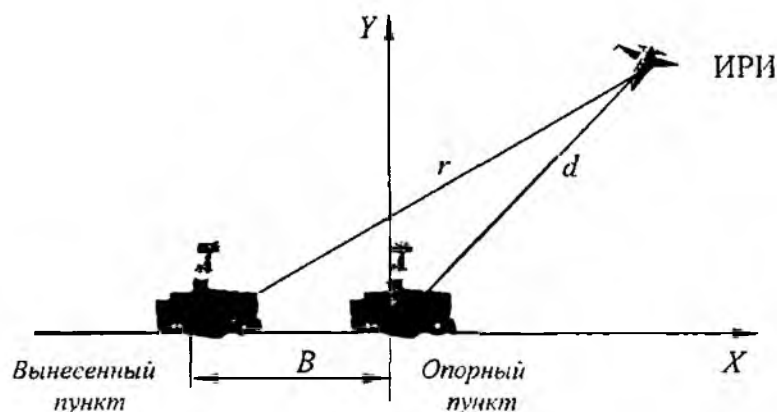


Рис. 1

Разность расстояний рассчитывается с помощью корреляционных измерителей. Среди них можно выделить многоканальный корреляционный измеритель, матричный коррелятор и корреляционный измеритель спектрального типа [3, 4, 5]. Однако построение таких корреляторов требует относительно больших аппаратных затрат. Кроме того, корреляционные измерители предполагают вычисление взаимной корреляционной функции колебаний $R_2(\tau)$, принятых разнесенными на базу B (рис. 1) пунктами приема, в течение времени интегрирования T :

$$\dot{R}_{12}(\tau) = \int_0^{\tau} \dot{Y}_1(t) \cdot \dot{Y}_2^*(t - \tau) dt, \quad (2)$$

где $\dot{Y}_1(t)$ и $\dot{Y}_2(t - \tau)$ – комплексные амплитуды сигналов, принятых опорным и вынесенным пунктами, τ – время задержки сигнала, принятого вынесенным пунктом приема относительно опорного.

Оценка разности расстояний определяется по положению максимума огибающей функции $\dot{R}_{12}(\tau)$ на оси τ . Максимум функции (2) соответствует времени запаздывания сигнала $t_{зан}$, принятого вынесенным пунктом приема относительно опорного. Время запаздывания $t_{зан}$ и разность расстояний связаны между собой известным соотношением $R = c \cdot t_{зан}$, где c – скорость распространения электромагнитных волн.

Таким образом, для нахождения разности расстояний между двумя пунктами приема в РДС необходимо определить время запаздывания $t_{зан}$ сигнала в одном пункте по отношению к другому.

Определение времени запаздывания

Рассмотрим пример измерения времени запаздывания в двухпунктовой системе, базирующийся на использовании соотношения [5]:

$$\dot{R}_{12}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{Y}_1(t) \cdot \dot{Y}_2^*(t - \tau) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{C}_1(f) \cdot \dot{C}_2^*(f) \cdot e^{-j2\pi f \tau} df, \quad (3)$$

где $\dot{C}_1(f)$ и $\dot{C}_2(f)$ – комплексные спектры принимаемых сигналов.

Запишем фазовый множитель в (3) применительно к дискретной обработке сигналов. В этом случае полагаем, что $f = \frac{m}{T}$, где T – длительность реализации сигнала, а m – номер отсчета его по времени. Учитывая, что $\tau = t \cdot \Delta t$, где Δt – интервал дискретизации, соотношение для фазового множителя можно представить в следующем виде:

$$2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau = \frac{2 \cdot \pi \cdot m \cdot t}{(T/\Delta t)} = \frac{2 \cdot \pi \cdot m \cdot t}{N},$$

где $N = T/\Delta t$ – число дискрет на интервале T .

В соответствии с этим спектр сигнала, принятого на опорном пункте обозначим \dot{C}_{1m} , а спектр сигнала, принятого на вынесенном пункте – $\dot{C}_{2m} = \dot{C}_{1m}^* \cdot e^{-j \frac{2 \cdot \pi \cdot m \cdot t \cdot h}{N}}$. Множитель h ($h \ll 1$) является нормирующим. Он выбирается на определенный диапазон дальностей. Его роль сводится к тому, чтобы принимаемое колебание содержало не более одного полу-периода с целью исключения неоднозначности измерений.

Известно, что для получения частотных спектров принимаемых сигналов \dot{C}_{1m} и \dot{C}_{2m} удобно пользоваться хорошо разработанными стандартными процедурами быстрого преобразования Фурье (БПФ) [4].

В результате перемножения образуется выходной спектр $\dot{Z}_m = \dot{C}_{1m} \cdot \dot{C}_{2m}$. Для расчета времени запаздывания $t_{зан}$ вычисляется нормированное значение выходного спектра, равное

$$\dot{S}_m = \frac{\dot{Z}_m}{\dot{C}_{1m} \cdot \dot{C}_{1m}^*} \quad (4)$$

С учетом (4) получим соотношение для S_m

$$\dot{S}_m = e^{\frac{-j2\pi m t h}{N}} \quad (5)$$

После логарифмирования (5) и разрешения его относительно времени $t = t_{зан}N$, получим

$$t_{зан} = \frac{\ln(\dot{S}_m) \cdot h^{-1}}{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot m \cdot N^{-1}} \quad (6)$$

Усредняя далее выражение (6) по N отсчетам получим среднее значение времени запаздывания $\hat{t}_{зан}$

$$\hat{t}_{зан} = (N-1)^{-1} \cdot \sum_{m=0}^{N-1} \frac{\ln(\dot{S}_m) \cdot h^{-1}}{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot m \cdot N^{-1}} \quad (7)$$

Упрощенная схема простейшего цифрового измерителя времени запаздывания приведена на рис. 2.

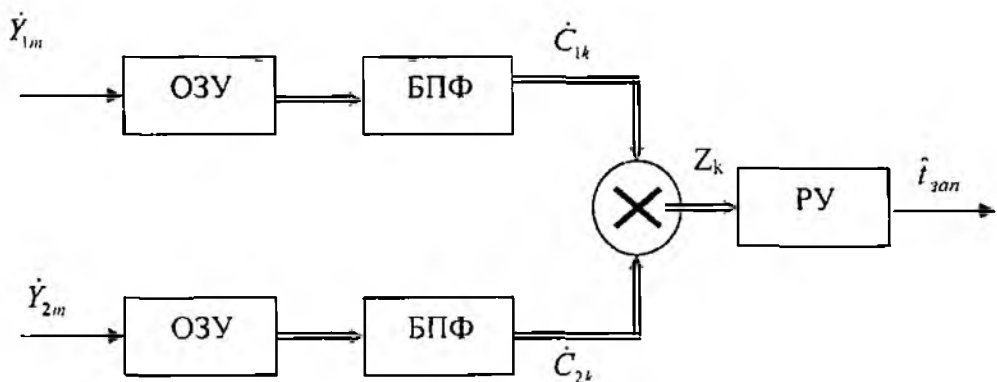


Рис. 2

Поступающие данные в дискретном виде \dot{Y}_{1k} и \dot{Y}_{2k} накапливаются в оперативных запоминающих устройствах (ОЗУ). После накопления N отсчетов входных сигналов осуществляется их БПФ, в результате чего вычисляются коэффициенты разложения в дискретный ряд Фурье \dot{C}_{1m} и \dot{C}_{2m} ($m = 0..N-1$). Затем происходит перемножение коэффициентов с одинаковыми индексами "m". Полученные произведения в решающем устройстве (РУ) нормируются и определяется время запаздывания $\hat{t}_{зан}$. Полученное по соотношению (7), значение времени запаздывания $\hat{t}_{зан}$ используется для расчета разности расстояний \hat{R} при замене $\tau = \hat{t}_{зан}$.

Проверка полученных соотношений на ПЭВМ

Предположим, что возможное время запаздывания сигнала равно $t_{зан} = 62.1$ мкс. Значение этого времени запаздывания при обработке является неизвестным и подлежит оценке. Этому времени запаздывания соответствует разность расстояний $R = c \cdot t_{зан} = 1.863 \cdot 10^4$ м. Полагаем, что входной сигнал представляет собой выборку, например гауссовского шума объемом $N = 256$, с текущими значениями дискрет $m = 0..N-1$. Считаем нормирующий множитель равным $h = 0.001$, при котором зависимость $\text{Re}(\dot{S}_m)$ для заданных m будет иметь один полупериод. Далее обработка данного колебания производится согласно схеме, приведенной на рис. 2.

На рис. 3 приведена зависимость времени запаздывания $\hat{t}_{зан}(m)$ от текущего значения дискрет.

Как видно из рис. 3, полученные значения времени запаздывания $\hat{t}_{\text{зап}}(m)$ сигнала для текущих дискрет достаточно близки к заданному значению. Аналогичный результат получается и в том случае, когда в качестве входного сигнала используется выборка с другими законами распределения.

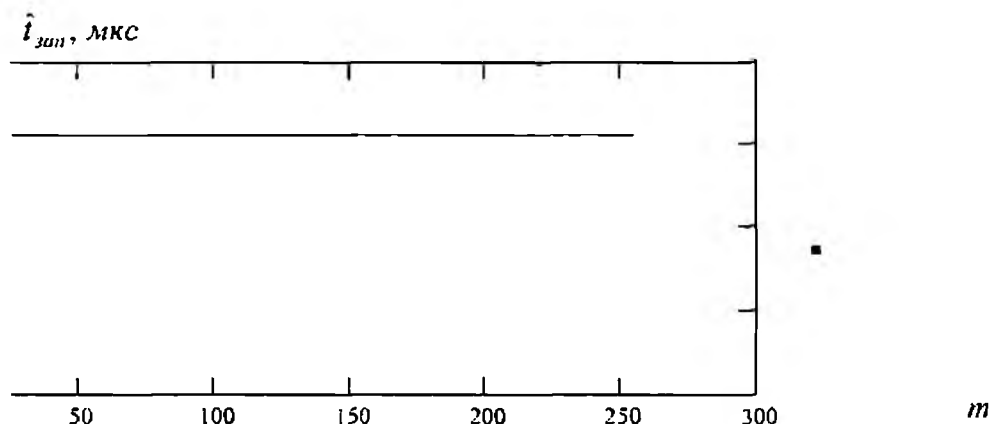


Рис. 3

Выводы

Таким образом, оценка разности расстояний при использовании предложенных соотношений, определяющих время запаздывания сигнала, позволяет упростить приемную аппаратуру пассивных средств локации. При этом вся обработка принятых колебаний и расчет координат ИРИ будет производиться на ПЭВМ с помощью специальных алгоритмов. Рассмотренный подход в оценке разности расстояний можно использовать при наличии нескольких вынесенных пунктов приема.

Список литературы: 1. Черняк В.С. Многопозиционная радиолокация. М.: Радио и связь, 1993. 416 с. 2. Манжос В.Н., Калюжный Н.М., Бурковский С.И., Колодей О.П. Методы определения координат целей и оценки точности их измерения в разностно-дальномерной системе с произвольным числом и расположением выносных пунктов // 3б. наук. прайц. Вип. 4(26). Х.: ХВУ, 1999. С. 16–21. 3. Дж. Бендат Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. С. 540. 4. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. Учебник для высших учебных заведений. М.: Радио и связь, 1986. С. 671. 5. Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 415 с.

Объединенный научно-исследовательский институт Вооруженных Сил

Поступила в редколлегию 25.10.2005

ФЛУКТУАЦИИ ФОКАЛЬНОГО ПЯТНА В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ КРУГЛОЙ СФОКУСИРОВАННОЙ АПЕРТУРЫ ПРИ НАЛИЧИИ ФАЗОВЫХ ОШИБОК

Введение

Флуктуации источников, всегда присутствующие в реальных антеннах, влияют на все их характеристики. Изучение этой проблемы составляет предмет статистической теории антенн [1]. Позднее развитая в [1] теория для дальней зоны была обобщена применительно к линейным антеннам и на зону Френеля [2, 3], значимость которой в последнее время существенно повысилась из-за увеличения её протяженности, в связи с ростом электрических размеров современных антенн, обострением проблемы ЭМС и расширением области применения сфокусированных антенн. Фокусировка поля в зону Френеля используется в системах с синтезированной апертурой, при передаче энергии СВЧ, в технике антенных измерений, ближней радиолокации и т.д.

Искажение фазового распределения вдоль антенны приводит к смещению направления главного максимума в дальней зоне, а в зоне Френеля дополнительно и к смещению продольного положения максимума поля. Этот эффект является одним из наиболее неприятных следствий фазовых ошибок.

В настоящей работе исследуется флуктуация положения фокального пятна сфокусированной в зону Френеля круглой апертуры.

Основные соотношения и результаты

Антенна с круглой апертурой имеет радиус R , поле возбуждения имеет равномерное амплитудное распределение и линейно поляризовано. Интенсивность поля, создаваемого сфокусированной апертурой в точке $P(0, \varphi, z)$ зоны Френеля, при наличии флуктуаций фазы с точностью до несущественных в данном случае множителей определяется соотношением

$$|F(\psi, \xi)|^2 = \left[\left(\frac{1}{\chi_0} - \frac{16}{\pi} \xi \right) \int_S e^{jk\chi(u, \varphi)} e^{-j[2k\xi u^2 - \psi u \cos(\varphi - \varphi_1)]} ds \right]^2, \quad (1)$$

где $u = \rho_1 / R$ – безразмерная радиальная координата на апертуре; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве; $\Phi(\rho_1, \varphi_1)$ – случайная функция, описывающая флуктуации фазы поля возбуждения; S – площадь апертуры; $\psi = kR \sin \theta$ – обобщенный угол, θ – угол между осью z и направлением в точку P ; $\xi = \frac{\pi}{16\chi_0} \left(1 - \frac{\chi_0}{\chi} \right)$ – обобщенная продольная координата;

$\chi = r/r_{fz}$, $\chi_0 = r_f/r_{fz}$, $r_{fz} = 8R^2/\lambda$ – расстояние до дальней зоны; r, r_f – расстояние от центра апертуры до точки наблюдения и фокусное расстояние соответственно.

Полагается, что $\Phi(\rho_1, \varphi_1)$ – однородная случайная функция с нормальным законом распределения, нулевым средним значением и дисперсией $\alpha = \sigma^2 = const$. Коэффициент корреляции принят гауссового вида

$$r_{\varphi} = \exp \left\{ - \left[u^2 + u'^2 - 2uu' \cos(\varphi_1 - \varphi'_1) \right] / c^2 \right\},$$

где c – радиус корреляции в относительных единицах, связанный с радиусом корреляции в абсолютных единицах ρ_0 соотношением $c = \rho_0 / R$.

Наличие фазовых ошибок приводит к флуктуациям фокального пятна – флуктуациям положения точки его максимума интенсивности поля (МИП). Будем полагать, что фазовые

ошибки малы, поскольку именно в этом случае можно говорить о сформировавшемся в продольном измерении фокальном пятне и, кроме того, будем рассматривать случай глубокой фокусировки $\chi_0 < 0.1$. При указанных предположениях можно считать, что угловая и продольная координаты точки МИП ψ и ζ малы. В этом случае, ограничившись членами не выше второго порядка малости, для интенсивности поля, получим:

$$|F(\psi, \zeta)|^2 = \left[\frac{\pi^2}{\chi_0^2} + \frac{1}{\chi_0^2} \left(\int_S \Phi(u, \varphi_1) ds \right)^2 - \frac{\pi}{\chi_0^2} \int_S (\Phi(u, \varphi_1))^2 ds \right] + \\ + \zeta \left[-\frac{32\pi^2}{\chi_0} + \frac{2\pi}{\chi_0^2} \int_S \Phi(u, \varphi_1) ds - \frac{2\pi}{\chi_0^2} \int_S \Phi(u, \varphi_1) b ds \right] + \\ + \zeta^2 \left[256 + \frac{\pi^2}{\chi_0^2} - \frac{4\pi^2}{3\chi_0^2} \right] - \psi \left[\frac{2\pi}{\chi_0^2} \int_S \Phi(u, \varphi_1) ds \right] - \frac{\pi^2}{4\chi_0^2} \psi^2 \quad (2)$$

Координаты точки МИП для отдельной реализации поля удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{\partial}{\partial \psi} \{ |F(\psi, \zeta)|^2 \} = 0, \\ \frac{\partial}{\partial \zeta} \{ |F(\psi, \zeta)|^2 \} = 0. \quad (3)$$

Соотношения (3) позволяют найти поперечное и продольное смещения точки МИП относительно фокальной точки ($\psi = 0, \zeta = 0$). Обозначим смещения координаты точки МИП через $\Delta\psi_m, \Delta\zeta_m$ соответственно. При малых флуктуациях фазы величины этих смещения малы. Учитывая одновременно малость величин $\Delta\psi_m$ и $\Delta\zeta_m$, находим:

$$\Delta\psi_m = -\frac{4}{\pi} \int_S \Phi(u, \varphi_1) \cos(\varphi - \varphi_1) u^2 du d\varphi, \quad (4)$$

$$\Delta\zeta_m = \frac{48}{\pi \left(1 - \frac{768\chi_0^2}{\pi^2} \right)} \left[\chi_0 - \frac{1}{8} \int_S \Phi(u, \varphi_1) \left(u^2 - \frac{1}{2} \right) u du d\varphi_1 \right]. \quad (5)$$

Заметим, что (4) совпадает с полученным в [4] выражением для величины ухода направления главного максимума ДН круглой апертуры в дальней зоне, а первое слагаемое в квадратной скобке выражения (5) определяет положение главного максимума интенсивности поля в отсутствие флуктуаций и оно совпадает с полученным в [5].

Дисперсии этих величин соответственно:

$$\overline{\Delta\psi_m^2} = \alpha \frac{16}{\pi^2} \int_S \int_{S'} uu' \cos(\varphi - \varphi_1) \cos(\varphi - \varphi_1') e^{-\frac{u^2 + u'^2 - 2uu' \cos(\varphi_1 - \varphi_1')}{c^2}} ds ds', \quad (6)$$

$$\overline{\Delta\zeta_m^2} = \alpha \frac{36}{\pi^2 \left(1 - \frac{768}{\pi^2} \chi_0^2 \right)} \int_S \int_{S'} \left(u^2 - \frac{1}{2} \right) \left(u'^2 - \frac{1}{2} \right) \cos(\varphi - \varphi_1) \cos(\varphi - \varphi_1') e^{-\frac{u^2 + u'^2 - 2uu' \cos(\varphi_1 - \varphi_1')}{c^2}} ds ds'. \quad (7)$$

Проведя интегрирование, получим

$$\sigma_\psi^2 = \alpha 4c^2 \left\{ 1 - e^{-\frac{2}{c^2}} \left[I_0\left(\frac{2}{c^2}\right) + \left(1 - \frac{c^2}{2}\right) I_1\left(\frac{2}{c^2}\right) \right] \right\}, \quad (8)$$

$$\sigma_{\xi}^2 = \alpha \frac{3c^2}{\left(1 - \frac{768}{\pi^2} \chi_0^2\right)} \left\{ 1 - e^{-\frac{2}{c^2}} \left[(3 - 2c^2) I_0\left(\frac{2}{c^2}\right) + (3 - 2c^2 + 2c^4) I_1\left(\frac{2}{c^2}\right) \right] \right\}, \quad (9)$$

где α – дисперсия фазовых ошибок.

Выражения (8) и (9) справедливы при любых c и малых ($\chi_0 < 0,1$) расстояниях фокусировки. Из них следует, что дисперсии МИП пропорциональны дисперсии фазовых ошибок α . С уменьшением расстояния фокусировки дисперсия продольного положения МИП уменьшается. Последнее физически понятно, так как по мере приближения к антенне (углублении в зону Френеля) влияние фазовых ошибок на распределение поля уменьшается. Зависимость от радиуса корреляции более сложная. Для её выяснения воспользуемся приближенными соотношениями для σ_{ψ}^2 и σ_{ξ}^2 для малых и больших c , полученными из (8) и (9) путем разложения входящих в них функций в степенные ряды:

$$\sigma_{\psi}^2 = 4\alpha c^2 \left[1 - \frac{2c}{\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{5}{16} c^2 + \frac{13}{256} c^4 \right) \right], \quad \text{при } c \leq 1.2; \quad \sigma_{\psi}^2 = \alpha \left(\frac{2}{c^2} - \frac{4}{3c^4} + \frac{7}{3c^6} \right), \quad \text{при } c \geq 1.7; \quad (10)$$

$$\sigma_{\xi}^2 = 4\alpha c^2 \left[1 - \frac{2c}{\sqrt{\pi}} \left(1 - \frac{5}{16} c^2 + \frac{13}{256} c^4 \right) \right], \quad \text{при } c \leq 1.2; \quad \sigma_{\xi}^2 = \alpha \left(\frac{2}{c^2} - \frac{4}{3c^4} + \frac{7}{3c^6} \right), \quad \text{при } c \geq 1.7. \quad (11)$$

Погрешность формул (10), (11) при указанных значениях c не более 5 %.

Из (10) и (11) имеем следующие асимптотические выражения:

при $c \rightarrow 0$

$$\sigma_{\psi}^2 = 4\alpha c^2, \quad \sigma_{\xi}^2 = \frac{\alpha 3c^2}{\left(1 - \frac{768}{\pi^2} \chi_0^2\right)}, \quad \frac{\sigma_{\xi}^2}{\sigma_{\psi}^2} = \frac{0.75}{\left(1 - \frac{768}{\pi^2} \chi_0^2\right)}; \quad (12)$$

при $c \rightarrow \infty$;

$$\sigma_{\psi}^2 = \frac{2\alpha}{c^2}, \quad \sigma_{\xi}^2 = \frac{\alpha}{2 \left(1 - \frac{768}{\pi^2} \chi_0^2\right) c^4}, \quad \frac{\sigma_{\xi}^2}{\sigma_{\psi}^2} = \frac{1}{4 \left(1 - \frac{768}{\pi^2} \chi_0^2\right) c^2}. \quad (13)$$

Из приведенных выражений видно, что при малых c и σ_{ψ}^2 и σ_{ξ}^2 с ростом радиуса корреляции дисперсии углового и продольного положений МИП растут одинаковым образом – пропорционально c^2 . Для больших c дисперсия продольной координаты МИП уменьшается существенно быстрее – как c^{-4} , в то время как дисперсия углового положения пропорциональна c^{-2} . Отметим, что у линейных антенн [3] дисперсии σ_{ψ}^2 и σ_{ξ}^2 при малых c пропорциональны первой степени радиуса корреляции – $\sigma_{\psi}^2 = 1.5\sqrt{\pi}\alpha c$, $\sigma_{\xi}^2 = \frac{45\sqrt{\pi}}{8}\alpha c$, а при больших они имеют такую же зависимость от c , как и у круглой апертуры. Кроме того, у линейных антенн дисперсия продольной координаты всегда больше, чем дисперсия поперечной.

Точные зависимости σ_{ψ}^2 и σ_{ξ}^2 , рассчитанные по (8) и (9) для произвольных значений c представлены на рис. 1.

Видно, что величины σ_{ψ}^2 и σ_{ξ}^2 , как функции радиуса корреляции имеют экстремумы.

Численное исследование на основании (8) и (9) показало, что σ_{ψ}^2 достигает максимума при

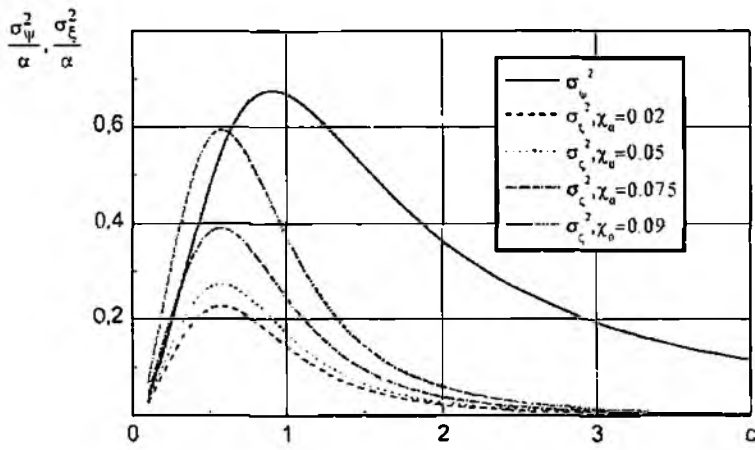


Рис. 1

$c \approx 0.9$, а σ_{ξ}^2 - при $c \approx 0.57$. Максимум σ_{ψ}^2 соответственно равен 0.68α , а максимум σ_{ξ}^2 зависит от расстояния фокусировки χ_0 и равен $0.22\alpha / \left(1 - \frac{768}{\pi^2} \chi_0^2\right)$. Эти величины существенно меньше, чем для линейных антенн, для которых соответственно $(\sigma_{\psi}^2)_{\max} = 0.85\alpha$ и $(\sigma_{\xi}^2)_{\max} = 1/9\alpha$

Дисперсии реальных физических координат точки МИП, то есть величин θ и r могут быть определены из соотношений:

$$\sigma_{\theta}^2 = \left(\frac{\lambda}{\pi 2R}\right)^2 \sigma_{\psi}^2; \quad \sigma_r^2 = \frac{16}{\pi} r^4 \left(\frac{\lambda}{8R^2}\right)^2 \sigma_{\xi}^2. \quad (14)$$

Заключение

Результаты проведенного исследования пригодны при различных механизмах происхождения флуктуаций, соответствующих ансамблевой или временной статистике и порождаемых либо внутри антенны, либо неоднородностям среды. Они могут быть полезны при оценке реальных характеристик разных фокусирующих систем, используемых в радиотехнике, оптике, акустике, обосновании разумных требований к допускам, стабильности параметров элементов, входящих в состав этих систем.

Список литературы: 1. Шифрин Я С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов.радио, 1970. 2. Шифрин Я С., Бородавко Ю М. О статистике поля линейной антенны в зоне Френеля // Радиотехника и электроника. 1988. Т.33. №9. С. 1870. 3. Шифрин Я С., Бородавко Ю М. Статистика поля линейной сфокусированной антенны // Радиотехника. 1996. Вып. 100. С. 68-82. 4. Должиков В.В. Средние характеристики круглой апертуры при наличии флуктуаций фазы // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2002. №10. С. 58-67. 5. Должиков В.В. Продольное распределение интенсивности поля в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры // Раднотехника. 1998. Вып. 106. С. 97-108. 6. Ватсон Г.Н. Теория беселевых функций. М.: ИЛ, 1949. 7. Абрамовиц А., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979

Харьковский национальный университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 09.09.2005

*В.К. ІВАНОВ, д-р фіз.-мат. наук, Г.А. КУЧУК, канд. техн. наук,
В.М. ШАЛЯПІН, канд. фіз.-мат. наук*

МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛАСТИЧНОГО ТРАФІКУ ТОЧКОВОГО ДЖЕРЕЛА МУЛЬТИСЕРВІСНОЇ МЕРЕЖІ

На сьогодні побудова мультисервісних мереж (ММ) з інтеграцією різних послуг є одним з найперспективніших напрямків розвитку корпоративних мереж (КМ), який обумовлений рішенням двох телекомунікаційних задач: забезпеченням мовних міжособових взаємодій і впровадженням інформаційних систем (ERP, CRM, EDI та інших), для взаємодії яких необхідно забезпечувати обмін інформаційними потоками. Довгий час в КМ переважала перша задача, тому під корпоративними мережами розуміли локальні обчислювальні мережі, які забезпечують доступ співробітників до інформаційних прикладень і управлінських АТС, що надають мовні послуги. Розвиток технологій пакетної комутації зробив можливим інтеграцію різнорідних інформаційних потоків в однорідне середовище, що забезпечує конвергенцію послуг телефонії і передачі даних. Таке рішення дозволило оптимізувати навантаження у вузлах мережі, понизити експлуатаційні витрати, збільшити спектр сервісів і розширити можливості реалізації політики інформаційної безпеки.

Основна задача мультисервісних мереж полягає в забезпеченні співіснування і взаємодії різнорідних комунікаційних підсистем в єдиному транспортному середовищі, коли для передачі звичайного трафіку (даних) і трафіку реального часу (голос і відео) використовується єдина інфраструктура [1]. Побудова такої мережі – достатньо складна і трудомістка задача, тому сьогодні в багатьох виладках мультисервісність корпоративної мережі практично обмежується середовищем Ethernet, де трафік поділяється на мовний і IP-трафік. Тільки розвиток концепції Next Generation Network (NGN) і створення рішень типа SoftSwitch операторського класу щодо пронесення мовного трафіку в мережі пакетної комутації за технологією VoIP зробили можливим створення мультисервісних мереж будь-якого масштабу, з'явилася можливість за рахунок розділення трафіку корисного навантаження і сигналізації мінімізувати витрати на пронесення мовного трафіку до вузла комутації для маршрутизації його в мережі, бо локальний трафік замикається на медіашлюзі (при цьому послуги IP Centrex виявляються дешевшими та доступнішими), а також створювати розподілені call-центри, здатні надавати ці послуги для користувачів, які потребують одне-два робочих місця. А розвиток корпоративних мереж нового покоління BcN (Broadband convergence Network) дозволяє об'єднати концепції NGN, широкосмугового мультисервісного доступу і сенсорних мереж.

При створенні мультисервісної мережі скорочуються витрати на канали зв'язку, адміністрування і підтримку працездатності мережі, з'являється можливість проведення єдиної адміністративно-технічної політики в області інформаційного обміну, збільшується конкурентоспроможність організації за рахунок вступу в операційну діяльність нових корпоративних сервісів і прикладень і, як наслідок, підвищується продуктивність праці співробітників [2].

Мультисервісні мережі припускають телекомунікаційне середовище з багаточисельними модифікаціями швидкої комутації пакетів та широкосмугову пакетну комутацію [3]. Основні вимоги, що пред'являються до мультисервісних мереж, – можливість передачі різнорідного, мультимедійного трафіку і здатність підтримки сервісу як із встановленням з'єднання, так і без з'єднання. Виходячи з цього, трафік мультисервісної мережі є неоднорідним, тобто основні проблеми при розрахунках та проектуванні виникають при спробі інтегрувати сервіси в одній мережі (здійснити мультисервісність) [1].

Постановка проблеми в загальному вигляді

Для розширення використання в мультисервісних мережах технологій, що дозволяють надавати широкий спектр різноманітних послуг, таких як високошвидкісна передача файлів даних, відеотелефон, кольорове факсиміле, відеоконференції тощо, необхідне проведення

попередньої оцінки рівня вимог до основних параметрів мережі, в першу чергу до продуктивності центрів комутації і необхідної швидкості передачі цифрових трактів зв'язку, що дозволить встановити відповідність між попитом, місткістю і пропускнуою спроможністю і дасть відповідь на питання про можливість надання того або іншого виду послуг. Проте, рішенню даної проблеми перешкоджає велика кількість чинників, таких як маловивченість телекомунікаційних мереж з інтегральним трафіком, відсутність загальних методик розрахунку характеристик трафіку в таких мережах тощо.

Аналіз існуючих підходів

У [4] показано, що широкий діапазон швидкостей передачі – від декількох сотень біт/с до сотень Мбіт/с, суттєвий статистичний характер інформаційних потоків в інтегральних мережах, велика різноманітність мережевих конфігурацій значно ускладнюють опис трафіку в мультисервісних системах в порівнянні з класичними мережами зв'язку. У [5] обґрунтовано вимоги щодо наявності можливості будь-якої зміни ширини смуги пропускання каналу між пунктами прийому і передачі, яка забезпечується пакетною комутацією на рівні віртуального каналу, причому плавно і практично на будь-яку величину, до використання всіх можливих мережевих ресурсів, що робить у ряді випадків неприйнятним для аналізу характеристик реального мережевого трафіку ММ використання класичного підходу [6], заснованого на марківських або напівмарківських моделях [7, 8], управлінні доступом на основі поняття ефективною пропускнуою спроможністю [9] і припущеннях щодо пуассонівського характеру потоків [10, 11]. Останнім часом з'явилися роботи, в яких аналіз характеристик трафіку проводиться на основі його статистичного характеру в системах з довготривало залежними процесами на вході [12, 13]. Проте, в загальному вигляді проблема отримання характеристик реального трафіку в мультисервісних мережах, які використовують сучасні технології, на сьогодні не розв'язана [14]. Зокрема, представляє інтерес дослідження характеристик еластичного трафіку, що часто зустрічається в ММ та може пристосовуватися в широких межах до затримок і змін пропускнуої спроможності об'єднаної мережі, задовольняючи водночас потреби прикладень. Еластичний трафік використовується при передачі файлів даних, текстів, відеозображень, відеопослідовностей і ін. із змінною інтенсивністю потоку, яка, звичайно, зумовлена зовнішніми причинами, такими, як наприклад, відсутність необхідної пропускнуої спроможності, без негативної дії на якість обслуговування [15]. Найважливіші характеристики такого трафіку – процес надходження запитів на передачу і розподіл їх за віртуальними маршрутами, можна одержати, моделюючи трафік, що поступає від окремої точкового джерела. Тому метою даної статті є розробка моделі, що дозволяє провести оцінку еластичного трафіку окремого точкового джерела мультисервісної мережі.

Результати досліджень

Розглянемо мультисервісну мережу, яка має I точкових джерел еластичного трафіку (ТДЕТ) [15]. Нехай i -те джерело ($i = \overline{1, I}$) характеризується випадковим процесом, що визначає сімейство випадкових функцій бітової швидкості (надалі – швидкості) передачі інформації конкретних сеансів. Даний стохастичний процес, що розглядається протягом деякого часового інтервалу, можна охарактеризувати наступними ключовими параметрами [16]:

$V_i^{(\max)}$ – піковою швидкістю передачі i -го ТДЕТ; $V_i^{(cp)} = \int_0^{T_i} V_i(t) dt$ – середньою

швидкістю передачі (математичним сподіванням) i -го ТДЕТ; $k_i^{(p)} = \frac{V_i^{(\max)}}{V_i^{(cp)}}$ – коефіцієнтом

пачковості [16], який визначає співвідношення між величинами пікової і середньої швидкості

(у додатках іноді розглядається коефіцієнт можливого заповнення, зворотний коефіцієнту пачковості – $k_i^{(zap)} = (k_i^{(p)})^{-1}$); $T_i^{(max)}$ – тривалістю пікового навантаження.

Нехай обсяг інформації, переданої за час $t \in [0, T_i]$, характеризується випадковою величиною $W_i(t)$ із максимально можливим значенням

$$W_i^{(max)} = V_i^{(max)} \cdot T_i^{(max)}.$$

Зрозуміло, що $V_i(t) = \frac{dW_i(t)}{dt}$.

Розглянемо ймовірність досягнення пікової швидкості передачі трафіку i -го ТДЕТ на даному часовому інтервалі $[0, T_i]$:

$$P_i = P(V_i(t) = V_i^{(max)}).$$

Дана ймовірність характеризує не тільки швидкість передачі інформації, але і об'єми, що передаються:

$$V_i(t) = V_i^{(max)} \Rightarrow (V_i(t) \cdot T_i^{(max)} = V_i^{(max)} \cdot T_i^{(max)}) \Leftrightarrow (W_i(t) = W_i^{(max)}) \Rightarrow P_i = P(W_i(t) = W_i^{(max)}).$$

Розіб'ємо часовий інтервал $[0, T_i]$ на дві підмножини вкладених інтервалів $\mathfrak{Z}_i^{(1)}$ і $\mathfrak{Z}_i^{(2)}$ таким чином:

$$\mathfrak{Z}_i^{(1)} \cup \mathfrak{Z}_i^{(2)} = [0, T_i]; \quad \mathfrak{Z}_i^{(1)} \cap \mathfrak{Z}_i^{(2)} = \emptyset;$$

$$\forall t^{(1)} \in [t_i^{(1)'}; t_i^{(1)''}] \subset \mathfrak{Z}_i^{(1)} \Rightarrow V_i(t^{(1)}) = V_i^{(max)};$$

$$\forall t^{(2)} \in [t_i^{(2)'}; t_i^{(2)''}] \subset \mathfrak{Z}_i^{(2)} \Rightarrow V_i(t^{(2)}) < V_i^{(max)}.$$

Дане розбиття дозволяє визначити тривалість пікового навантаження на заданому інтервалі, яка дорівнює

$$T_i^{(max)} = \sum_{[t_i^{(1)'}; t_i^{(1)''}] \subset \mathfrak{Z}_i^{(1)}} |t_i^{(1)''} - t_i^{(1)'}| \quad (1)$$

і знайти значення ймовірності досягнення пікової швидкості передачі трафіку i -го ТДЕТ на даному часовому інтервалі. Для цього потрібно знайти площі, які відповідають визначеним підмножинам $\mathfrak{Z}_i^{(1)}$ і $\mathfrak{Z}_i^{(2)}$:

$$\Theta_1 = \int_{\mathfrak{Z}_i^{(1)}} V_i(t) dt = V_i^{(max)} \cdot T_i^{(max)}; \quad \Theta_2 = \int_{\mathfrak{Z}_i^{(2)}} V_i(t) dt; \quad (2)$$

$$\Theta = \Theta_1 + \Theta_2 = V_i^{(max)} \cdot T_i^{(max)} + \Theta_2.$$

Тоді шукана ймовірність дорівнює

$$P_i = \frac{\Theta_1}{\Theta} = \frac{V_i^{(max)} \cdot T_i^{(max)}}{V_i^{(max)} \cdot T_i^{(max)} + \Theta_2}. \quad (3)$$

Використовуючи узагальнену інтегральну теорему про середнє значення, запишемо, що

$$\exists \eta \in [0, T_i] \mid \Theta_2 = V_i(\eta) \cdot (T_i - T_i^{(max)}). \quad (4)$$

Враховуючи, що $\Theta = \Theta_1 + \Theta_2 = V_i^{(cp)} \cdot T_i$, а також вираз (2), знайдемо значення Θ_2 :

$$\Theta_2 = \Theta_2 = V_i^{(cp)} \cdot T_i - V_i^{(max)} \cdot T_i^{(max)}. \quad (5)$$

Із твердження (4) і виразу (5) витікає наступне:

$$V_i(\eta) = \frac{\Theta_2}{T_i - T_i^{(\max)}} = \frac{V_i^{(cp)} \cdot T_i - V_i^{(\max)} \cdot T_i^{(\max)}}{T_i - T_i^{(\max)}}.$$

З виразу (3) одержуємо, що

$$p_i = \frac{V_i^{(\max)} \cdot T_i^{(\max)}}{V_i^{(cp)} \cdot T_i} = k_i^{(p)} \cdot \frac{T_i^{(\max)}}{T_i}. \quad (6)$$

Оскільки розглядується точкове джерело еластичного трафіку, то $\Theta_2 > 0$, тобто, виходячи з (5), одержуємо:

$$V_i^{(cp)} \cdot T_i - V_i^{(\max)} \cdot T_i^{(\max)} > 0; \quad \frac{V_i^{(\max)}}{V_i^{(cp)}} \cdot \frac{T_i^{(\max)}}{T_i} < 1 \Rightarrow k_i^{(p)} \cdot \frac{T_i^{(\max)}}{T_i} < 1,$$

що узгоджується з виразом (6).

Знаючи ймовірність досягнення пікової швидкості, можна визначити ймовірність того, що пікова швидкість не буде досягнута. Ця ймовірність

$$q_i = 1 - p_i = P(V_i(t) < V_i^{(\max)}).$$

Для подальшого аналізу необхідно знати величину розкиду можливих значень випадкової величини V_i на даному часовому інтервалі $[0, T_i]$. Для цього визначимо щільність розподілу $f(V_i)$ даної випадкової величини, при якій досягається $\sup D[V_i]$. При відомій щільності ймовірності дисперсія розраховується таким чином:

$$D[V_i] = \int_{-\infty}^{\infty} V_i^2 f(V_i) dV_i - M^2[V_i] = \int_0^{V_i} V_i^2 f(V_i) dV_i - \left(\int_0^{V_i} V_i f(V_i) dV_i \right)^2.$$

Відзначимо, що аргумент V_i приймає значення в діапазоні від $V_i^{(\min)}$ до $V_i^{(\max)}$ ($0 \leq V_i^{(\min)} < V_i^{(\max)}$). Виходячи з цього проведемо апроксимацію, розбивши відрізок $\Delta = [V_i^{(\min)}; V_i^{(\max)}]$ на n рівних частин $\Delta_j = [V_i^{(j-1)}; V_i^{(j)}]$ таким чином, що виконуються такі співвідношення:

$$\bigcup_{j=1}^n \Delta_j = \Delta; \quad \bigcap_{j=1}^n \Delta_j = \bigcup_{j=1}^n \Delta_j = \Delta; \quad \bigcap_{j=1}^n \Delta_j = \emptyset.$$

Тоді, обравши всередині кожного відрізка Δ_j за теоремою про інтегральне середнє точку ξ_j , дисперсію можна представити як

$$D[V_i] = \sum_{j=1}^n \xi_j^2 \cdot \int_{V_i^{(j-1)}}^{V_i^{(j)}} f(V_i) dV_i - \left(\sum_{j=1}^n \xi_j \int_{V_i^{(j-1)}}^{V_i^{(j)}} f(V_i) dV_i \right)^2. \quad (7)$$

Помітивши, що $\sum_{j=1}^n p_j = 1$, і позначивши $\vec{p} = (p_1, \dots, p_n)$, знайдемо екстремум дисперсії (7), використовуючи метод множників Лагранжа для такої оптимізаційної задачі:

$$\sum_{j=1}^n p_j \cdot \xi_j^2 - \left(\sum_{j=1}^n p_j \cdot \xi_j \right)^2 \rightarrow \text{extr};$$

$$\sum_{j=1}^n p_j = 1; \quad p_j \geq 0. \quad (8)$$

Складемо лагранжیان задачі (8):

$$L(\bar{p}, \lambda) = \sum_{j=1}^n p_j \cdot \xi_j^2 - \left(\sum_{j=1}^n p_j \cdot \xi_j \right)^2 - \lambda \left(\sum_{j=1}^n p_j - 1 \right)$$

і знайдемо його безумовний екстремум з наступної системи рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{\partial L}{\partial p_j} = 0, j = \overline{1, n}; \\ \frac{\partial L}{\partial \lambda} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \xi_j^2 - 2\xi_j \left(\sum_{j=1}^n p_j \cdot \xi_j \right) - \lambda = 0; \\ \sum_{j=1}^n p_j - 1 = 0. \end{cases}$$

З першого рівняння системи знайдемо значення ξ_j :

$$\xi_j = \tilde{m}_\xi \pm \sqrt{\tilde{m}_\xi^2 + \lambda}, \quad \text{ДЕ } \tilde{m}_\xi = \sum_{j=1}^n p_j \cdot \xi_j,$$

тобто для множників Лагранжа, що задовольняють умові $\lambda > -\tilde{m}_\xi^2$ існує два різні значення ξ_j (ξ_1 і ξ_2), при цьому:

$$n = 2; \quad p_1 = p_i; \quad p_2 = 1 - p_1 = q_i,$$

тобто функція розподілу ймовірності має дискретний вигляд, а щільність розподілу дорівнює

$$f(V_i) = p_i \delta(V_i - \xi_1) + q_i \delta(V_i - \xi_2)$$

де $\delta(\cdot)$ – функція Дірака.

Тепер можна розрахувати математичне сподівання і дисперсію випадкової величини V_i :

$$\begin{aligned} M[V_i] &= p_i \xi_1 + q_i \xi_2 = p_i \xi_1 + (1 - p_i) \xi_2; \\ D[V_i] &= p_i \xi_1^2 + (1 - p_i) \xi_2^2 - M^2[V_i] = \\ &= p_i \xi_1^2 + (1 - p_i) \xi_2^2 - p_i^2 \xi_1^2 - 2p_i \xi_1 \xi_2 (1 - p_i) - (1 - p_i)^2 \xi_2^2 - (1 - p_i) p_i (\xi_1 - \xi_2)^2. \end{aligned}$$

Вочевидь, що $\sup D[V_i]$ досягається при максимальному значенні множника, тобто:

$$\xi_1 = V_i^{(\max)}; \quad \xi_2 = V_i^{(\min)},$$

а, отже,

$$M[V_i] = p_i V_i^{(\max)} + (1 - p_i) V_i^{(\min)}.$$

Але $M[V_i] = V_i^{(cp)}$, а значення $V_i^{(\min)}$ для реальних процесів з еластичним трафіком без обмеження спільності можна прирівняти до нуля. Тому:

$$V_i^{(cp)} = p_i V_i^{(\max)} \Rightarrow p_i = \frac{V_i^{(cp)}}{V_i^{(\max)}} = \left(k_i(p) \right)^{-1}; \quad D[V_i] = (1 - p_i) p_i \left(V_i^{(\max)} \right)^2.$$

Знайдемо значення p_i , при якому досягається максимальне значення дисперсії V_i :

$$\frac{dD[V_i]}{dp_i} = (V_i^{(\max)})^2 (-2p_i + 1) \Rightarrow p_i = 1/2,$$

тобто при $p_i = q_i = 1/2$ спостерігається максимальний розкид значень випадкової величини V_i .

Також відзначимо, що стосовно оцінки ТДЕТ можна визначити максимальну тривалість пачки, яка передається із піковою швидкістю:

$$\frac{1}{k_i^{(p)}} = \frac{T_i^{(\max)}}{T_i} \Rightarrow T_i^{(\max)} = \frac{T_i}{(k_i^{(p)})^2}.$$

Висновок

Запропоновано метод, який дозволяє на підставі розробленої моделі еластичного трафіку незалежного однопачкового точкового джерела мультисервісної мережі провести оцінку ймовірності бітової швидкості еластичного трафіку точкового джерела, використовуючи апроксимацію її функції щільності розподілу. Подальший розвиток досліджень в даному напрямі передбачає модернізацію запропонованого методу для трафіку, що включає ділянки нееластичності, а також для поліпачкових джерел трафіку.

Список літератури: 1. *Бутмалай Д.* Анализ построения современных корпоративных сетей передачи данных // Мир связи. 2005. № 7. [Электр. ресурс]. Метод доступа: www.connest.ru. 2. *Современные высокоскоростные цифровые ТС. Ч.2. Основы технологии АТМ / В.Н. Гордиенко, С.Н. Ксенофонтов и др.* М.: МТУСИ, 1998. 65 с. 3. *Применение транспортных технологий связи, использующих в качестве среды передачи оптическое волокно.* М.: Минсвязи РФ, 2001. 63 с. 4. *Захаров Г.П., Симонов М.В., Яновский Г.Г.* Службы и архитектура ШЦСИО. М.: Эко-Трендз. 1993. 102 с. 5. *Корнышев Ю.Н., Пишеничников А.П.* Теория телетрафика. М.: Радио и связь, 1996. 272 с. 6. *Клейнрок Л.* Вычислительные системы с очередями. М.: Мир, 1979. 600 с. 7. *Elwalid A.I., Mita D.* Effective bandwidth of general Markovian traffic sources and admission control of high-speed networks // IEEE/ACM Transactions on Networking. 1993. V. 1(3). P. 329 - 343. 8. *Cheng C.S., Thomas J.A.* Effective bandwidth in high-speed digital networks // IEEE journal on selected Areas in Communications. 1995. V. 13. P. 1091 - 1100. 9. *Королев А.В., Кучук Г.А., Паинев А.А.* Адаптивная маршрутизация в корпоративных сетях. Х.: ХВУ, 2003. 224 с. 10. *Степлов В.К., Беркман Л.Н.* Телекоммуникаційні мережі. К.: Техніка, 2001. 392 с. 11. *Кучук Г.А.* Мінімізація середньої затримки пакетів при використанні АТМ-технології // Інформатика. К.: Наук. думка. 1999. Вып. 7. С. 166 - 169. 12. *Eramli A., Narayan O., Willinger W.* Experimental queuing analyzes with long-range dependent packet traffic // IEEE/ACM Transactions on Networking. 1996. V.4. P. 209 - 223. 13. *Цыбаков Б.С.* Модель теле-трафика на основе самоподобного случайного процесса // Радиотехника. 1999. № 5. С. 24 - 31. 14. *Сталлинг В.* Современные компьютерные сети. СПб.: Питер, 2003. 784 с. 15. *Кульгин М.* Интеграция АТМ с локальными сетями // Byte. 1998. № 1. С. 19 - 26. 16. *Варакит Л.Е.* Введение в теорию инфокоммуникаций. Ч.1 // Электро-связь. 2000. № 2 (14). С. 2 - 11.

*Інститут радіофізики та електроніки НАН України,
Харківський університет Повітряних Сил.*

Надійшла до редколегії 05.11.2005

*В. М. ШОКАЛО, д-р техн. наук, В. Г. ЛИХОГРАЙ, канд. физ.-мат. наук,
А. Е. СТРЕЛЬНИЦКИЙ, А. А. СТРЕЛЬНИЦКИЙ, Ю. М. РОЗДоловский, канд. техн. наук,
Е. В. БАБАНСКАЯ*

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИЗМЕРЕНИЕ ОСЛАБЛЕНИЯ СИГНАЛА В РАДИОКАНАЛЕ ЛОКАЛЬНЫХ САРД. ЧАСТЬ 1

Введение

Формирования министерства обороны (МО) и министерства чрезвычайных ситуаций (МЧС) Украины часто используются при проведении миротворческих операций, а также для оказания помощи гражданскому населению в ликвидации последствий природных и техногенных катастроф. Как правило, к таким операциям привлекаются также и подразделения вооруженных сил многих стран. По этой причине системы связи в формированиях МО и МЧС необходимо строить на основе общих международных стандартов. Эти формирования должны быть способны к быстрым и частым перемещениям по всей территории, пострадавшей от стихийных бедствий. При этом они должны быть обеспечены полностью совместимой, безопасной, надежной и современной связью, которая предусматривает возможность подключения к гражданским и стратегическим национальным сетям, а также к сетям НАТО. При проведении спасательных работ врачи в мобильных госпиталях МЧС часто нуждаются в консультациях ведущих специалистов в той или иной области. Применение в формированиях МЧС телемедицины (как с целью использования общих баз данных, так и для проведения консультаций со специалистами в режиме видеоконференции) позволяет оперативно решать такие задачи. Передача потоков информации в пределах полевого госпиталя МЧС может быть эффективно осуществлена с помощью локальных систем абонентского радиодоступа (САРД) с протоколом IEEE 802.11b. Эти САРД и являются предметом рассмотрения в данной статье.

Актуальность работы

Изучая возможности использования локальных САРД в формированиях МО и МЧС, необходимо, прежде всего, рассмотреть их работу в условиях открытой местности (организация связи в полевом штабе, полевом госпитале и т.д.) при наличии отражений от подстилающей поверхности (земли). Влияние подстилающей поверхности рассмотрено во многих учебниках по распространению радиоволн для случая дальней зоны, когда от точки передачи в точку приема лучи приходят параллельно. Особенность локальных САРД состоит в том, что зачастую передача информации производится в ближней и промежуточной (френелевой) зонах. Эти случаи в специальной литературе пока не рассматривались.

Цель работы – определение выражения для коэффициента затухания мощности сигнала в ближней и френелевской зоне при наличии отражений от подстилающей поверхности, а также проведения натуральных экспериментов замираний сигнала САРД на трассе с одной отражающей поверхностью.

Модель радиотрассы САРД с одной отражающей поверхностью в ближней зоне без учета влияния многолучевости

Рассмотрим рис. 1. Здесь изображен эскиз характерной для САРД радиолинии, когда точки передачи A и приема B находятся на одной высоте h . Обычно в САРД $h = (0.5 \div 1) м$ и расстояние дальней зоны $r_0 \geq 2 \frac{(2h)^2}{\lambda} \geq (16 \div 64) м$ при $\lambda = 0.125 м$.

При расчетах величины r_0 принято, что излучающая передающая антенна состоит из антенн, находящихся в точках A и A' (зеркальное изображение антенны КА). В этом случае расстояние r_0 зачастую больше размера комнат, в которых применяются офисные САРД.

и больше расстояний, на которых в ряде случаев устанавливаются КА при работе в полевых условиях. Таким образом, точка приема находится в ближней или промежуточной зонах.

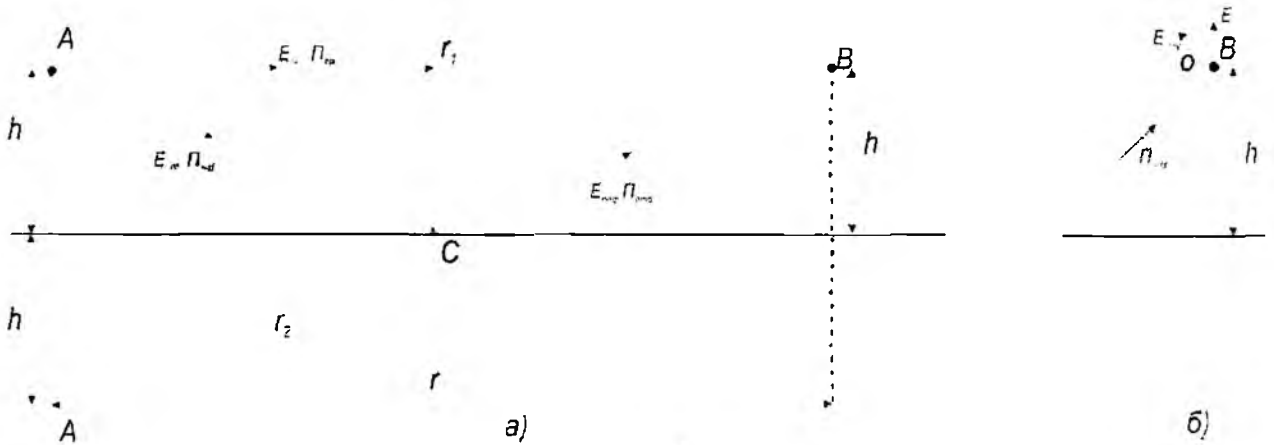


Рис. 1

Для расчета поля в точке B (рис. 1, а) применим отражательную трактовку, т. е. будем полагать, что высота h больше для этих случаев радиуса области, существенной для распространения, а в пределах области, существенной для отражения, подстилающая поверхность гладкая и однородная. Тогда напряженность результирующего электрического поля в точке B

$$\vec{E}_p = \vec{e}_1 \dot{E}_{np} + \vec{e}_2 \dot{E}_{omp}, \quad (1)$$

где \vec{e}_1, \vec{e}_2 – единичные орты для прямой \dot{E}_{np} и отраженной \dot{E}_{omp} волны.

Если далее принять упрощение, что в точке A стоит всенаправленная антенна, излучающая мощность P_Σ , поляризация горизонтальная, а точка B находится в ближней зоне системы излучателей AA' , но в дальней зоне каждого из них, то [1]

$$\dot{E}_{pr} = \sqrt{60P_\Sigma} \left(\frac{e^{-ikr_1}}{r_1} + \dot{R}_r \frac{e^{-ikr_2}}{r_2} \right), \quad (2)$$

где \dot{R}_r – комплексный коэффициент отражения при горизонтальной поляризации. Для этого случая в больших пределах угла падения фазу коэффициента отражения можно принять близкой к π [1].

Учитывая, что $r_2 = \sqrt{r_1^2 + 4h^2}$, а $r = r_1$ из (2), получим

$$\dot{E}_{pr} = \sqrt{60P_\Sigma} \left[\frac{\cos kr}{r} - R_r \frac{\cos k\sqrt{r^2 + 4h^2}}{\sqrt{r^2 + 4h^2}} - i \left(\frac{\sin kr}{r} - R_r \frac{\sin k\sqrt{r^2 + 4h^2}}{\sqrt{r^2 + 4h^2}} \right) \right]. \quad (3)$$

Определим из (3) плотность потока мощности в точке B при горизонтальной поляризации

$$P_{pr} = \frac{60P_\Sigma}{Z_{c0}} \left[\frac{1 + \left(\frac{L}{r}\right)^2 + R_r^2 - 2R_r \sqrt{1 + \left(\frac{L}{r}\right)^2} \cos \left[kr \left(1 - \sqrt{1 + \left(\frac{L}{r}\right)^2} \right) \right]}{r^2 \left[1 + \left(\frac{L}{r}\right)^2 \right]} \right], \quad (4)$$

где Z_{c0} – характеристическое сопротивление свободного пространства.

В выражении (4) принято $L = 2h$. Полагая в(4) $\cos \left[kr \left(1 - \sqrt{1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2} \right) \right] \approx 0$, получим

выражение для огибающей плотности потока мощности

$$P_{Pr} \sim \frac{1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2 + R_r^2}{r^2 \left[1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2 \right]} = \alpha_r(r), \quad (5)$$

где $\alpha_r(r)$ – коэффициент затухания мощности сигнала вдоль трассы.

Выражение (5) определяет закономерность изменения поля в ближней зоне САРД при наличии одной отражающей поверхности. Видно, что зависимость P_{Pr} от расстояния значительно отличается от закономерности $1/r^2$, ранее полученной в [1] для дальней зоны, и только при $r \gg L$ приближается к ней.

Рассмотрим теперь случай вертикальной поляризации (рис. 1, б). Из рис. 1, б следует, что орты \vec{e}_1 и \vec{e}_2 сдвинуты на угол θ и векторное суммирование можно заменить алгебраическим:

$$\dot{E}_p = \dot{E}_{np} + \dot{R}_B \cos \theta \dot{E}_{n00},$$

где \dot{R}_B – комплексный коэффициент отражения при вертикальной поляризации.

В большом диапазоне углов падения можно принять фазу коэффициента \dot{R}_B примерно равной нулю [1]. Тогда, с учетом ранее принятых приближений, выражение(2) для случая вертикальной поляризации можно записать так:

$$\dot{E}_{pB} = \sqrt{60P_\Sigma} \left(\frac{e^{-ikr_1}}{r_1} + \dot{R}_B \frac{e^{-ikr_2}}{r_2} \cos \theta \right). \quad (6)$$

Так как из рис. 1, б следует, что $\cos \theta = r / \sqrt{r^2 + 4h^2}$, то, применяя к выражению (6) формулу Эйлера, получим

$$\dot{E}_{pB} = \sqrt{60P_\Sigma} \left[\left(\frac{\cos kr}{r} + \frac{rR_B \cos(k\sqrt{r^2 + 4h^2})}{r^2 + 4h^2} - i \left(\frac{\sin kr}{r} + \frac{rR_B \sin(k\sqrt{r^2 + 4h^2})}{r^2 + 4h^2} \right) \right) \right]. \quad (7)$$

Из (7) следует такое выражение для плотности потока мощности в точке B для вертикальной поляризации

$$P_{pB} = 60P_\Sigma \left[\frac{\left(1 + \frac{L^2}{r^2} \right)^2 + R^2 + 2R \left[1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2 \right] \cos kr \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2} \right]}{r^2 \left[1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2 \right]} \right]. \quad (8)$$

При $\cos kr \left[1 - \sqrt{1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2} \right] = 1$ получим выражение для огибающей кривой затухания мощности сигнала при вертикальной поляризации в ближней зоне

$$\alpha_B\left(\frac{r_0}{r}\right) = 10 \lg\left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \frac{\left[1 + \left(\frac{L}{r}\right)^2 + R_B\right]^2}{1 + \left(\frac{L}{r}\right)^2}, \text{ дБ.} \quad (9)$$

Анализ численных и натуральных экспериментов замираний сигнала САРД на трассе с одной отражающей поверхностью

Для того чтобы определить достоверность модели (5) с помощью аппаратуры стандарта IEEE 802.11b, измерим экспериментально зависимости $\Pi_p(r)$. Общий вид измерительной установки приведен на рис. 2, где 1 – ноутбук; 2 – КА, 3 – перемещаемая тележка, 4 – стол, 5 – камера из поглощающего материала.

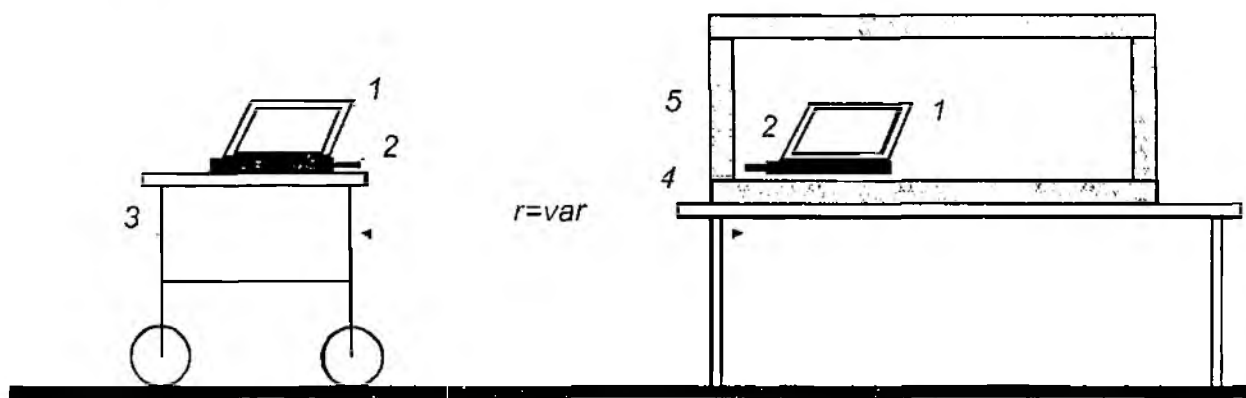


Рис. 2

Эксперимент проводился на беговой дорожке стадиона. Отличительной особенностью используемых КА является наличие пользовательского интерфейса, позволяющего осуществить измерения и вывод на экран монитора уровней мощности сигнала (S) и соотношения мощности сигнала и мощности шума (S/N).

Опыты выполнялись на дистанции до сотни метров, поэтому согласно рекомендациям [2] было выбрано эталонное расстояние $r_0 = 1\text{ м}$. Пример данных, полученных для одного сеанса измерений при горизонтальной поляризации приведен на рис. 3.

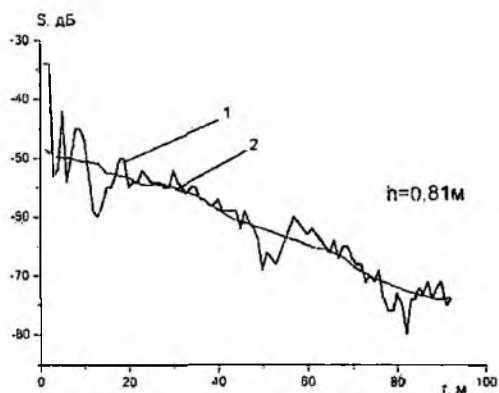


Рис. 3

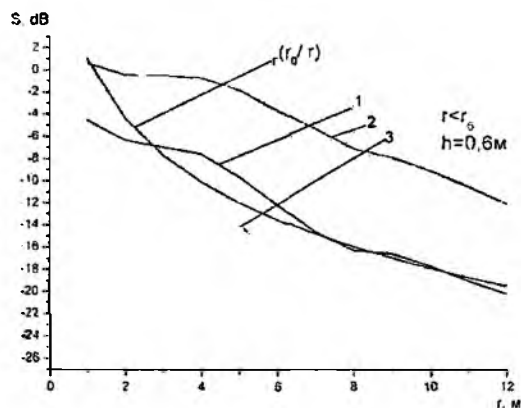


Рис. 4

Измерения проводились через каждые 0,1 м при перемещении тележки вдоль радиолинии. Так как длина волны исследуемой радиолинии равна 12,24 см, то переход от точки к точке измерений сопровождающийся существенными колебаниями уровня сигнала, свиде-

тельствует о наличии быстрых замираний на трассе (кривая 1). При перемещении на значительное расстояние происходит плавное изменение средней энергии сигнала относительно уровня быстро меняющихся флуктуаций. Эти изменения (медленные замирания, учитывающие влияние многолучевости) показаны плавной кривой 2 на рис. 3.

Для выяснения закономерности уменьшения мощности сигнала с увеличением расстояния проводилось 10 сеансов однотипных измерений. Для обработки полученных данных использовалось распределение Стьюдента при доверительной вероятности $P=0,95$ (случай малого количества измерений [3] при неизвестной их точности). В начале определялся эмпирический стандарт по формуле

$$S = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2},$$

где n – количество измерений величины a , ее разовое измерение x_i , \bar{x} – среднее арифметическое значение. При этом доверительная оценка имеет вид

$$|a - \bar{x}| < t(P; k) \cdot \frac{S}{\sqrt{n}}, \quad k = n - 1.$$

Значение параметра $t(P; k)$ определяется из таблиц [3] по числу измерений и величине P .

Обработанные таким образом результаты измерений сигнала на открытой местности при $h=0,6$ м в ближней зоне приведены на рис. 4. Далее под границей ближней зоны предлагается понимать расстояние $r_0 = 10L$, при котором ослабление $\alpha(r)$ уже квадратично убывает от расстояния (см.(5)).

На рис. 4: кривая 1 – среднее значение сигнала, кривые 2,3 – верхний и нижний доверительный интервал, кривая $\alpha_r \left(\frac{r_0}{r} \right)$ рассчитана по выражению(5) таким образом:

$$\alpha_r \left(\frac{r_0}{r} \right) = 10 \lg \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \cdot \frac{1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2 + R_r^2}{1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2}, \quad \text{дБ} \quad (10)$$

при $R_r \approx 0,8$.

Результаты расчетов находятся в пределах поля допуска экспериментальных данных. Этот факт подтверждает возможность использования отражательной трактовки при исследовании САРД в ближней зоне на расстояниях $r_0 \leq 10L$ при влиянии многолучевости.

Подчеркнем, что мы не исследовали абсолютный уровень сигнала (расчетный и экспериментальный). Расчет абсолютного уровня сигнала любым методом является бесперспективным [4], а вот выяснение аналитической зависимости $\alpha(r)$ существенно облегчит прогнозирование производительности САРД.

Нами предлагается следующая модель для расчета коэффициента ослабления САРД:

- вся трасса разбивается на три характерных участка $r_0 \leq r \leq r_0$; $r_0 \leq r \leq r_0$; $r > r_0 = 18 \frac{h^2}{\lambda}$ – характерное расстояние, начиная с которого справедлива формула Введенского;
- при $r_0 < r \leq r_0 = 10L$

$$\alpha_r \left(\frac{r_0}{r} \right) = 10 \lg \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \cdot \frac{1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2 + R_r^2}{1 + \left(\frac{L}{r} \right)^2}, \quad \text{дБ}; \quad (11)$$

в) при $r_0 \leq r \leq r_0$

$$\alpha_r \left(\frac{r_0}{r} \right) = 10 \lg \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \text{ дБ} \quad (12)$$

г) при $r > r_0$

$$\alpha_r \left(\frac{r_0}{r} \right) = 10 \lg \left(\frac{r_0}{r} \right)^4, \text{ дБ} \quad (13)$$

Выражения (12) и (13) отличаются от известных из [2] тем, что нормирование ведется не относительно расстояния r_0 , а расстояний r_0 и r_0 . Для расчета радиоканала абсолютный уровень сигнала или сигнал/шума измеряется при расстоянии r_0 .

Справедливость предложенной модели для расчета ослабления сигнала с учетом влияния многолучевости на открытой местности подтверждается данными расчетов и экспериментов, приведенными на рис. 5 – 9. Они получены для разных значений $h > \lambda$ и горизонтальной поляризации.

Необходимо отметить, что справедливой для расчетов коэффициентов ослабления является и формула Шулейкина [1] в случае $h < \lambda$ (рис. 12). На рис. 12 приведена зависимость усредненного уровня сигнала (кривая 1) от расстояния при $h = 0$ (ноутбук находится на земле). Этот случай важен, если боец формирования МО или МЧС работает стоя в окопе, а КА находится на бруствере.

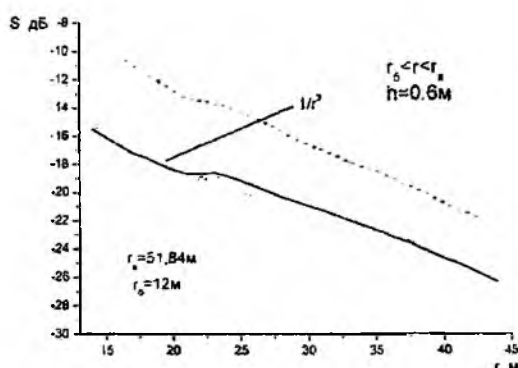


Рис. 5

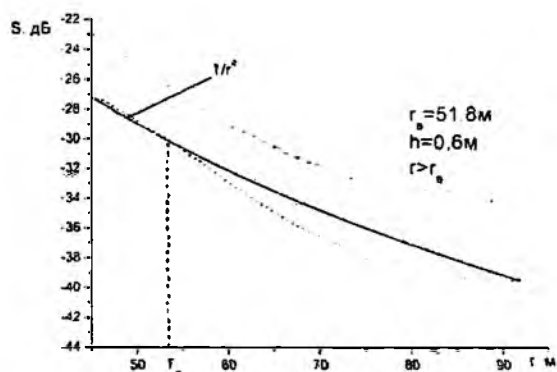


Рис. 6

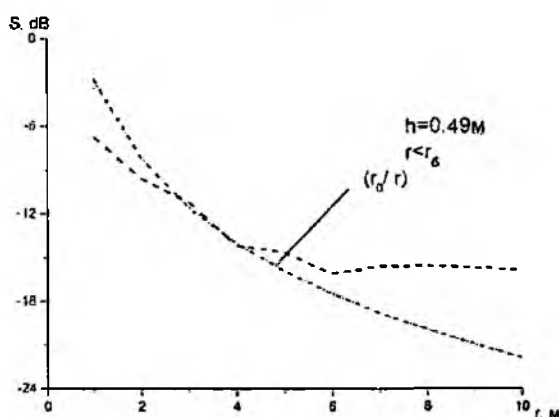


Рис. 7

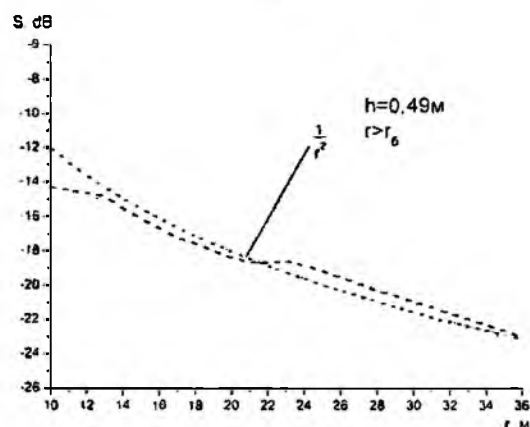


Рис. 8

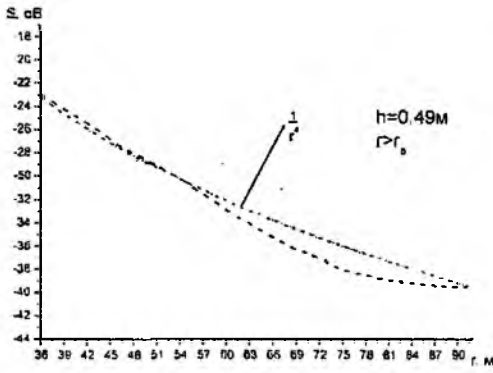


Рис. 9

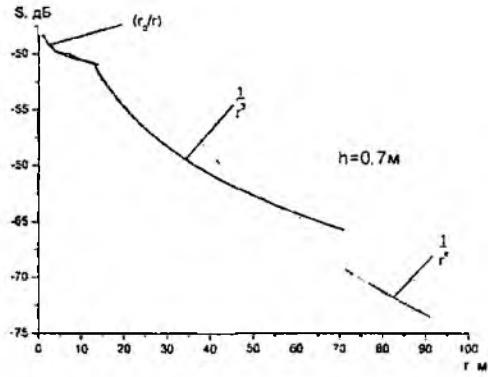


Рис. 10

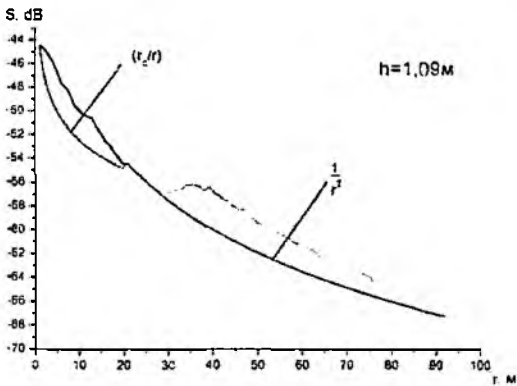


Рис. 11

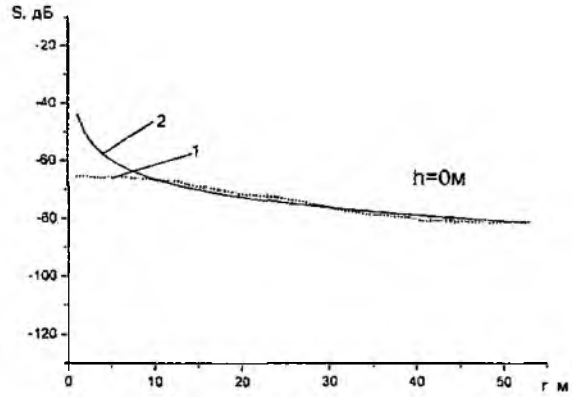


Рис. 12

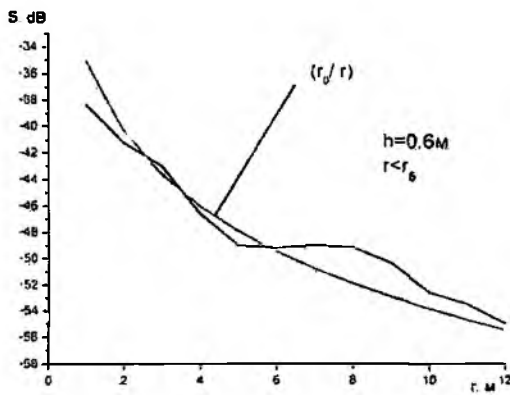
Кривая 2 на рис. 12 – это результат расчета коэффициента ослабления по методике [1]; вначале рассчитывается численное расстояние

$$X \approx \frac{\pi r}{\lambda} \cdot \frac{\sqrt{(\varepsilon - 1)^2 + (60\lambda\sigma)^2}}{\varepsilon^2 + (60\lambda\sigma)^2},$$

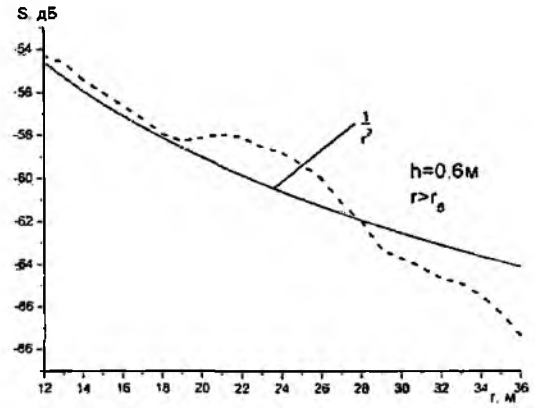
где ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды, а σ – ее удельная проводимость, а затем определяется ослабление

$$\alpha(r) = 10 \lg \left(\frac{2 + 0.3|x|}{2 + |x| + 0.6|x|^2} \right)^2.$$

Расчеты проводились при параметрах $\varepsilon = 4$ и $\sigma = 10^{-3}$ Сим/м. В результате исследований выяснено, что при $h = 0$ м, дальность связи существенно уменьшается относительно случая $h > \lambda$. Еще к большему уменьшению дальности связи САРД приводит наличие механизма рассеяния энергии радиоволн. На рис. 13, а, б (кривые 1) приведены результаты измерений в парковой зоне. Отчетливо видно, что при $r = 35$ м связь прекратилась. Кривые 1 – это кривые измеренных средних значений сигнала, которые, как и в предыдущих случаях, хорошо совпадают с данными расчетов по формулам (11) и (12).



а



б

Рис. 13

Выводы

1. Исходя из отражательной трактовки распространения радиоволн над отражающими поверхностями получены соотношения, позволяющие рассчитать ослабление сигнала в радиолиниях локальных САРД не только в дальней зоне (как ранее), но и в ближней и промежуточной зонах.

2. Проведены натурные эксперименты по исследованию ослаблений в различных радиолиниях локальных САРД. Показано, что этим радиолиниям свойственны быстрые и медленные замирания. Получен многообразный фактический материал, подтверждающий, что медленные замирания при исследованных дальностях до сотни метров мало влияют на функциональные зависимости ослабления от расстояния в аппаратуре стандарта IEEE 802.11b.

3. Выполнен сравнительный анализ результатов расчетов по усовершенствованным моделям и экспериментов. Показана возможность использования отражательной трактовки для прогнозирования ослабления на радиолиниях локальных САРД.

Список литературы: 1. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. М.: Высш. шк., 1975. 280 с. 2. Бернард Скляр. Цифровая связь. М.; СПб; Киев: Изд. дом «Вильямс», 2003. 1104 с. 3. Румицкий Л.З. Математическая обработка результатов эксперимента. М.: Наука, 1971. 192 с. 4. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн: Учеб. пособие. М.: Наука, 1973. 607 с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 31.10.2005

APPLICATION OF MULTI-RESOLUTION INTEGRATION ALGORITHM TO REALIZE RFID-BASED DISTRIBUTED SENSOR NETWORK.

Introduction

At the present time the technologies of Radio-Frequency Identification (RFID) based Distributed Sensor Networks (DSNs) construction find wide application. In this connection algorithm and methods of decision making processes play an important role. Multi-Resolution Integration Algorithm (MRIA) is one of the most extensively used in this field of science. The original MRJA was proposed by Prasad, Iyengar and Rao in 1998 [1]. The idea essentially consists in constructing a simple function (the overlap function) of the sensors outputs in a cluster and resolving this function at various successively finer scales of resolution to isolate the region over which the correct sensors lie. Each sensor in a cluster measures the same parameters. It is possible that some of them are faulty. Hence it is desirable to make use of this redundancy of the readings in the cluster to obtain a correct estimate of the parameters being observed.

Problem statement

The main purpose of this article is to investigate the possible application of MRJA and adapt one to the RFID-based distributed sensor network. With this aim in view the definitions will be given in section 2. Section 3 is devoted to the method analysis and overlap function description. Experimental evaluation and some examples are presented in section 4.

Multi-Resolution Integration Algorithm

As mentioned, that Mobile-Agent Distributed Sensor Network (MADSN) should correspond to the challenges of a larger amount of RFID sensor nodes and higher probability of faulty sensor readouts due to both environmental noise and physical damage. More RFID sensor nodes can increase the computation load, while more faulty sensors can cause the integration results to be more unreliable. Therefore those algorithms are therefore sought which should not be significantly affected by network scaling, and yet provide better performance and higher fault tolerance. This section first reviews the original MRJA proposed for DSN [2]. Enhancements to the basic MRJA are then described to take advantage of mobile agents to achieve better network scalability and fault tolerance. The enhancements involve a multi-resolution analysis of individual RFID sensor readout to generate a simple function (the overlap function) at the sensor site followed by an integration of the simple functions at the processing element. Compared to the MRJA implementation in DSNs, where the integration of individual RFID sensor readout (carried out at the processing element) is followed by the multi-resolution analysis of the integrated simple function, the mobile agent implementation of MRJA reduces the data transfer time by as much as 90%.

Original MRI Algorithm in DSNs

At first let us review of several relevant definitions [3].

Definition 1. An abstract sensor is defined as a sensor that reads a physical parameter and gives out an abstract interval estimate which is a bounded and connected subset of the real number of a certain dimension. We classify abstract sensors into two categories: correct sensors and faulty sensors.

Definition 2. A correct sensor is an abstract sensor whose interval estimate contains the actual value of the parameter being measured. Otherwise, it is a faulty sensor.

Definition 3. A faulty sensor is tamely faulty if it overlaps with a correct sensor, and is wildly faulty if it does not overlap with any correct sensors.

Definition 4. Let sensors S_1, \dots, S_N feed into a processor P. Let the abstract interval estimate of S_j be I_j ($1 \leq j \leq N$), the closed interval $[a_j, b_j]$ with end points a_j and b_j . The characteristic function χ_j of the j th sensor S_j is defined as follows:

$$\chi_j(x) = \begin{cases} 1, & \text{if } a_j \leq x \leq b_j, \\ 0, & \text{if } x > b_j, \text{ or } x < a_j, \end{cases}$$

Definition 5. Let $\Omega(x) = \sum_{j=1}^N \chi_j(x)$ be the "overlap function" of the N abstract sensors. For each $x \in R$ (R is the set of the real number of 1-dimension), $\Omega(x)$ gives the number of sensor intervals in which x lies; that is, the number of intervals overlapping at x .

Definition 6. Crest is a region in the overlap function with the highest peak and the widest spread.

Fig. 1 illustrates the overlap function for a set of 7 RFID sensors calculated from their characteristic functions. Where it can be observed several key characteristics from the profile, which is common to all overlap functions:

- Tamefully faulty sensors cluster around correct sensors and create high and wide (maximal) peaks in the profile of $\Omega(x)$.
- Wildly faulty sensors on the other hand do not overlap with correct sensors, and therefore contribute to smaller and narrower peaks.

Therefore, the actual value of the parameter being measured lies within the regions over which the maximal peaks of $\Omega(x)$ occurs with the widest spread.

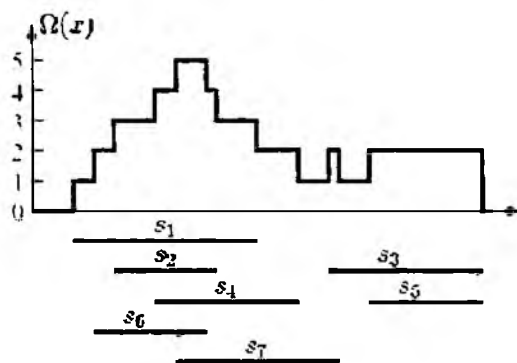


Fig. 1

Multi-Resolution Analysis of the Overlap Function

Multi-resolution analysis provides a hierarchical framework for interpreting the overlap function. It is natural and more efficient first to analyze details at a coarse resolution and then increase the resolution for only the region of interest [4]. Given a sequence of increasing resolutions $(2^{-c}, 2^{-c+1}, \dots, 2^0)$, where c is a positive integer, the difference of function $f(x)$ at resolution 2^{-c+1} and resolution 2^{-c} as the details of $f(x)$ at resolution 2^{-c+1} was defined.

This procedure results in the isolation of those regions over which the overlap function $\Omega(x)$ has a maximum value, corresponding to high degree of overlapping of individual RFID sensor readouts. The algorithm is optimal, since the overall time required is $O(n \log n)$, which is the time required to maintain $\Omega(x)$. This algorithm is also robust, it satisfies the Lipschitz condition which ensures that minor changes in the input intervals cause only minor changes in the integrated result. Fig. 2 illustrates the multi-resolution analysis procedure.

Algorithm 1 Multi-resolution analysis of the overlap function

Data: $\Omega(x), 2^k, (-c \leq k \leq 0)$, assuming the coarsest resolution is 2^{-c} ; the highest resolution is 2^0 ,
 $[A;B]$ is the interval of the overlap function $\Omega(x)$
 the final crest $[\gamma_l, \gamma_h]$ under resolution 2^k , where γ_l and γ_h are the lower and higher bounds of the crest, respectively

$t = -c;$

while $t \leq k$ do

a) resolve $\Omega(x)$ at resolution 2^t by sampling it over the interval $[A;B]$ at points $n2^{-t}$,
 $(A/2^{-t} \leq B/2^{-t})$, to obtain $\Omega(x)$;

Result: b) select the highest peaks from $\Omega(x)$;
 c) choose from these peaks the one with the widest spread $[A_t, B_t]$, which is a crest;

$\Omega(x) = \Omega([A_t, B_t])$

$A = A_t, B = B_t;$

$t = t + 1;$

end

$\gamma_l = A, \gamma_h = B;$

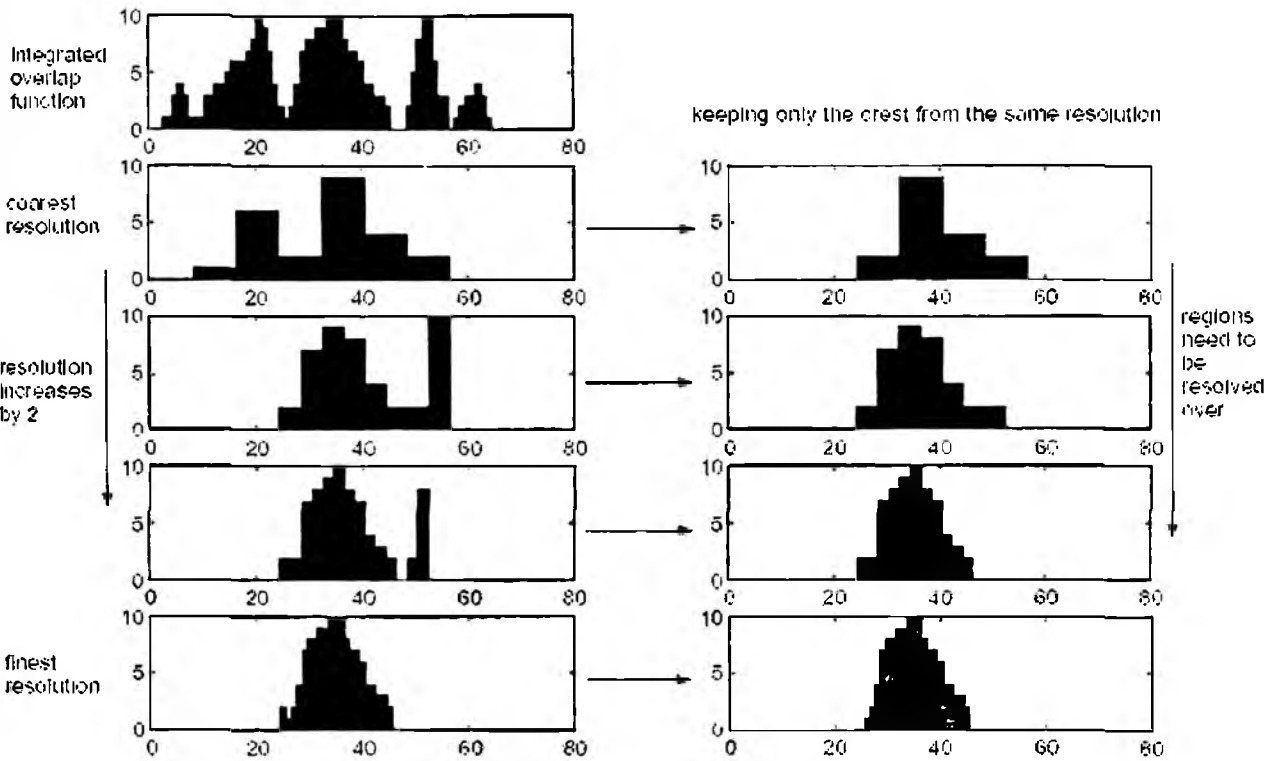


Fig. 2

Decentralized MRI algorithm

In DSN, all readouts from the RFID sensor nodes are sent to their corresponding processing elements, where the overlap function at the finest resolution is first generated, and the multi-resolution analysis procedure is then applied to find the crest at the desired resolution [5]. In a mobile-agent-based DSN (MADSN), the mobile agents migrate among the RFID sensor nodes and collect readouts. Therefore, $MA_{i,j}$ always carries a partially integrated overlap function which is accumulated into a final version at PE , after all the mobile agents return. During this process, if MADSN applies the multi-resolution analysis method in the same way as DSN does, that is, ena-

bling $MA_{i,j}$ to carry the partially integrated overlap function in its finest resolution and then use multi-resolution analysis (MRA) to find the crest at the desired resolution at PE_i , the advantages of mobile agents will be nullified because of a heavy data migration.

The basic MRJA was enhanced for MADSNs and presents a more efficient implementation. The key concept underlying the enhanced algorithm is that MRI is applied before accumulation of the overlap function. A 1-D array, $\omega_{i,j}$, can serve as an appropriate data structure to represent the partially-integrated overlap function carried by $MA_{i,j}$.

Let PE_i be the processing element of interest, m the number of mobile agents dispatched, $MA_{i,j}$ the mobile agent dispatched by PE_i , ($1 \leq j \leq m$), and $[A_i, B_i]$ the interval that covers readouts from all the sensors migrated by $MA_{i,j}$. Algorithm 2 creates the 1-D array $\omega_{i,j}$ based on the desired resolution.

Algorithm 2. Modified MRJA for MADSN - before $MA_{i,j}$ leaves PE_i

Data: integration interval $[A_i, B_i]$, highest resolution 2^0 , desired resolution 2^k ($c \leq k \leq 0$)

Array $\omega_{i,j}$ to hold partially-integrated overlap function

Result:
$$s = \frac{B_i - A_i + 1}{2^{-k}}$$

initialize $\omega_{i,j}$ as a zero vector with s elements;

Algorithm 3 accumulates the sensor readouts to $\omega_{i,j}$ and forms the partially integrated overlap function at the desired resolution.

Algorithm 3. Modified MRJA for MADSN - before $MA_{i,j}$ at the sensor node

Data: $\omega_{i,j}, 2^k$, readout interval from the abstract sensor $[a; b]$ (a bounded connected set of the real numbers)

$\omega_{i,j}$

- find the smallest multiple of 2^{-k} , d_{\min} , such that $d_{\min} \geq a$;

Result: - find the largest multiple of 2^{-k} , d_{\max} , such that $d_{\max} \leq b$;

if $d_{\min} \leq d_{\max}$ then

increase elements $\omega_{i,j} \left[\frac{d_{\min}}{2^{-k}} : \frac{d_{\max}}{2^{-k}} \right]$ by 1, ($\frac{d_{\min}}{2^{-k}}$ and $\frac{d_{\max}}{2^{-k}}$ are indices of the array)

end

Algorithm 4 integrates the partial overlap functions from all $MA_{i,j}$ dispatched by PE_i . The final integration is carried out at the processing element. A case study is provided for better illustration.

Algorithm 4 : Modified MRI algorithm for MADSN - before $MA_{i,j}$ leaves PE_i ,

Data: $\omega_{i,j}, 2^k, m$ (total number of agents dispatched by PE_i), integration interval $[A_i, B_i]$

Result: the final crest $[\gamma_l, \gamma_h]$ under resolution 2^k

create a zero vector φ_i with $(B_i - A_i + 1)$ elements;

$j = 2$;

while $j \leq m$ do

accumulate $\omega_{i,j}$ to $\omega_{i,1}$;

$j = j + 1$;

```

end
index = 0;
while index <  $\frac{B_i - A_i + 1}{2^{-k}}$  do
 $\varphi_i$  [index : index +  $2^{-k} - 1$ ] =  $\omega_{i,t}$  [index/ $2^{-k}$ ];
index = index +  $2^{-k}$ ;
end

```

- select the highest peak of φ_i . If there are more than one peak with the same height, then all the peaks should be selected;
- choose from these peaks the one with the widest spread $[\gamma_i, \gamma_h]$, which is a crest;

Experimental Evaluation

Here is presented a case study to illustrate the MADSN-based MRJA. Suppose PE_i has 10 RFID sensor nodes (s_1, \dots, s_{10}), migrated by $m = 2$ mobile agents with $MA_{i,1}$ covering s_1 to s_5 , and $MA_{i,2}$ covering s_6 to s_{10} (Fig. 3). The readouts of sensors at time t are listed in Fig.1. The integration interval $[A_i, B_i]$ is $[0, 63]$. The overlap function at its highest resolution then has 64 elements.

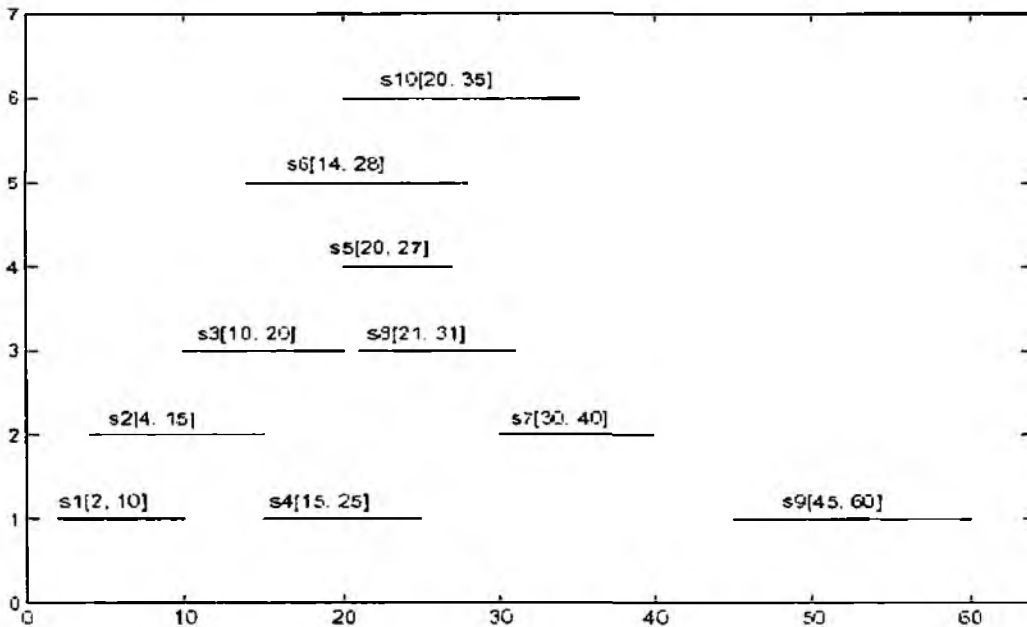


Fig. 3

If the desired resolution is 2^{-3} (or eight times coarser than the finest resolution), according to Algorithm 2, an array $\omega_{i,t}$ with $8 = 64/8$ elements will be created and initialized by each mobile agent. Table 3.1 and Table 3.2 show the list of the step-by-step execution result for each agent according to Algorithm 3.

Table 1

Tracing the change of $\omega_{i,t}$ generated by $MA_{i,1}$

$s_i[a, b]$	d_{min}	d_{max}	$d_{min}/2^{-k}$	$d_{max}/2^{-k}$	$\omega_{i,t}$
$s_1[2, 10]$	8	8	1	1	$[0, 1, 0, 0, 0, 0, 0, 0]$
$s_2[4, 15]$	8	8	1	1	$[0, 2, 0, 0, 0, 0, 0, 0]$
$s_3[10, 20]$	16	16	2	2	$[0, 2, 1, 0, 0, 0, 0, 0]$
$s_4[15, 25]$	16	16	2	3	$[0, 2, 2, 1, 0, 0, 0, 0]$
$s_5[20, 27]$	24	24	3	3	$[0, 2, 2, 2, 0, 0, 0, 0]$

Tracing the change of $\omega_{i,2}$ generated by $MA_{i,2}$

$s_i[a,b]$	d_{min}	d_{max}	$d_{min}/2^k$	$d_{max}/2^k$	$\omega_{i,2}$
$s_6[14,28]$	16	24	2	3	[0,0,1,1,0,0,0,0]
$s_7[30,40]$	32	40	4	5	[0,0,1,1,1,1,0,0]
$s_8[21,31]$	24	24	3	3	[0,0,1,2,1,1,0,0]
$s_9[45,60]$	48	56	6	7	[0,0,1,2,1,1,1,1]
$s_{16}[20,35]$	24	32	3	4	[0,0,1,3,2,1,1,1]

According to Algorithm 4, $\omega_{i,1}$ and $\omega_{i,2}$ are summed up to generate [0; 2; 3; 5; 2; 1; 1; 1], which is then extended to φ , as: shown on Fig. 4.

$$\underbrace{0, \dots, 0}_8 \underbrace{1, \dots, 1}_8 \underbrace{2, \dots, 2}_8 \underbrace{3, \dots, 3}_8 \underbrace{1, \dots, 1}_8 \underbrace{1, \dots, 1}_8$$

Fig. 4

Compared to the results from DSN as shown in Fig. 2, they are exactly the same. If we define the unit data transfer time as the time spent for one $MA_{i,j}$ migrating from one node to another, carrying a one-element array, then MADSN spends $8 * 5 + 8 * 2 = 56$ units of time (assuming $MA_{i,1}$ and $MA_{i,2}$ are executed in parallel when migrating from node to node or from PE , to node which costs $8 * 5$ units of time, and in serial when returning to PE , which costs $8 * 2$ units of time), while DSN spends $64 * 10 = 640$ units of time. Hence, MADSN offers a save of up to 91.25% of data transfer time in this case. Here, the size of mobile agent is assumed very small and thus can be ignored. Notice that in this case study the performance gain is actually due to the parallel fusion carried out by mobile agents.

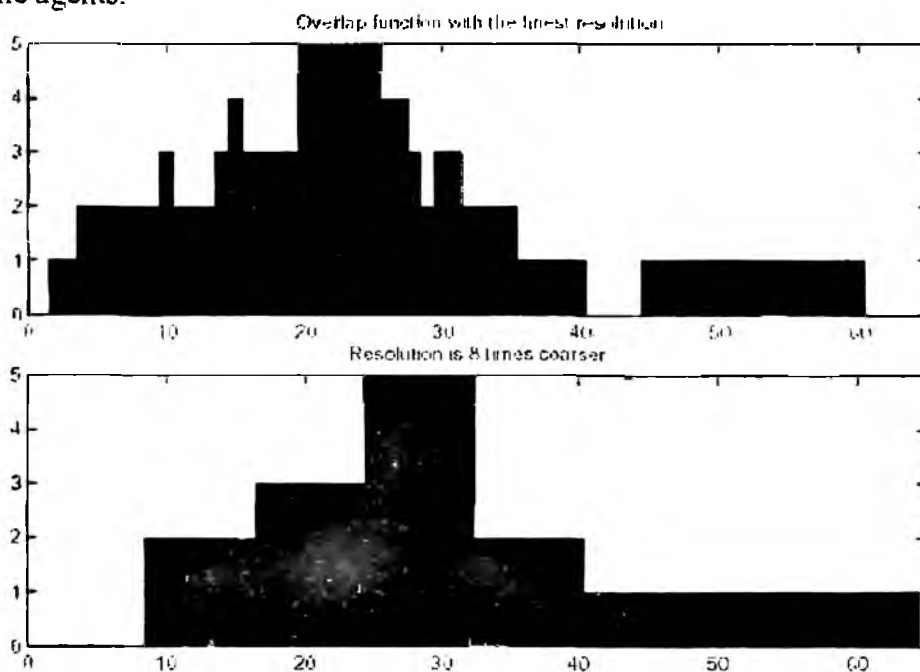


Fig. 5

Summary

In this article the application of MRJA algorithm to realize the RFID MADSN is proposed. In future work some performance evaluation test will be useful. Some typical parameters related to MADSN operation performance should be summarized. One of the most indicative parameter is data transfer time. This article shows that the basic MRJA was enhanced for MADSNs and presents a more efficient implementation. The key concept underlying the enhanced algorithm is that MRI is

applied before accumulation of the overlap function. There is need to be noticed that the MADSN can be applied to RFID technologies with the aim to make operation processes faster.

Bibliography: 1. *L. Prasad, S. S. Iyengar, R. L. Kashyap, and R. N. Madan.* Functional characterization of sensor integration in distributed sensor networks // IEEE Trans. Syst., Man, Cybern. Vol. SMC-21, no. 5, pp. 1082-1087, Sept./Oct. 1991. 2. *Gimenez E., Godo L., Rodriguez-Aguilar J., Garcia-Calves P.* Designing Bidding Strategies for Trading Agents in Electronic Auctions. In ICMAS 98, 3rd International Conference on Multi-Agent Systems. Paris, France, 1998. 3. *Vera Smirnova* /Application of agent technologies to data integration: Typescript of Master Thesis / Kharkiv National University of RadioElectronics, Ukraine, 2002. 4. *Moulin, B. & Chaib-Draa, B.* An Overview of Distributed Artificial Intelligence. In Foundations of Distributed Artificial Intelligence, O'Hare and Jennings eds, Wiley, 1996. 5. *Picault S., Collinot A.* Designing Social Cognition Models for MAS through Simulating Primate Societies. In ICMAS 98, 3rd International Conference on Multi-Agent Systems. Paris, France, 1998.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 05 09 2005

PERFORMANCE ESTIMATION OF MULTI-RESOLUTION ALGORITHM FOR RFID-BASED DISTRIBUTED SENSOR NETWORK USING MADSN

Introduction

In this work is designing an improved Distributed Sensor Network (DSN) architecture using mobile agents – it is refer to this as mobile-agent-based DSN (MADSN). In traditional DSNs, data are collected by individual sensors, and then transmitted to a higher-level processing element, which performs sensor fusion. During this process, large amounts of data are moved around the network, as is the typical scenario in the client/server paradigm. MADSN adopts a new computation paradigm: data stay at the local site, while the integration process (code) is moved to the data sites. By transmitting the computation engine instead of data, MADSN offers the following important benefits [1].

- **Network bandwidth requirement is reduced.** Instead of passing large amounts of raw data over the network through several round trips, only the agent with small size is sent. This is especially important for real-time applications and where the communication is through low-bandwidth wireless connections.

- **Better network scalability.** The performance of the network is not affected when the number of sensor is increased. Agent architectures that support adaptive network load balancing could do much of a redesign automatically [2].

- **Extensibility.** Mobile agents can be programmed to carry task-adaptive fusion processes which extends the capability of the system.

- **Stability.** Mobile agents can be sent when the network connection is alive and return results when the connection is re-established. Therefore, the performance of MADSN is not much affected by the reliability of the network. Tab. 1 [3] and Fig. 1 provide a comparison between DSN and MADSN from both feature and architectural points of view.

Table 1

Comparison between DSN and MADSN
from feature points of view

Features	DSN	MADSN
Element moving on the network?	Data	Computation
Bandwidth consumption?	High	Low
Scalable?	No	Yes
Extensible?	No	Yes
Affected by network reliability?	Yes	No
Fault-tolerable?	Yes	Yes

There is need to show some examples to prove that the MADSN is faster than usual DSN approach. The case study shows that while obtaining the same integration results, MADSN saves 91.25% of data transfer time compared to DSN. However, this does not necessarily mean that MADSN is always better than DSN since MADSN also introduces overhead, such as the extra time spent for agent creation and dispatch. On the other hand, DSN needs to transfer data files to *PE*, which also causes overhead due to file accesses. In this part of report is analyzed the relative performances of DSN and MADSN, and determine conditions under which an MADSN is more efficient than a DSN. These conditions are determined by a set of parameters, including the network transfer rate v_n , the data processing rate v_d , the data file size s_f , the mobile agent data buffer size s_a , overhead of agent o_a , overhead of file access o_f , the number of sensor nodes p , and the balance between the number of agents m and the number of sensor nodes n that each agent migrates (Notice that $p = m \times n$).

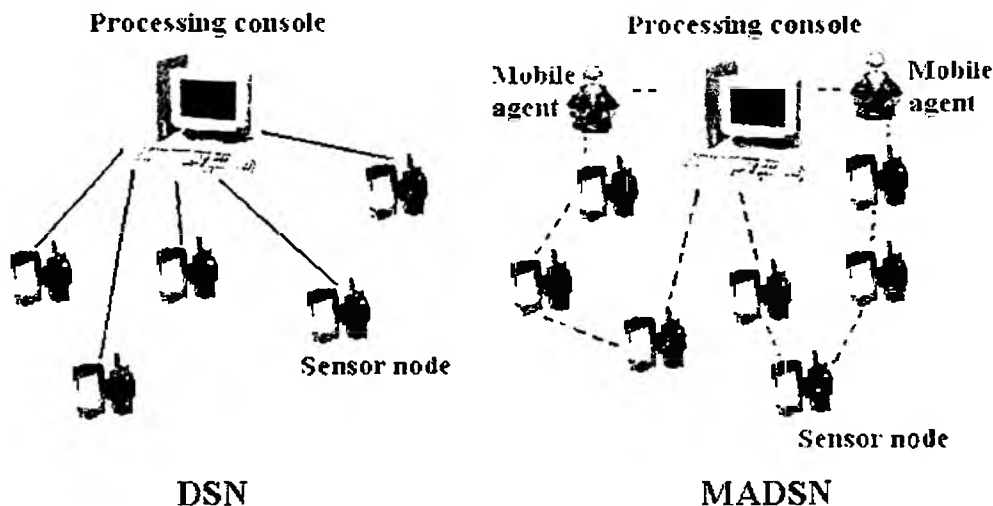


Fig. 1

Performance Comparison between DSN and MADS

Equations (1) and (2) are two formulas estimating the execution time for MADS (t_{madsn}) and DSN (t_{dsn}). In both equations, the three components calculate the data transfer time, the overhead, and the data processing/integration time respectively [3].

$$t_{madsn} = \frac{(m+n)s_a}{v_n} + mo_a + \frac{(m+n-1)s_a}{v_d} \quad (1)$$

$$t_{dsn} = \frac{mns_f}{v_n} + mno_f + \frac{(mn-1)s_f}{v_d}, \quad (2)$$

where m is used as the variable. Assume k and j are positive scalars, and $s_f = ks_a$, $o_f = jo_a$, $v_n' = 1/v_n$, $v_d' = 1/v_d$, in order to ensure that $t_{madsn} \leq t_{dsn}$, Equation (3) must be satisfied, that is, m must be chosen within a certain interval

$$\alpha m^2 - \beta m + \gamma \leq 0, \quad (3)$$

where $\alpha = s_a v_n' + o_a + s_n v_d'$, $\beta = s_a v_d' - ks_a v_d' + kps_a v_n' + kps_n v_d' + jpo_a$, $\gamma = s_a v_n' + ps_a v_d'$

In the following sections, is evaluating the performance variation of MADS with respect to relationships between m and j , m and v_n' , and m and p . n is the number of nodes migrated by each mobile agent. j is the overhead ratio between DSN and MADS. v_n' is the reciprocal of network transfer rate. p is the total number of sensor nodes. These parameters play a more important role than others.

Performance Evaluation: m vs. j

Suppose the size of agent is 1KB, the overhead of agent is 0.5s (including agent creation time), the network transfer rate is 100Kbps, data processing rate is 100Mbps, the number of sensor nodes is 1000, and the data size is 10KB [3]. Fig. 2 is a profile of the maximum value of m satisfying Equation (3) when changing the overhead ratio between MADS and DSN. Then j is fixed at 0.25, that is, the overhead of file access is one fourth of the overhead of mobile agent, where the corresponding maximum m satisfying Equation (3) is 441. By changing m from 1 to 441, we generate the performance curves for MADS and DSN using the execution time: t_{madsn} and t_{dsn} .

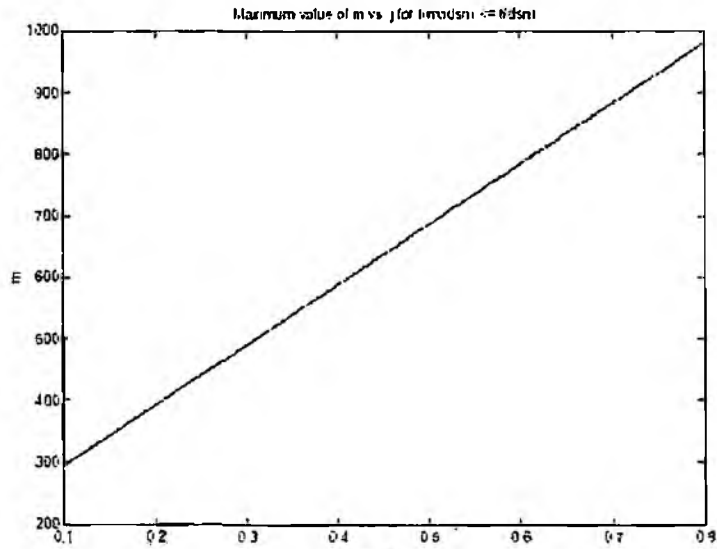


Fig. 2

Fig. 3 (a) shows the variation of t_{dsn} with respect to the m - number of mobile agents. It is a straight line since t_{dsn} is independent of the number of mobile agents and the total number of sensor nodes is a constant. Fig. 3 (b) illustrates the variation of t_{madsn} with respect to m . The execution time t_{madsn} reaches its minimum when m is 4. Note that even though in the range of $m \in [1; 44]$, t_{madsn} is always less than t_{dsn} , after a decreasing segment at the very beginning, and reaching a minimum when $m = 4$, t_{madsn} starts to increase. This is because of the overhead from mobile agent: the more agents used, the heavier the overhead, the longer execution time needed; on the other hand, the less the agents, the lighter the overhead, but the longer the migration time. In order to investigate this further, we defined the relative difference rate between t_{dsn} and t_{madsn} as $\frac{t_{dsn} - t_{madsn}}{t_{dsn}}$.

Fig. 3 (c) shows that the relative difference rate is maximum when m is chosen to be 4.

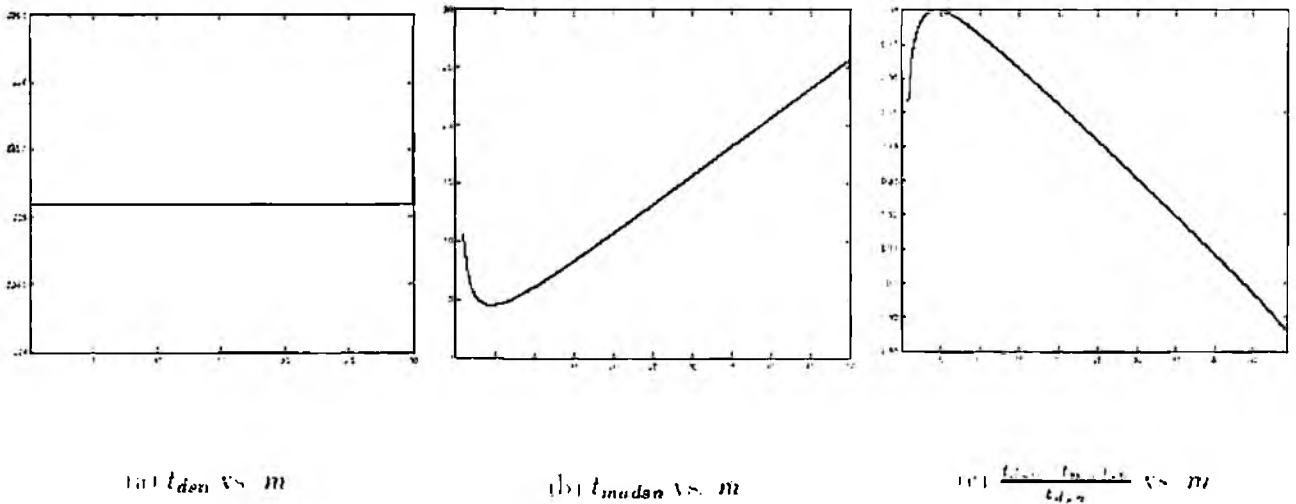


Fig. 3

Performance Evaluation: m vs. v_n

In this set of experiments, j was fixed at 0.25, but vary the network transfer rate from 100Kbps to 100Mbps. Fig. 4 shows the variation of m with respect to $\log(1/v_n)$.

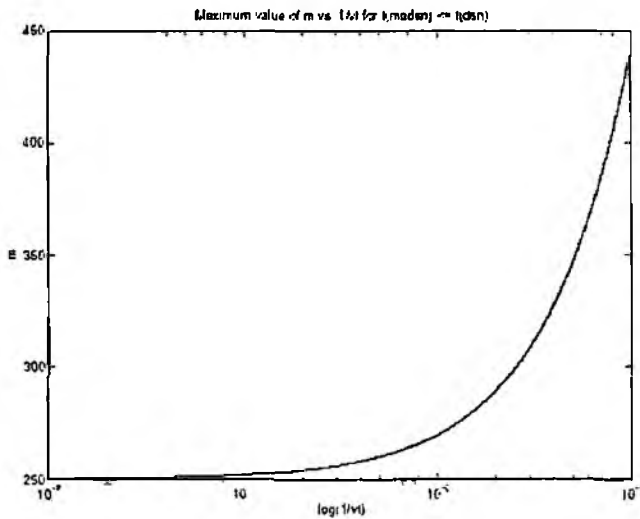


Fig. 4

Then $1/v_n$ is fixing at $5 \cdot 10^{-5}$, that is, the network transfer rate is 500Kbps, where the corresponding maximum m satisfying Equation 3 is 269. Again generate the performance curves (Fig. 5) for MADS and DSN using the execution time, t_{madsn} and t_{dsn} , with respect to m . Notice that we generate three similar profiles as those in Fig 7, except that the optimal m is close to 3 instead of 4 since the network transfer rate has been increased from 100Kbps to 1Mbps.

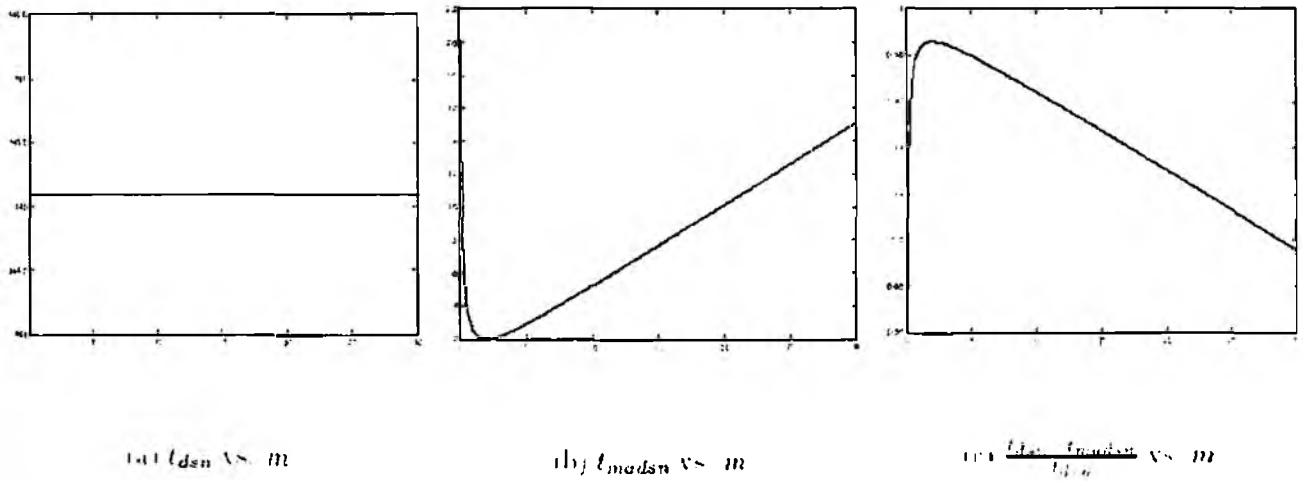


Fig. 5

Performance Evaluation: m vs. p

In this set of experiments, at first, keep v_n at 500Kbps, and change p (the total number of sensor nodes) from 10 to 1000. The variation of m with respect to p is shown in Fig. 6. Then p is fixed at 3000, where the corresponding maximum m satisfying Equation (3) is 867. Generate the performance curves for MADS and DSN using the execution time, t_{madsn} and t_{dsn} , with respect to m . Again generate three similar profiles (Fig. 7) as those in Fig. 3, except that the optimal m is close to 4 since the number of sensor nodes has been increased three times.

Tab. 2 summarizes some typical parameter values and the corresponding performance.

From the last row of Tab. 2 it can be noticed that based on the parameter value is choosing, when MADS reaches its optimum performance, it can save more than 98% of the execution time than DSN which mainly contributes from the less data transfer time spent.

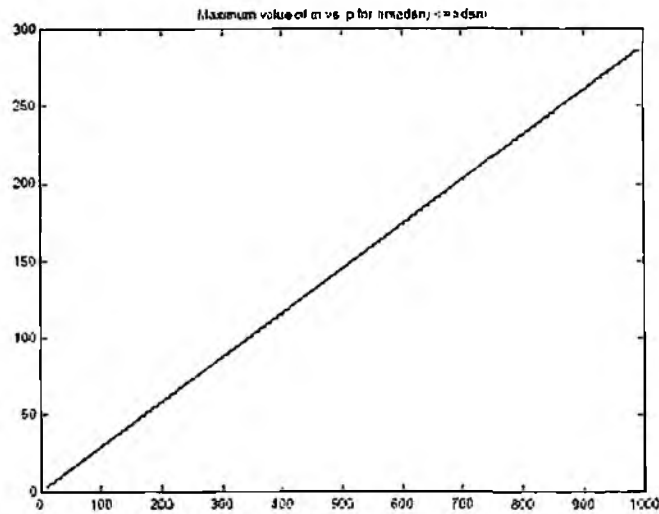
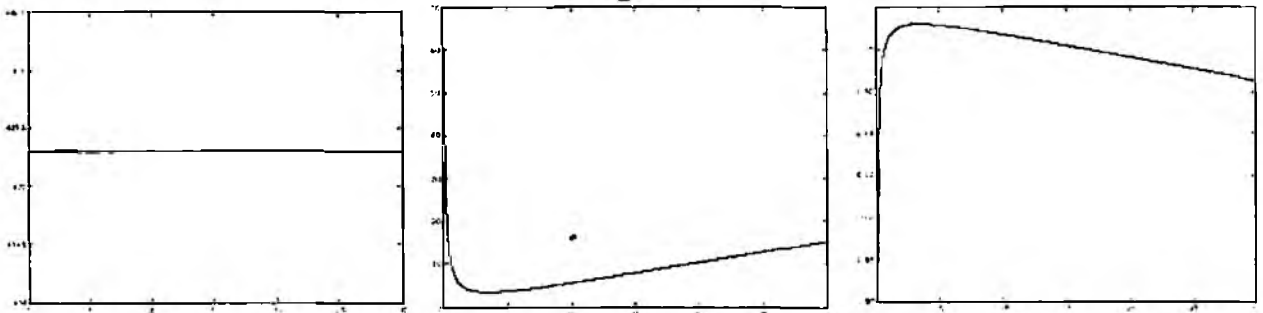


Fig. 6



(a) t_{dsn} vs m

(b) t_{madsn} vs m

(c) $\frac{t_{dsn} - t_{madsn}}{t_{dsn}}$ vs m

Fig. 7

Table 2

Summary of performance comparison between DSN and MADS N

Parameters	m vs j	m vs v_n	m vs p
Size of agent (s_a)	1K	1K	1K
Ratio ($k = s_f / s_a$)	10	10	10
Data processing rate (v_n)	100 Mbps	100 Mbps	100 Mbps
Overhead of agent (o_a)	0.5s	0.5s	0.5s
Ratio ($j = o_f / o_a$)	0.25	0.25	0.25
Network transfer rate (v_n)	100Kbps	500Kbps	500Kbps
Total number of sensor nodes (p)	1000	1000	3000
Optimal number of agents (m)	4	3	4
Execution time in DSN (t_{dsn})	225.1s	145.2s	435.3s
Execution time in MADS N (t_{madsn})	4.5s	2s	3.5s
Execution time in saved ($\frac{t_{dsn} - t_{madsn}}{t_{dsn}} * 100\%$)	98%	98.6%	99.2%

Summary

Application of multi-resolution analysis at each sensor node instead of processing element, MADS N saves up to 90% of data transfer time is showed. However, MADS N is not always better

than DSN, since the involvement of mobile agents also adds overhead. Conditions under which MADSN performs better than DSN and the conditions under which MADSN achieves its optimum performance is analyzed. The conditions are determined by a set of parameters, and the most important ones include the network transfer rate, the overhead ratio between DSN and MADSN, and the total number of sensor nodes. The evaluation shows that when MADSN reaches its optimum performance, it can save more than 98% of execution time (mainly contributed from the less data transfer time spent). Mobile agent paradigm is a promising approach for distributed computing, especially for future RFID systems when the amount of data transfer is very huge which is the typical case in RFID-based distributed sensor networks.

Bibliography: 1. *Moulin, B & Chaib-Draa, B.* An Overview of Distributed Artificial Intelligence. In Foundations of Distributed Artificial Intelligence, O'Hare and Jennings eds, Wiley, 1996. 2. *Brazier, F , Dunin, B . Jennings, N. & Treur, J.* Formal Specification of Multi-Agent Systems: a Real-World Case. In ICMA95. 1st International Conference on Multi-Agent Systems. San Francisco, California, USA, 1995. 3. *Vera Smirnova,* Application of agent technologies to data integration: Typescript of Master Thesis / Kharkiv National University of RadioElectronics, Ukraine, 2002.

*Харьковский национальный
университет радиотехники*

Поступила в редколлегию 25.10.2005

*М.И. ДЗЮБЕНКО, д-р физ.-мат. наук, А.С. ЗАМКОВОЙ, канд. техн. наук,
С.Н. КОЛПАКОВ, А.А. ПРИЁМКО, канд. техн. наук*

ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ФОКУСИРОВКИ

В лазерных системах технологической обработки материалов актуальной задачей является установка и удержание обрабатываемой поверхности в фокусе выходного объекта.

В настоящее время для этих целей применяются методы, основанные на триангуляционном принципе измерения расстояния или использовании двух-трёх полупроводниковых лазеров видимого диапазона, лучи которых пересекаются в точке фокуса объектива [1]. При относительно хорошей точности фокусировки (15–25 мкм при глубине фокуса технологического лазера 200–300 мкм) недостатком триангуляционного метода является необходимость формирования равномерного распределения интенсивности излучения в луче дополнительного лазера. Кроме этого, этот метод практически непригоден в случае наведения на объекты с шероховатостью поверхности больше глубины фокуса технологического лазера. Погрешность метода фокусировки, основанного на визуальном сведении лучей дополнительных лазеров в одну точку, зависит от остроты зрения оператора. Практически она составляет величину порядка 100–500 мкм. При этом конфигурация линии гравировки или реза не всегда соответствует технологическим нормам.

В разрабатываемых сейчас лазерных установках изображение обрабатываемой поверхности формируется тем же объективом, который фокусирует лазерный луч. Это позволяет совместить процесс точного наведения на фокус технологического лазера с получением резкого изображения. Такое решение исключает необходимость использования дополнительных полупроводниковых лазеров, что повышает технологичность лазерных систем. Кроме того, оно позволяет повысить точность наведения фокуса на сильно шероховатую поверхность.

Во многих случаях шероховатость поверхности обрабатываемых лазером изделий получается в результате шлифовки и полировки на этапе изготовления этих изделий. Поэтому шероховатость представляет собой пространственную структуру, соответствующую сложной отражательной дифракционной решётке. В связи с этим, пространственный спектр изображения такой поверхности является существенно неравномерным.

Цель статьи – исследование пространственного спектра изображения в зависимости от состояния фокусировки оптической системы для решения задачи точного наведения на фокус. Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

- построить модель шероховатостей поверхности;
- исследовать пространственный спектр изображения поверхности;
- выявить зависимость параметров пространственных частот от состояния фокусировки оптической системы.

Поверхность реальных объектов может иметь различный характер шероховатости. Шероховатость, как правило, образуется в результате внешнего механического или иного воздействия на объект, например, полировки. На рис. 1 дана классификация поверхностей объектов по виду шероховатости. Поверхность с детерминированной шероховатостью получается путём воздействия на объект детерминированного процесса. Такой поверхностью обладают, например, дифракционные решётки.

Поверхность со стохастической шероховатостью образуется при действии на объект нескольких процессов, одни из которых детерминированы, а другие случайны. Поверхность с хаотической шероховатостью получается при воздействии на объект хаотического процесса, например обработкой струёй песка.



Рис. 1

В результате такой обработки поверхность изделий представляет собой сложную дифракционную структуру. Эта структура является комбинацией нескольких дифракционных решёток. Способы аппроксимации шероховатостей с помощью дифракционных решёток показаны на рис. 2.



Рис. 2

При аппроксимации несколькими решётками возникают варианты расположения их между собой, что приводит к необходимости введения понятия сопряжения решёток [2]. Сопряжение описывает механические способы их наложения друг на друга. Варианты таких сопряжений показаны на рис. 3 и 4.

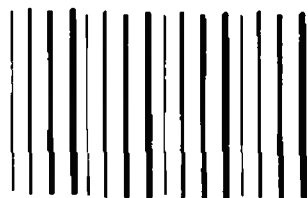


Рис. 3

Периоды решёток могут быть как линейно-зависимы, так и линейно-независимы. В случае на рис. 4 учитываются и относительные углы между решётками. При освещении подобной поверхности когерентным излучением количество дифракционных решёток, участвующих в образовании поверхности, соответствует количеству спекл-ассоциаций в изображении [3].

При использовании полихроматического излучения такой подход неприменим. На основании теории стохастических и хаотических колебаний [4] можно утверждать, что все реальные шероховатые поверхности не являются абсолютно случайными в смысле теории вероятностей. Их можно интерпретировать как динамические системы, описываемые большим, но конечным числом уравнений. Следовательно, поля, порождаемые этими объектами, тоже не абсолютно случайны, а содержат в себе информацию о той степени упорядочения, которая характеризует объект. Изображение в этом случае, получается в результате взаимодействия поля с поверхностью экрана. Статическое оптическое поле (т.е. поле, полученное при неподвижных друг относительно друга объекте и приёмнике) можно представить

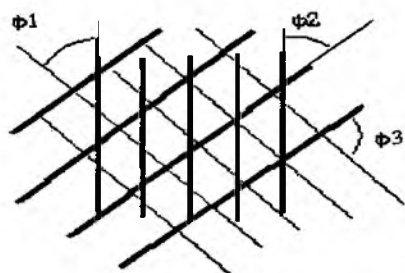


Рис. 4

динамической системой, если предположить, что оно развивается в пространстве. Эволюция такой системы описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений [5]:

$$\frac{d\varphi_i}{d\xi_k} = f_{i,k}(x_1, x_2, \dots, x_n); \quad i=1, 2, \dots, n; \quad k=1, 2, \dots, \infty, \quad (1)$$

где величины x_1, x_2, \dots, x_n рассматриваются как координаты точки в n -мерном пространстве. Они характеризуют сечение оптического поля в плоскости перпендикулярной прямой ξ_k в точке φ_i . Упрощенное геометрическое представление этого процесса показано на рис. 5.

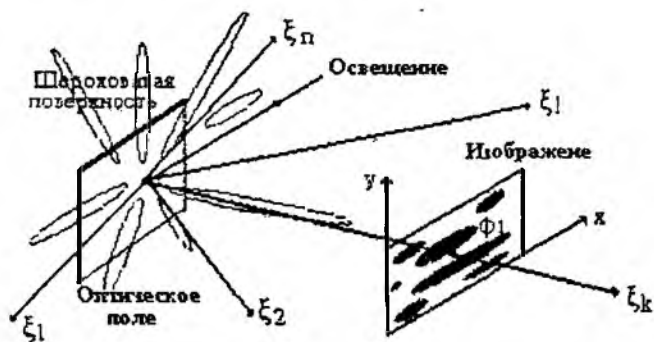


Рис. 5

Согласно принятой терминологии φ_i называют фазовой точкой, а пространство состояний – фазовым пространством поля. Изменению состояния системы в пространстве отвечает движение фазовой точки вдоль некоторой линии ξ_k , которая является фазовой траекторией. В фазовом пространстве системами уравнений (1) определяется векторное поле скоростей, компоненты которого даются правыми частями (1):

$$\{f_1(x_1, x_2, \dots, x_n), f_2(x_1, x_2, \dots, x_n), \dots, f_n(x_1, x_2, \dots, x_n)\}$$

Такое представление позволяет использовать в качестве характеристики оптического поля корреляционную размерность его пространственного хаоса [4,5]. Этот параметр определяется количеством несоизмеримых пространственно-частотных компонентов излучения, принявших участие в формировании поля. Для оценки корреляционной размерности в оптическом поле использована вычислительная процедура Паккарда-Такенса, дающая возможность ограничиться рассмотрением пространственного распределения только одной координаты фазового пространства – интенсивности.

Ниже рассматривается алгоритм вычисления корреляционной размерности в предположении использования двумерного фотоприемника (например, матрицы ПЗС). На приемнике получается изображение, которое описывается функциями Δ_x и Δ_y . Примем $\Delta_x = \Delta_y = \Delta$. В результате получаем последовательность чисел $Z(x_i, y_i)$, где $x_i = x_0 + \Delta i$, $y_i = y_0 + \Delta i$. Такенсом предложено по этой последовательности строить множество n -мерных векторов I_n^m , которые вводятся следующим образом [6]:

$$I_{i,j}^m = \{Z_{ij}, Z_{i+\tau_x, j+\tau_y}, Z_{i+2\tau_x, j+2\tau_y}, \dots, Z_{i+(m-1)\tau_x, j+(m-1)\tau_y}\},$$

где $Z_{ij} = Z(x_i, y_j)$;

τ_x, τ_y – единичное смещение на изображении (пространственные задержки).

Восстановленное таким образом m -мерное распределение является реконструкцией исходного распределения.

При экспериментальном измерении корреляционной размерности пространственная реализация представлялась конечной последовательностью чисел $Z(x_i, y_j)$. Размерность фазового пространства исходного поля при этом остается неизвестной. С целью уменьшения ошибки, обусловленной конечностью набора экспериментальных точек p_0 , необходимо проводить расчеты при нескольких различных значениях p_0 и m в пределах заданной точности. Пространственные задержки τ_x и τ_y выбирались так, чтобы корреляция между x_i и x_{i+k} , а также y_i и y_{i+k} , была минимальной. Параметры τ_x, τ_y можно оценить с помощью корреляционных функций $K(\tau_x)$ и $K(\tau_y)$. Эти функции вычисляются по той же реализации изображения, которая используется и при оценке корреляционной размерности.

Далее вычисляется корреляционный интеграл вида

$$C_m(\varepsilon) = \lim_{n_0 \rightarrow \infty} n_0^{-2} \sum_{i,j,k,l=1}^{n_0} \theta[\varepsilon - |I_{ij}^m - I_{kl}^m|],$$

где $\theta[\varepsilon - |I_{ij}^m - I_{kl}^m|] = \begin{cases} 1 & \text{для } |I_{ij}^m - I_{kl}^m| \leq \varepsilon; \\ 0 & \text{для } |I_{ij}^m - I_{kl}^m| > \varepsilon. \end{cases}$

где ε – расстояние между точками, в которых измеряется интенсивность.

Корреляционная размерность v находится из выражения

$$\square v = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\frac{\ln C_m(\varepsilon)}{\ln \varepsilon} \right].$$

Таким образом, размерность v определяется значением корреляционного интеграла $C_m(\varepsilon)$, характеризующим относительное число пар точек I_{ij}^m, I_{kl}^m , удаленных на расстояния

$$d_{ijkl}^m = |I_{ij}^m - I_{kl}^m| \leq \varepsilon.$$

Для расчета корреляционного интеграла $C_m(\varepsilon)$ необходимо вычислить все расстояния d_{ijkl}^m и подсчитать число пар точек $n(\varepsilon)$, для которых $d_{ijkl}^m \leq \varepsilon$. Тогда

$$C_m(\varepsilon) = \frac{n(\varepsilon)}{n_0^2}.$$

Распределение интенсивности в изображении определяется периодом и высотой рельефа шероховатостей. Для поверхности, профиль которой является сопряжением m гармонических составляющих с несоизмеримыми периодами, дифрагировавшее излучение представляется в виде суперпозиции m наборов плоских волн. Корреляционная размерность оптического поля, полученного в результате дифракции излучения на поверхности, линейно зависит от числа дифракционных решеток, сопряжением которых аппроксимируется данная поверхность. Следует учитывать, что при больших высотах фазового профиля этот параметр асимптотически приближается к $m+1$ (m – число решеток с несоизмеримыми периодами), за счет того, что рост профиля приводит к поэтапному увеличению амплитуды дифрагировавших высокочастотных компонент поля и появлению второй, несоизмеримой с основной частоты в распределении поля.

Таким образом, данный метод описания шероховатости поверхности объясняет причину неравномерности пространственного спектра изображения.

Одной из первых работ, в которой исследуется возможность использования пространственных спектров изображения для фокусировки объектива является статья Шульмана М.Я. и Чайкиной И.М. [7]. В ней представлены качественные теоретические предпосылки возможности использования этого параметра для фокусировки.

Для детального изучения этого вопроса нами были проведены экспериментальные исследования зависимости амплитуд верхних пространственных частот изображения от величины отклонения поверхности от фокуса объектива. Эксперименты были проведены на установке для лазерной гравировки.

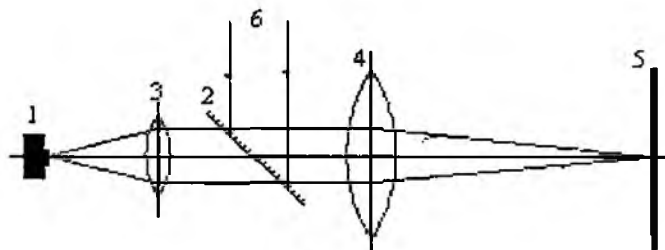


Рис. 6

Изображение обрабатываемой поверхности получалось с помощью линзы 4 и объектива 3 фотоприёмника 1 (рис. 6). Линза 4 является также фокусирующим элементом излучения 6 технологического лазера. Зеркало 2 прозрачно для всех волн, кроме излучения с длиной волны 1,06 мкм, которое излучает технологический лазер. В качестве фотоприёмника использовалась матрица ПЗС 640x480 элементов, размеры матрицы 5,1x3,8 мм. Полоса пропускания изображающей оптической системы ограничивается объективом 3 и составляет порядка 50 мм^{-1} .

На рис.7 представлены фотографии изображений, полученных в результате смещения поверхности относительно фокуса линзы 4 на величину Δd .



а



$\Delta d = 0 \text{ мм}$

$\Delta d = 0,5 \text{ мм}$

$\Delta d = 1 \text{ мм}$

б

Рис. 7

Изучение спектров показало, что интенсивность нулевой пространственной частоты в фокусе минимальна (рис. 8), что полностью соответствует данным работы [7].

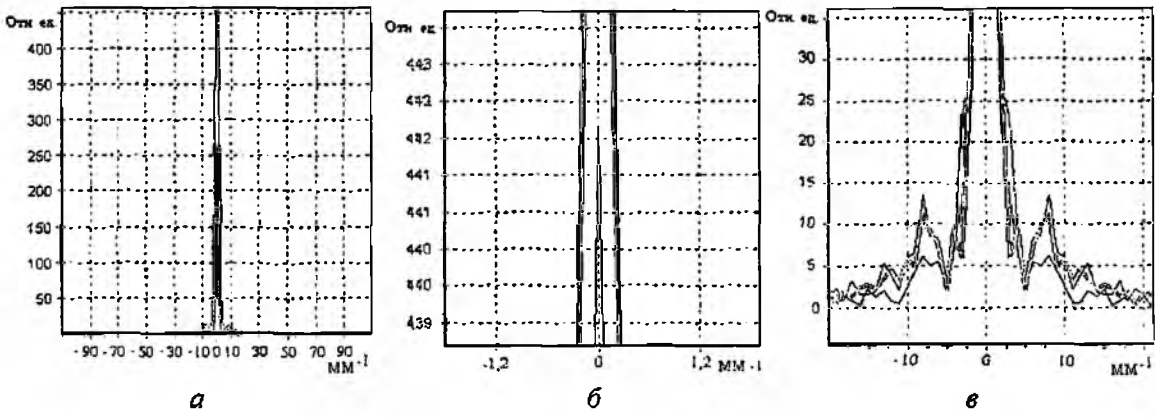


Рис. 8

В области верхних пространственных частот при приближении к фокусу наблюдается увеличение интенсивности отдельных составляющих спектра (рис.8, в). Причём верхние частоты намного чувствительнее к состоянию фокусировки, чем нулевая гармоника. При одном и том же смещении из фокуса интенсивность верхних составляющих изменялась в 5–8 раз больше, чем интенсивность нулевой составляющей спектра.

Экспериментально доказано, что для каждого типа поверхности существуют резонансные пространственные частоты, которые при точной фокусировке имеют максимум интенсивности в спектре. Рассмотренный выше подход к описанию формирования оптического изображения объясняет появление этих резонансных пространственных частот в его спектре. Экспериментальные данные показали, что количество резонансных частот соответствует корреляционной размерности пространственного хаоса оптического поля, полученного в результате дифракции полихроматического излучения на шероховатостях поверхности. Этот факт подтверждает правильность детерминистического подхода к описанию подобных физических явлений. Такой подход, в отличие от статистического, упрощает вычислительные алгоритмы обработки. Кроме того, введение новых параметров, описывающих, в частности, формирование изображения, позволяет адаптировать теоретические методы для практических приложений.

Проведенные эксперименты показали, что фокусировка на основании анализа пространственного спектра изображения технологически эффективней классических методов. Повышение эффективности происходит за счёт использования новых вычислительных алгоритмов обработки изображения в сочетании с цифровыми системами обработки. В тех случаях, когда не стоит задача проведения подобных операций в реальном масштабе времени, использование этой технологии приводит к существенному уменьшению затрат, связанных с фокусировкой, при производстве оптических систем.

Список литературы: 1. Шульман М.Я. Автоматическая фокусировка оптических систем. Л.: Машиностроение, 1990. 224 с. 2. Приёмко А.А. Дифракционный анализ спекл-картины при восстановлении конфигурации // Материалы Восьмой междунар. конференции «Новые технологии в машиностроении». Харьков, 1999. С. 65-68. 3. Приёмко А.А. Пространственные параметры спекл-поля в восстановлении конфигурации // Технология приборостроения. 2001. N1-2. С. 56-60. 4. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987. 424 с. 5. Анищенко В.С. Сложные колебания в простых системах. М.: Наука, 1990. 312 с. 6. Ангельский О.В. Корреляционная диагностика случайных пространственно неоднородных оптических полей // Квантовая электроника. 1992. Т.19, N 12. С. 1151-1158. 7. Шульман М.Я., Чайкина И. М. Получение спектров пространственных частот фотографических изображений // Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии. 1971.Т.16, №3.С. 180-182.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
Институт радиофизики и электроники
им. А.Я. Усикова НАН Украины, Харьков

Поступила в редколлегию 27.10.2005

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ АКУСТИЧЕСКОГО И РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДОВ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АПС ПРИ ПОЛУЧЕНИИ МЕТЕОДАНЫХ ДЛЯ ОЦЕНКИ УСЛОВИЙ РРВ

Введение

Как известно, характер распространения радиоволн в нижнем слое атмосферы – атмосферном пограничном слое (АПС) – является важнейшим фактором, определяющим эффективность работы систем радиолокации, радионавигации и радиосвязи, и зависит от пространственного, в основном вертикального, распределения показателя преломления воздуха n . Величину n обычно, выражают через индекс преломления N [1]:

$$n = 1 + N \cdot 10^6. \quad (1)$$

Для вычисления N используется эмпирическая формула Дебая:

$$N = K_1 p / T + K_2 e / T^2, \quad (2)$$

где T – температура воздуха в кельвинах, p – полное атмосферное давление в мбар, e – парциальное давление водяного пара, $K_1 = 77,6$ К/мбар, $K_2 = 3,73 \cdot 10^5$ К²/мбар.

Прямое решение данной задачи требует непосредственных измерений всех входящих в (2) величин, что зачастую осуществить невозможно. Методы восстановления вертикальных профилей $N(h)$ (где h – высота), базирующиеся на приземных метеоданных и моделях динамических процессов, присущих стандартной атмосфере [2], не удовлетворяют нуждам практики, поскольку не отражают динамических процессов в АПС, особенно имеющих место в переходное время суток. Поэтому на смену им пришли дистанционные, неконтактные методы зондирования атмосферы. Наиболее привлекательными из них являются методы, основанные на использовании акустических волн. Сначала акустическое (АЗ), а затем радиоакустическое зондирование (РАЗ) прочно вошли в арсенал технических средств мониторинга АПС, поставляющих косвенную информацию о профилях N [3, 4]. За последние десятилетия системы АЗ и РАЗ были разработаны в нескольких странах.

Подобная аппаратура была разработана с участием авторов и в ХИРЭ [5, 6].

Комплекс АЗ-РАЗ широко использовался нами для исследования АПС. Однако в наших публикациях недостаточно внимания уделялось оценке пределов реальной применимости разработанного комплекса. Представляет также интерес исследование путей расширения возможностей аппаратуры и самого метода АЗ-РАЗ.

Рассмотрение этих двух вопросов и является предметом данной статьи.

Аппаратура комплекса АЗ-РАЗ и методика определения профиля $N(h)$ с ее помощью

Способ РАЗ атмосферы по определению профиля $N(h)$ заключается в том, что с поверхности Земли в атмосферу направляют акустическую посылку в виде пакета синусоидальных колебаний, сопровождая ее радиоимпульсами от доплеровского лоатора. Эти импульсы отражаются от сферической поверхности звуковой решетки и фокусируются в месте расположения приемной радиоантенны. По доплеровскому сдвигу принятых эхо-сигналов определяют высотные профили температуры, по амплитуде эхо-сигналов находят высотный профиль влажности [7] и скорости ветра [8] и вычисляют вертикальный профиль показателя преломления воздуха с учетом приземного давления.

Аппаратура РАЗ-ХИРЭ представляла собой вертикально направленный двухчастотный доплеровский радиолокатор, работавший на двух кратных частотах – 1500 и 3000 мГц, со встроенным акустическим каналом, работавшим на частотах 3,4 и 6,8 кГц.

Метод АЗ заключается в том, что с поверхности земли в атмосферу излучаются звуковые посылки определенной частоты, которые при отражении от естественных неоднородностей в нижней части атмосферы принимаются антенной содара. Амплитуда принятых эхосигналов характеризует степень турбулизованности атмосферы.

В качестве содара использовался переданный нам, но существенно нами модернизированный, вертикально направленный моностатический акустический локаатор ИРЭ РАН, работавший на звуковой частоте 1,85 кГц с излучаемой мощностью 6 Вт.

Эксперименты, направленные на исследование АПС с помощью комплекса АЗ-РАЗ и накопление соответствующих данных, проводились с 1985 по 1992 г. на северо-западном побережье Черного моря, в районе г. Одесса, на метеополигоне Одесского гидрометеорологического института [9, 10].

Анализ результатов, полученных нами за время проведения этих натуральных экспериментов на границе суша-море, подтвердил принципиальную возможность получения $N(h)$ с помощью разработанного в ХИРЭ комплекса АЗ-РАЗ профилей основных метеорологических параметров и, соответственно, профиля $N(h)$. Вместе с тем, эти исследования позволили отчетливо выявить ограничения в использовании методов АЗ и РАЗ, определяемые состоянием АПС, возможностями нашей аппаратуры, методиками, применяемыми при определении метеопараметров, разными погрешностями.

Пределы применимости комплекса АЗ-РАЗ, разработанного в ХИРЭ, по определению профилей $N(h)$

1. Ограничения, обусловленные состоянием АПС.

Турбулентность. Одним из важнейших факторов, влияющих на точность измерения метеопараметров аппаратурой АЗ-РАЗ, является турбулентность в АПС. Здесь возможны два типичных случая:

а) случай развитой дневной конвекции, когда метод РАЗ для определения профилей $N(h)$ не применим. Пример записи такой турбулентной структуры, полученной с помощью содара, показан на рис. 1. В таких условиях профили показателя преломления могут быть описаны стандартной моделью;

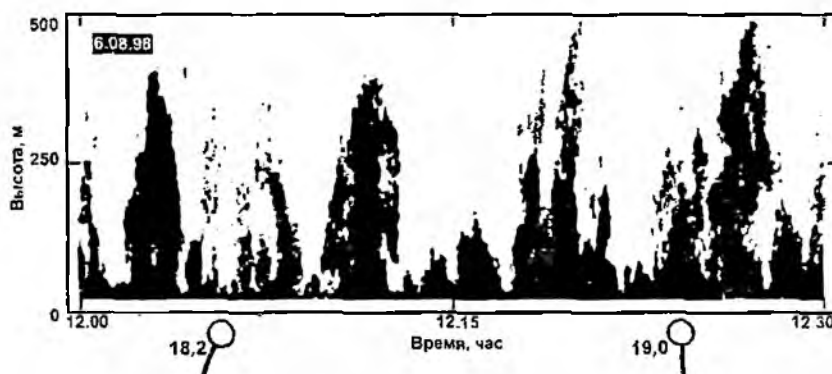


Рис. 1

б) случай турбулентности, отличной от развитой конвекции (см., например, рис. 2), когда мы применяли разработанный в результате совместных работ авторов и проф. В.А. Андриянова метод восстановления мгновенного профиля $N(h)$, основанный на численном решении уравнений турбулентной диффузии с учетом приземных и приподнятых граничных условий [11]. Профиль коэффициента преломления при этом вычислялся на основании данных РАЗ по флуктуациям скорости ветра и температуры воздуха [12];

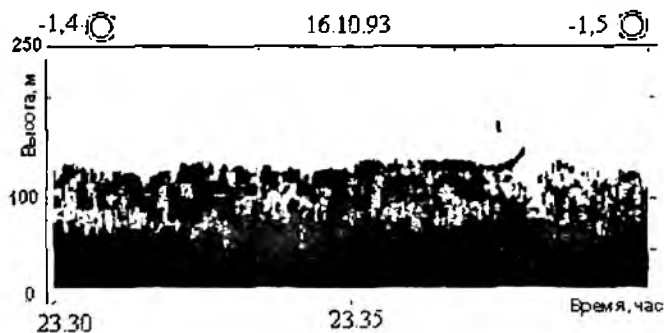


Рис. 2

в) при устойчивой стратификации АПС для определения профилей температуры и влажности воздуха и далее высотного хода $N(h)$ применялся метод РАЗ. Пример записи структуры АПС, при которой были возможны измерения влажности воздуха, показан на рис. 3 (кривая на рисунке изображает профиль горизонтального ветра V_h , измеренный методом РАЗ).

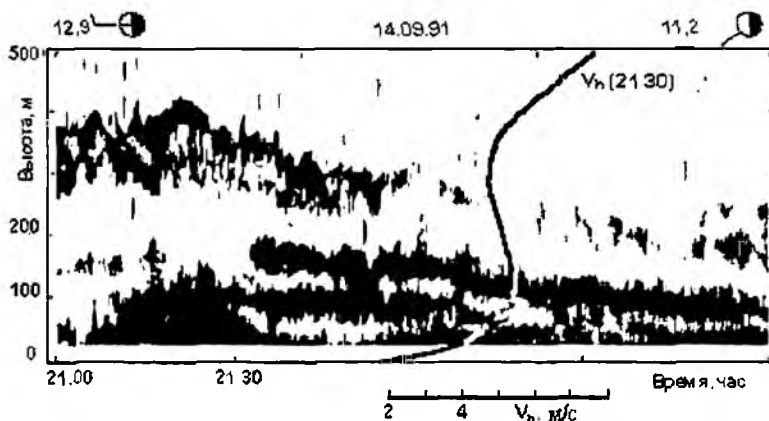


Рис. 3

Влияние ветра

При усилении ветра в объеме зондирования созданная в АПС акустическая решетка может быть вынесена из зоны видимости приемной радиоантенны.

Источниками погрешности измерений, обусловленной состоянием АПС, являются:

1) добавочное поглощение звука и искажение акустической решетки под воздействием атмосферной турбулентности;

2) отмеченный выше вынос акустической решетки из поля радиоантенн;

3) нарушение условия Брэгга; последнее выполняется только на некоторых участках дистанции зондирования, что приводит к разной степени настройки частоты доплеровского лоатора на акустическую длину волны и, отсюда, к дополнительному уменьшению амплитуды отраженного сигнала;

4) временная изменчивость параметров измеряемого слоя атмосферы.

2. Ограничения, обусловленные особенностями аппаратуры:

- недостаточная дальность действия;

- связанные с принятым в аппаратуре вертикальным способом зондированием АПС.

Источниками погрешности измерений, обусловленной аппаратурой, являются [13]:

1) недостаточная точность измерения СВЧ - мощности принятого эхо-сигнала;

2) пространственное разнесение антенн АЗ и РАЗ, что приводит к зондированию разных объемов воздуха этими средствами.

Если «объединить» ограничения, налагаемые состоянием АПС и аппаратурой, то пределы реальной применимости этой методики таковы:

1) предельная дальность акустического зондирования составляет днем порядка 500 м, а ночью – до 1100 м;

2) состоятельные оценки всех метеовеличин могут быть получены при значениях коэффициента турбулентной диффузии до $8 \text{ м}^2/\text{с}$, причем диапазоны высот получения значений температуры, скорости ветра и влажности существенно отличаются. Диапазон высот измерения температурных профилей – 20...600 м; профилей скорости ветра – 20...350 м; влажности воздуха – 40...250 м;

3) усиление турбулентности приводит к увеличению времени получения состоятельных оценок метеовеличин и значительному снижению высотного уровня их определения; интервал высот, в котором были получены значения температуры, составил 20...300 м; скорости ветра – 20...190 м; влажности воздуха – 40...150 м;

4) применимость описанной выше аппаратуры РАЗ для определения значений $N(h)$ ограничивается значением скорости ветра в объеме зондирования, превышающем 8 м/с .

Перечисленные ограничения, однако, не поколебали нашей уверенности в том, что методам АЗ и РАЗ АПС нет альтернативы в вопросах решения радиофизических задач, как по критерию «эффективность – стоимость», так и по экологической безопасности и условиям электромагнитной совместимости, так как для зондирования используется узконаправленное, безвредное для всего живого и человека звуковое излучение, а уровень узкополосного электромагнитного излучения в аппаратуре РАЗ значительно ниже, чем в радарх.

Поэтому актуальной задачей является дальнейшее развитие аппаратуры комплекса АЗ-РАЗ и методики его использования.

Пути совершенствования методики и аппаратуры АЗ-РАЗ

Переход к наклонному зондированию в противоположных направлениях.

Наиболее значимый шаг в адаптации аппаратуры РАЗ к ветровой обстановке в зондируемом объеме атмосферы состоял в разработке способа наклонного РАЗ в противоположных направлениях [14]. Из всех известных способов ветровой адаптации (перемещение по ветру приёмной антенны, вынос против ветра акустического излучателя, использование приемного антенного поля больших размеров и применение наклонного, по отношению к вертикали, зондирования) он является наиболее привлекательным по оперативности и аппаратурной реализации. Только в этом способе удастся одновременно решить две задачи: компенсацию ветровой рефракции звука и измерение скорости и направления ветра.

Основой способа наклонного РАЗ является физический эффект, связанный с ветровой деформацией акустического волнового фронта при его распространении в атмосфере. В результате ветрового воздействия сферический волновой фронт принимает форму сплюсненной и вытянутой по направлению ветра поверхности. На этой поверхности имеются две области, обладающие свойством огибать радиоволны в точку излучения звуковых колебаний. Обе области пересекаются азимутальной плоскостью, в которой лежит локальный горизонтальный вектор ветра (рис.4).

При приеме эхо-сигналов из двух точек, расположенных в плоскости локального горизонтального ветра по и против ветра, доплеровский сдвиг отраженных радиосигналов оказывается предельно возможным (Ω_{max} и Ω_{min}) по сравнению с зондированием в других азимутальных плоскостях. В предложенном способе при круговом зондировании выбирают значение азимута, для которого разность доплеровских сдвигов достигает максимума ($\Delta\Omega_{\text{max}} = \Omega_{\text{max}} - \Omega_{\text{min}}$), и вычисляют локальный горизонтальный ветер по формуле $V_z = \lambda_e \Delta\Omega_{\text{max}} / (8\pi \sin \alpha)$.

Результаты численного эксперимента для реальных профилей скорости ветра над сушей вечером, ночью и днем позволили определить углы места точек максимального отражения как $\Theta = (40^\circ \div 45^\circ) \pm 15^\circ$ [15].

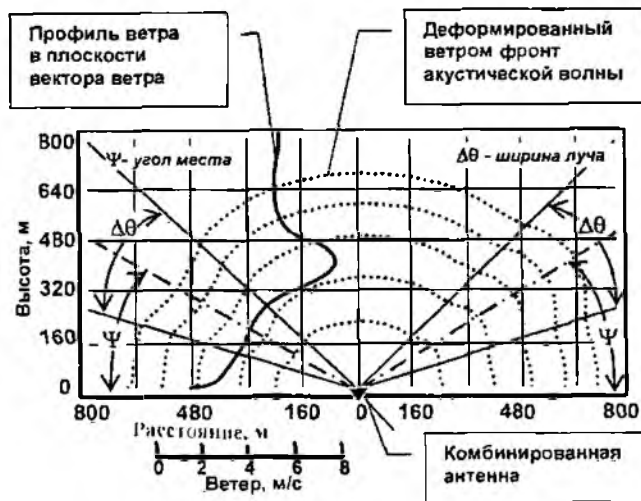


Рис. 4

Способ наклонного РАЗ реализуется с помощью устройства, включающего кольцевую антенную решетку с числом элементов, равным $2N$, где $N=180^\circ/\Delta\varphi$, а $\Delta\varphi$, град. – задаваемое угловое разрешение по азимуту [16]. Антенная система в сечении вертикальной плоскостью вдоль осей парциальных комбинированных акусто-электромагнитных рупорно-параболических антенн показана на рис. 5. В этой антенне совмещение фазовых центров акустических и электромагнитных колебаний достигается благодаря общему рупорному облучателю, у которого запитывающий прямоугольный волновод также является звуководом. Электромагнитная энергия подводится к волноводу через штыревой коаксиально-волноводный переход, в котором в качестве короткозамыкателя используется проволочная решётка. Через решётку по звуководу от электроакустического преобразователя поступают звуковые колебания в прямоугольный волновод и затем в рупор [17]. Для уменьшения искажений диаграмм направленности при малых углах места за счет влияния земной поверхности антенна снабжена удлиненной проводящей и одновременно звукозащитной блендой конусного типа. Помимо решения задачи «изоляции», бленда способствует снижению уровня боковых лепестков в радио- и звуковом диапазонах, благодаря чему уменьшены влияние местных предметов на работу радиолокатора и уровень акустического «загрязнения» окружающего пространства.

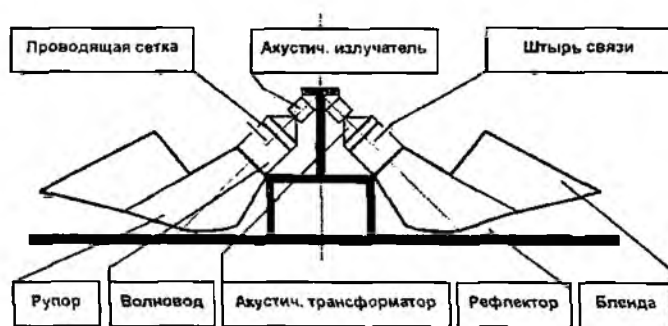


Рис. 5

Модернизированный способ измерения влажности.

Для того чтобы расширить «диапазон» атмосферных условий, при которых возможно достаточно точно измерять влажность воздуха, в работе [18] предлагается при РАЗ использовать широкополосное импульсное акустическое излучение, прием эхосигналов на нескольких кратных частотах электромагнитных колебаний с последующей регистрацией текущего сдвига фаз на разных доплеровских частотах. В этом способе сдвиг фаз, обуслов-

ленный взаимодействием звука с молекулами воздуха, зависит только от влажности атмосферы и не зависит от динамической и температурной турбулентности.

При таком способе используется физический эффект обратного рассеяния электромагнитной волны акустическим пакетом, образующим тонкие слои уплотнения воздуха (с увеличенной диэлектрической проницаемостью), нормальные к направлению распространения и разнесенные на расстояние, кратное половине длины электромагнитной волны. При облучении такого пакета электромагнитной посылкой из M кратных радиочастот (для которых между слоями уплотнения воздуха укладывается одна или несколько полуволн) эхо-сигналы возникают на этих радиочастотах, что соответствует их взаимодействию с M звуковыми гармониками. С поверхности Земли в атмосферу направляют пакет акустических колебаний длительностью τ_s , который состоит из импульсов длительностью τ_{s0} с частотой повторения F_{s0} , $\tau_{s0} < 1/MF_{s0}$. Сопровождают пакет радиоимпульсами от доплеровского лоатора длительностью τ_e , в спектре которых имеются частоты mF_{e0} , где $m = 1, 2, \dots, M$. Частота F_{e0} связана с частотой F_{s0} соотношением Брэгга $\lambda_s = \lambda_e/2$, где $\lambda_e = c_e / F_{e0}$, c_e – скорость света, $\lambda_s = c_s / F_{s0}$, $c_s \sim \sqrt{T}$ – скорость звука в воздухе при температуре T , лежащей в заданном интервале от T_{min} до T_{max} . Принимают эхо-сигналы на частотах, близких к mF_{e0} . Измеряют такие характеристики эхо-сигналов, как значения частот доплеровских смещений $F_{d1}, F_{d2}, \dots, F_{dM}$ для различных дальностей и разность фаз сигналов на разных доплеровских частотах. По разности фаз определяют профиль влажности для всего расстояния зондирования; по частотам доплеровских смещений с учетом значений влажности находят высотный профиль температуры.

При осуществлении такого способа измерения влажности воздуха погрешность существенно снижается благодаря использованию многочастотных зондирующих посылок, так как пространственно-временная изменчивость атмосферы одинаково влияет на прохождение акустических и электромагнитных сигналов разных частот, а потому принятые разности фаз практически не зависят от вариаций параметров атмосферы.

Предложения по модернизации аппаратуры.

Предлагается в аппаратуре РАЗ использовать усовершенствованный искровой акустический излучатель (схема приведена на рис. 6, а), в прошлом успешно опробованный в составе радиоакустической аппаратуры сантиметрового диапазона длин волн [19]. Этот излучатель призван заменить электроакустический одночастотный преобразователь в парциальных антеннах комбинированной кольцевой акусто-электромагнитной антенны. На рис. 6, б в подтверждение реализуемости многочастотного акустического зондирующего сигнала с M кратными частотами, показан характер реальных осциллограммы и спектрограммы акустическо-го электроискрового излучателя [20].

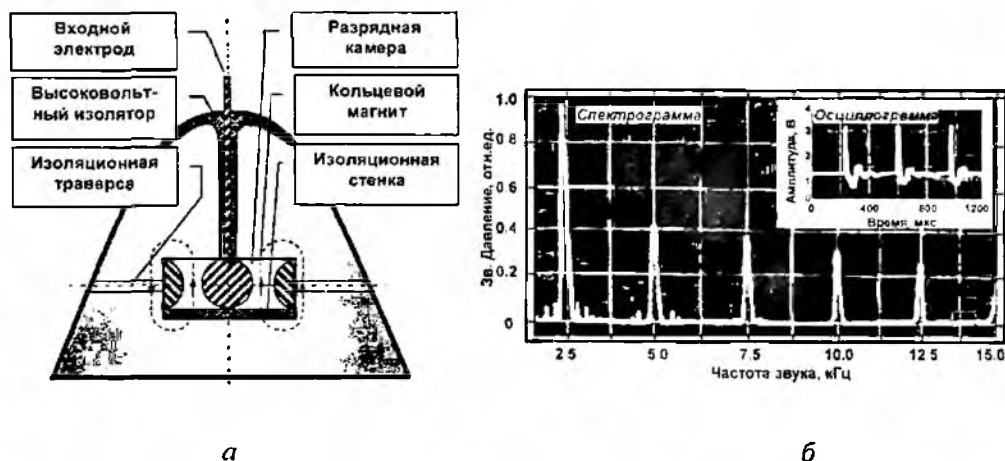


Рис. 6

С учетом изложенных выше предложений по совершенствованию метода и аппаратуры РАЗ укрупненная структурная схема современного мобильного содарно-радиоакустического

аппаратурного комплекса радиофизического применения представляется в виде, показанном на рис. 7. Ветровая адаптация здесь осуществляется с помощью кольцевой комбинированной широкополосной акусто-электромагнитной антенны, в которую входят 18 отдельных комбинированных рупорно-параболических антенн.

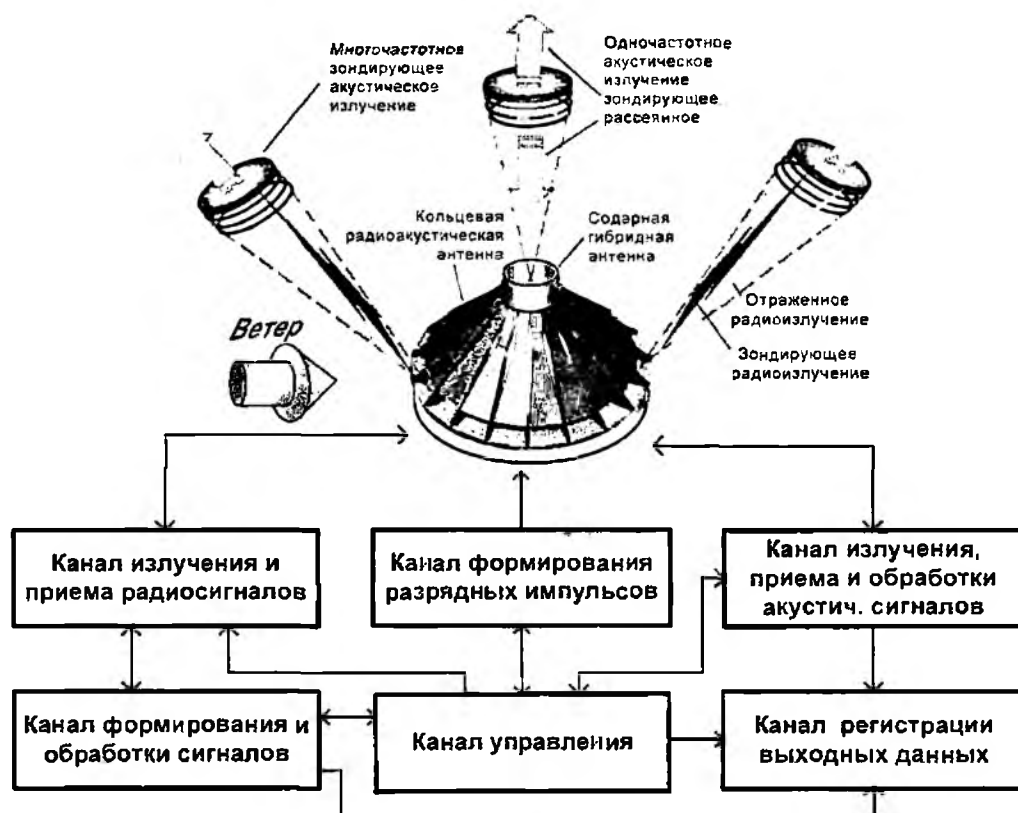


Рис. 7

В каждой антенне используется искровой электроакустический излучатель, подсоединенный к выходам канала формирования разрядных импульсов. Канал излучения и приема радиосигналов является многочастотным, сопряженным с частотами канала формирования разрядных импульсов. В канале формирования и обработки сигналов производится формирование зондирующих электромагнитных сигналов, обработка принятых эхо-сигналов и последующее вычисление профилей показателя преломления на основании данных по высотному ходу температуры, и влажности воздуха. Управление работой комплекса осуществляется через канал управления, в число задач которого входит также синхронизация канала регистрации выходных данных. Канал излучения, приема и обработки акустических сигналов, или содарный канал, служит для получения сведений о текущей турбулентной обстановке в зондируемом объеме атмосферы в период проведения многочастотного радиоакустического зондирования.

Выводы

Отмечено, что разработанный в ХИРЭ комплекс аппаратуры АЗ-РАЗ позволяет при определенных условиях достаточно надежно измерять основные метеопараметры АПС и, соответственно, восстанавливать профили коэффициента преломления воздуха в АПС. Рассмотрены пределы применимости этого комплекса, определяемые состоянием АПС, техническими характеристиками аппаратуры, методиками, используемыми при ее эксплуатации.

Указаны пути усовершенствования методики РАЗ и аппаратуры, позволяющие заметно ослабить ряд недостатков методов и комплексов АЗ-РАЗ, используемых в настоящее время.

Реализация приведенных в статье предложений существенно расширит возможности метода РАЗ по определению профиля коэффициента преломления АПС.

- Список литературы.** 1. *Сколник* Справочник по радиолокации. М.: Сов. Радио. 1976. 456 с. 2. *Лайхтман Д.Л.* Физика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат. 1970. 342 с. 3. *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 198 с. 4. *Красненко Н.П.* Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука. 1986. 166 с. 5. *Бабкин С.И., Куценко В.И., Пахомов, Ю.А., Прошкин Е.Г., Ульянов Ю.Н.* Радиоакустическая система температурного зондирования / А.с. №832309. 23.05.81. 6. *В.И.Алехин, С.Г.Волошко, А.И.Рыженко, В.И.Сидько* Акустический докатор как средство измерения характеристик ветра в зоне аэропорта // VIII Всесоюзный симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы, ч.2. Томск, ИОА СО АН СССР. 1984. С. 200-202. 7. *С.И.Бабкин, Н.Г.Максимова, А.Ю.Панченко, Е.Г.Прошкин, Ю.Н.Ульянов* Измерение влажности воздуха радиоакустическим зондированием атмосферы // 9 Всесоюз. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы, ч.2. Томск, ИОА СО АН СССР. 1986. С. 145-148. 8. *Панченко А.Ю.* Радиоакустический способ определения модуля скорости ветра / А.с. № 1545781 22.10.89. 9. *Ульянов Ю.Н., Панченко А.Ю., Максимова Н.Г., Прошкин Е.Г., Ветров В.И.* Комплекс вертикального акустического и радиоакустического зондирования атмосферы в условиях прибрежного метеополгона // Препр. № 7. Ч.1.ИФА АН СССР. 1990. С.39-46. 10. *Ульянов Ю.Н., Панченко А.Ю., Максимова Н.Г., Прошкин Е.Г., Ветров В.И.* Результаты совместного акустического и радиоакустического зондирования атмосферы на границе суша-море // Препр. № 7. Ч.2. ИФА АН СССР. 1990. С. 47-54. 11. *Андрюанов В.А., Ракитин Б.В.* Восстановление высотных профилей показателя преломления радиоволн в пограничном слое атмосферы // Радиотехника и электроника. 1978. Т.23. №10. С. 2031-2038. 12. *Панченко А.Ю.* Восстановление высотных профилей показателя преломления радиоволн в пограничном слое атмосферы по данным акустического и радиоакустического зондирования. Харьк. ин-т радиоэлектроники, 1988. Деп. в УкрНИИНТИ 21.06.88. № 1575-Ук88. 55 с. 13. *Ulyanov Y. N., Maksimova N. G.* On the accuracy of air humidity measurements with the double-frequency RASS // Workshop on COST Action 720 "Integrated Ground-Based Remote Sensing Stations for Atmospheric Profiling", L'Aquila (Italy), June 2002. 14. *Ульянов Ю.Н., Ветров В.И., Бутакова С.В., Скворцов В.С.* Способ наклонного радио акустического зондирования атмосферы. Патент Российской Федерации № 2152055 от 27. 06. 2000. 15. *Ulyanov Y., Prokopenko Y., Vetrov V.* Potentialities of the Monostatic Inclined RASS for Temperature and Wind Profiling // Proc. of the 9-th Int Symp. on Acoust Remote Sensing of the Atm. and Oceans. Vienna, Austria. 1998. P. 179-182. 16. *Ульянов Ю. Н., Бутакова С.В., Бедин В.С., Буслковский С.Ф.* Устройство радиоакустического зондирования атмосферы. Патент Украины № 46150 от 13.12.1999. 17. *Ульянов Ю.Н., Ветров В.И., Бутакова С.В., Скворцов В.С.* Комбинированная радио- и акустическая антенна. Патент Российской Федерации № 2168818 от 10. 06. 2001. 18. *Ульянов Ю.Н., Ветров В.И., Бутакова С.В., Скворцов В.С.* Способ радиоакустического зондирования атмосферы. Патент Российской Федерации № 2196345 от 10. 01. 2003. 19. *Подольян Л.М., Ульянов Ю.Н.* Использование иеомонохроматического звукового излучения при радиоакустическом зондировании атмосферы // Тез.докладов VII Всесоюзного симпозиума по лазерн. и акустич. зондированию атмосферы. Томск, 1982. Ч. 2. С. 141-144. 20. *Ulyanov Y., Butakova S., Vetrov V., Skvorisov V.* Multifrequency Radio Acoustic Sounding for Humidity Measurements in PBL // Proc. of the Workshop on COST Action 720 "Integrated Ground-Based Remote Sensing Stations for Atmospheric Profiling" L'Aquila (Italy), June 18-21. 2002. P. 162-166.

Национальный технический университет «ХПИ»,

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.10.2005

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОВОЛОЧНЫХ АНТЕННАХ С НЕЛИНЕЙНЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ ИМПЕДАНСОМ

Введение

Одно из важных направлений современной электродинамики – исследование электродинамических устройств и, в частности антенн, в состав которых входят сосредоточенные или распределенные нелинейные элементы (НЭ). Наличие их в антенне приводит к возникновению ряда нелинейных эффектов, существенно влияющих на функционирование устройства, его выходные параметры [1,2]. Достаточно полная теория антенн с сосредоточенными НЭ изложена в работе [1]. Существенно более сложной представляется теория антенн с распределенными нелинейными свойствами. Общих подходов здесь пока не найдено. В ряде случаев, однако, свойства материала излучателя с распределенной нелинейностью таковы, что можно на его поверхности записать для векторов поля нелинейные граничные условия (НГУ) [3]. В качестве примера укажем излучатели, выполненные из сверхпроводящего материала. В подобных случаях мы приходим к задаче анализа антенны с нелинейным поверхностным импедансом (АНПИ). Эффективным методом анализа таких устройств является метод нелинейных интегральных уравнений (НИУ) [3,4], позволяющий анализировать поле в свободном пространстве при заданных на поверхности излучателя НГУ. При этом моделью АНПИ является система двумерных НИУ относительно поверхностной плотности тока на излучателе. Определив последнюю, по приведенным в [1] общим соотношениям можно найти внешние параметры АНПИ. В ряде случаев, например для тонкопроволочных антенн, возможен переход от двумерных НИУ к одномерным, что существенно повышает эффективность их решения и позволяет более полно исследовать нелинейные эффекты, возникающие в АНПИ. При этом важно отметить, что результаты исследования тонкопроволочных АНПИ имеют широкую область применения, так как зачастую достаточно сложные антенны можно представить в виде структур, образованных тонкими проводниками, соединенными между собой определенным образом.

Целью настоящей работы, которая представляет собой продолжение работ [4 – 6], является исследование нелинейных эффектов в тонкопроволочных АНПИ.

Постановка задачи и метод решения

Ранее [4 – 6] авторами данной статьи была описана методика анализа тонкопроволочных структур произвольной конфигурации с распределенным нелинейным поверхностным импедансом, основанная на использовании нелинейных граничных условий. Полагалось, что такие структуры возбуждаются почти-периодическим (как частный случай, периодическим) сигналом с частотами ω_k ($k = \overline{1, K}$, K – количество различных частот). Была получена система нелинейных интегральных уравнений (НИУ) для определения распределения полного тока вдоль проводников АНПИ на комбинационных частотах $\nu_q = q_1\omega_1 + q_2\omega_2 + \dots + q_K\omega_K$, где $q_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. При этом для численного решения НИУ было предложено [5] с использованием метода моментов привести их к системе нелинейных алгебраических уравнений относительно неизвестных комплексных амплитуд комбинационных составляющих распределения тока:

$$\mathbf{Z}(\nu_q) \mathbf{I}(\nu_q) + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{N}[\mathbf{J}(t)] e^{-j\nu_q t} dt = \begin{cases} \mathbf{U}(\omega_k), & \text{при } \nu_q = \omega_k \\ 0, & \text{при } \nu_q \neq \omega_k \end{cases}$$

Здесь: $Z(v_q)$ – квадратная матрица собственных и взаимных сопротивлений размерностью $M \times M$; $I(v_q)$ – вектор, элементами которого являются коэффициенты разложения искомого распределения тока $I(\xi, v_q)$ по выбранной системе базисных функций; $J(t)$ – временная зависимость распределения плотности поверхностного тока; $\mathcal{N}[J(t)], U(\omega_k)$ – векторы, элементы которых описывают свойства соответственно поверхностного импеданса проводников и источников возбуждения.

Приведенная система – это система уравнений гармонического баланса для нелинейного устройства, состоящего из соединенных между собой линейного и нелинейного многополюсников. Такая модель дает возможность наиболее полно получить характеристики антенн как с распределенным нелинейным поверхностным импедансом, так и с учетом включения в структуру антенны сосредоточенных НЭ. Стоит также отметить, что при переходе к системе алгебраических уравнений, с целью повышения эффективности методики решения системы уравнений, нами предложено использовать различные системы базисных и весовых функций в линейной и нелинейной частях НИУ: в линейной части кусочно-синусоидальные базисные функции, в нелинейной части – кусочно-постоянные базисные функции. Как показано в [6], это приводит к существенному упрощению нелинейной части уравнений и, следовательно, к уменьшению времени определения распределения тока и вычисления внешних параметров АНПИ [2].

Описанная методика была реализована в виде комплекта прикладных программ “WIRE” [7], предназначенного для анализа электродинамических характеристик тонкопроволочных АНПИ произвольной конфигурации с различными характеристиками нелинейности поверхностного импеданса и включенными в ее структуру источниками различного типа.

Результаты исследования

Численные исследования нелинейных эффектов в АНПИ проводились на примере простейших тонкопроволочных излучателей (несимметричного длиной $\lambda_0/4$ и симметричного длиной $\lambda_0/2$ вибраторов) с индуктивным поверхностным импедансом, оператор \mathcal{N} которого имел вид $\mathcal{N} = [L_0 + L_2 I^2(\xi, t)] (\partial I(\xi, t) / \partial t)$, L_0 и L_2 – коэффициенты, которые характеризуют линейные и нелинейные свойства поверхностного импеданса; $I(\xi, t)$ – временная зависимость полного тока в сечении проводника с координатой ξ , (такой характер поверхностного импеданса присущ, например, высокотемпературным сверхпроводникам). Считалось, что АНПИ возбуждается на частоте $f_0 = 1$ ГГц (длина волны $\lambda_0 = 0.3$ м) монохроматическим сторонним источником.

Ранее [4] авторами были исследованы распределения тока вдоль несимметричного вибратора и его диаграммы направленности при разной степени нелинейности поверхностного импеданса (значение коэффициента L_2) и различных способах возбуждения. Дальнейшие исследования показали, что при возбуждении излучателя источником тока распределение тока на нем на основной частоте при $L_2 = 1.5$ мкГн/мА² практически не отличается от распределения тока на идеально проводящем излучателе ($L_2 = 0$). При сильной нелинейности ($L_2 = 5$ мкГн/мА²) распределение тока имеет осциллирующий характер.

На частотах высших гармоник распределение тока вдоль вибратора существенно зависит от величины нелинейности, что видно из соответствующих зависимостей для токов третьей гармоники (рис. 1). Изменение L_2 даже в диапазоне от 0 до 1,5 мкГн/мА² приводит к значительному изменению распределения тока на частоте 3-й гармоники (при $L_2 = 0$ предполагалось, что излучатель возбуждается на частоте 3-й гармоники). На каждой из кривых рис. 1 видны два максимума в распределении тока. При больших значениях L_2 амплитуда тока 3-й гармоники может заметно превышать амплитуду тока основной частоты.

При рассмотрении влияния коэффициента нелинейности L_2 на значения максимумов распределения тока 3-й гармоники $|I(3f_0)|_{m1}$ и $|I(3f_0)|_{m2}$, (см. кривые рис. 1) обнаружено, что изменение величины L_2 приводит к резонансному изменению указанных величин. Это изо-

бражено на графике зависимостей амплитуды токов в двух максимумах (m_1 и m_2) распределения тока по вибратору от степени нелинейности его поверхностного импеданса (рис. 2).

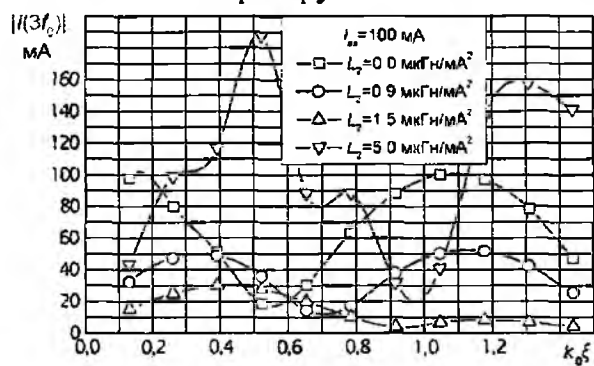


Рис. 1

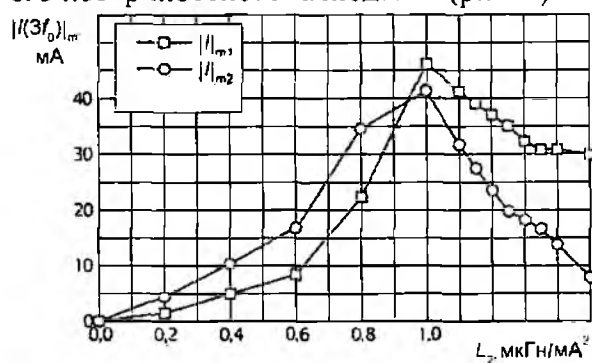


Рис. 2

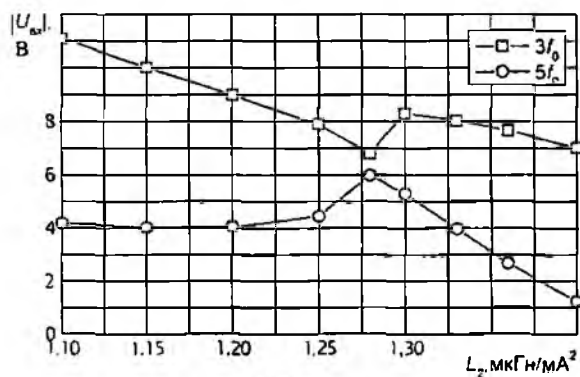
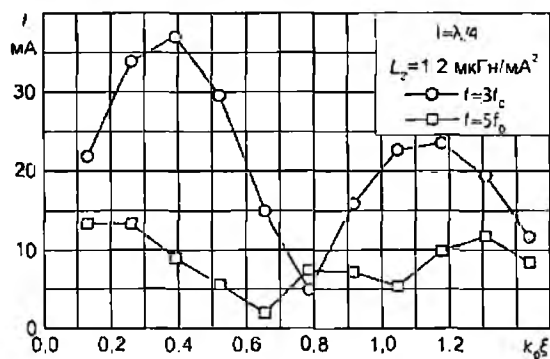
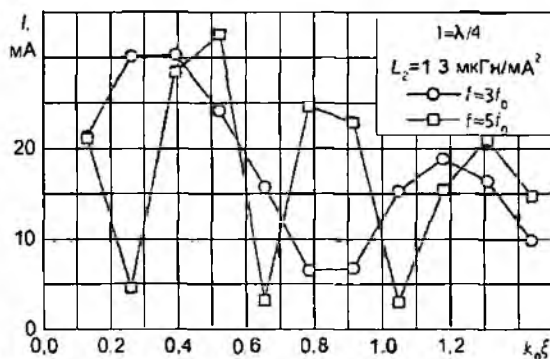


Рис. 3

педанса на частоте третьей и пятой гармоник (рис. 3), либо по графикам распределения тока вдоль вибратора для различной степени нелинейности поверхностного импеданса (рис. 4). Амплитуда тока на основной частоте остается практически неизменной. При некоторых значениях L_2 этот процесс наиболее интенсивен (см. рис. 4, а, б), что можно использовать для усиления присутствия в спектре излучаемого колебания желаемой гармоники.



а



б

Рис. 4

Значительное внимание было уделено изучению влияния нелинейности на входное сопротивление симметричных и несимметричных излучателей. Результаты теоретического анализа показали, что в общем случае наличие элементов с нелинейными характеристиками не позволяет по известным параметрам симметричной (несимметричной) антенны определить параметры аналогичной ей несимметричной (симметричной) структуры так, как это имеет место для «традиционных» антенн с линейными характеристиками. Связано это с тем, что полная аналогия симметричной и несимметричной структур будет только тогда, когда распределения токов на них одинаковы не только по форме, но и по величине. Например,

соответствие между входными сопротивлениями $Z_{вх}^{HC} = Z_{вх}^C / 2$ при разных значениях L_2 будет только при одном соотношении амплитуд возбуждения несимметричной и симметричной антенн (индексы «нс» и «с» соответственно относятся к несимметричной и симметричной структурам). Это было подтверждено и результатами численного моделирования. На рис. 5 на примере коротких вибраторов ($k_0 l = 0,625$) показаны зависимости вещественной и мнимой частей величины $\Delta Z_{вх} = \Delta R_{вх} + j\Delta X_{вх} = Z_{вх}^{HC} - Z_{вх}^C / 2$ в зависимости от отношения амплитуд токов питания несимметричного и симметричного вибраторов $I_{вх}^{HC} / I_{вх}^C$, при разных значениях нелинейности поверхностного импеданса. Видно, что соотношение $R_{вх}^{HC} = R_{вх}^C / 2$ выполняется только при $I_{вх}^{HC} / I_{вх}^C = 1$. При этом распределения токов для симметричной и несимметричной структур полностью совпадают.

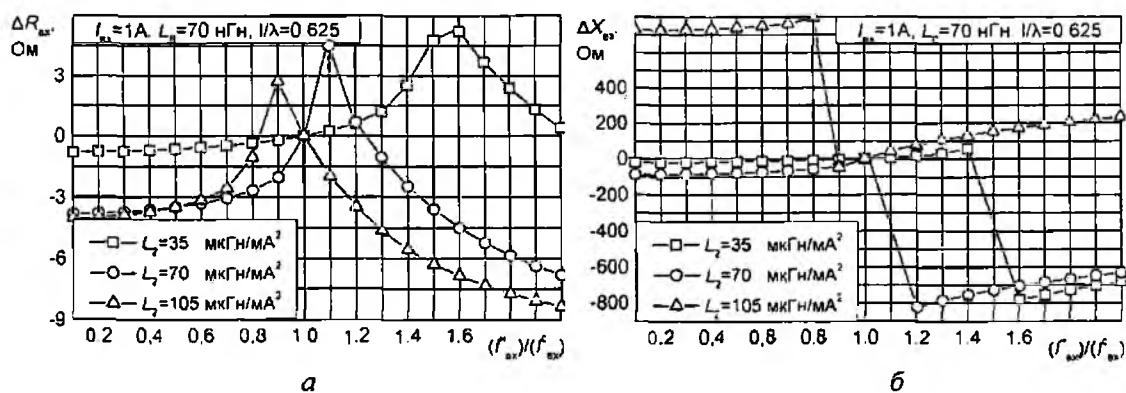


Рис. 5

Исследовалось также и влияние степени нелинейности поверхностного импеданса на величину входного сопротивления вибраторов с длиной плеча $\lambda_0 / 4$. В результате показано, что увеличение нелинейности (коэффициента L_2) ведет к росту входного импеданса антенны. При этом возрастает и отличие между входным сопротивлением несимметричной и симметричной антенн ($\Delta Z = Z_{вх}^{HC} - Z_{вх}^C / 2$) с одинаковым поверхностным импедансом, что видно из рис. 6, где отображены зависимости вещественной и мнимой частей ΔZ от степени нелинейности поверхностного импеданса.

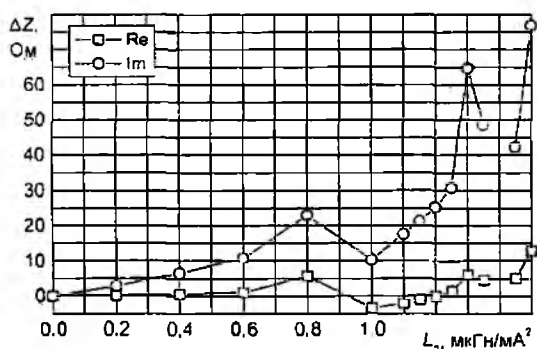


Рис. 6

Рассмотрены также характеристики рассеивателей, то есть АНПИ с распределенными и с сосредоточенными нелинейностью при возбуждении их падающей волной. Из приведенных на рис. 7 зависимостей амплитуды тока в центре рассеивателя с различными НЭ от напряженности поля падающей плоской волны λE видно, что для рассеивателей с сосредоточенными НЭ на всех частотах (основной частоте и частотах гармоник) характерен монотонный рост амплитуды тока наводимого в рассеивателе падающей волной при увеличении ее напряженности поля. Наличие у рассеивателей распределенной нелинейности существенно изменяет поведение распределения тока в них. С увеличением уровня возбуждения изменение амплитуд токов на частотах высших гармоник носит резонансный характер, то есть при определенном уровне возбуждения амплитуды токов гармоник резко возрастают. Это эффект наблюдается как на основной частоте и частотах высших гармоник. При этом

оказывается, что максимальное значение амплитуды любой из высших гармоник имеет место при одном и том же уровне возбуждения (рис. 7, б, в).

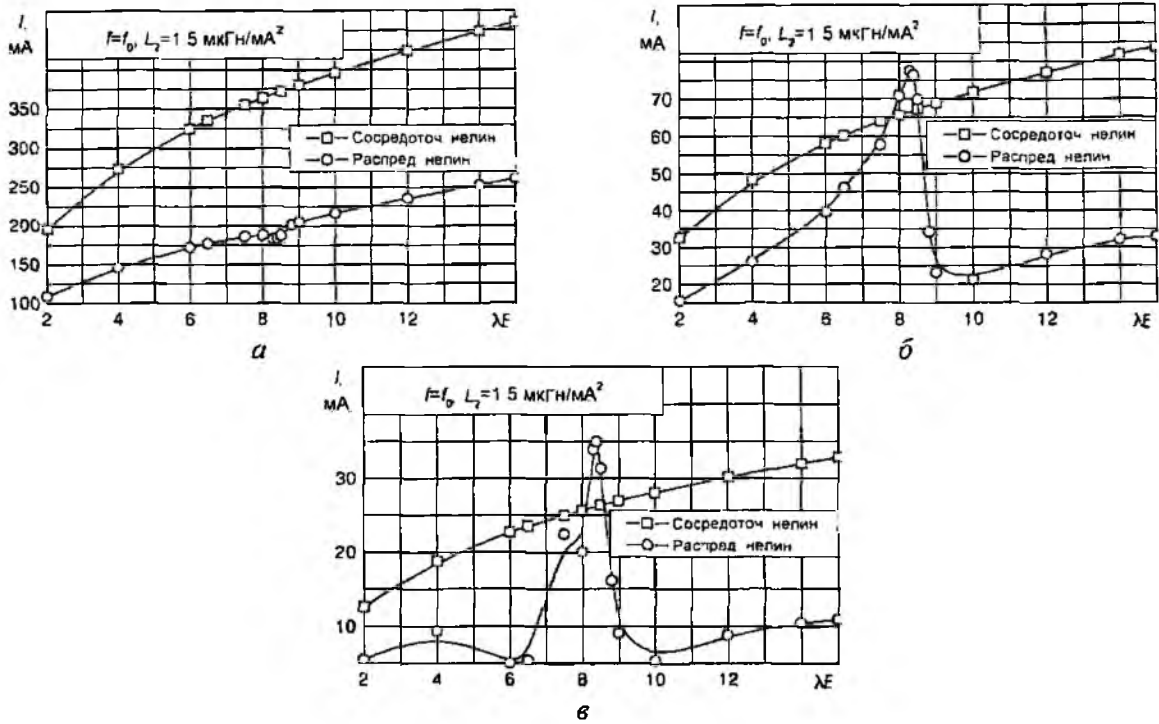


Рис. 7

Выводы

Приведены результаты расчета нелинейных антенных эффектов (НАЭ) для несимметричного и симметричного вибраторов с индуктивным поверхностным импедансом при их монохроматическом возбуждении. Найдены распределения тока вдоль вибраторов на основной частоте и частотах гармоник, а также рассмотрен вопрос об их входном сопротивлении. Показано, что известный для линейных систем метод зеркальных изображений при наличии в антенне нелинейности не работает.

Установлена критичность нелинейных антенных эффектов к изменению величины поверхностного импеданса, уровня возбуждения. Это затрудняет определение закономерностей изменения НАЭ в АНПИ и создает ощутимые трудности их физической интерпретации. Отмеченное обстоятельство диктует необходимость дальнейших исследований антенн с распределенной нелинейностью для выявления надежных закономерностей их изменения в зависимости от тех или иных факторов.

Список литературы: 1. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И. Антенны с нелинейными элементами. Глава X // Справочник по антенной технике. Т. 1. / Под ред. Л.Д. Бахраха и Е.Г. Зелкина. М.: Изд-во ИПРЖР, 1997. С. 207-235. 2. Петров Б.М., Семеновичина Д.В., Паничев А.И. Эффект нелинейного рассеяния. Таганрог, 1997. 202 с. 3. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Омаров М.А. Анализ антенн с распределенной нелинейностью // Антенны. Сб. статей. М.: ИПРЖР. 2000. Вып. 1(44). С. 70-83. 4. Гавва Д.С., Лучанинов А.И., Омаров М.А. Характеристики проволочных электродинамических структур, возбуждаемых источниками различных типов // Радиотехника. 2003. Вып. 134. С. 256-260. 5. Гавва Д.С. Идентификация параметров распределенных нелинейных элементов в задачах анализа проволочных излучающих структур // Радиотехника. 2003. Вып. 133. С. 118-124. 6. Лучанинов А.И., Омаров М.А., Гавва Д.С. Выбор базисных и весовых функций в задаче анализа антенн с нелинейным поверхностным импедансом методом моментов // Радиотехника. 2002. Вып. 124. С. 213-218. 7. Лучанинов А.И., Гавва Д.С., Омаров М.А. Пакет программ «WIRE» для моделирования тонкопроволочных антенн произвольной конфигурации с линейным и нелинейным свойствами поверхностного импеданса // Прикладная радиоэлектроника. 2002. Т. 1. № 2. С. 225-230.

Харьковский национальный университет
радиоэлектроники

Поступила в редакцию 22.10.2005

А.Н. ОЛЕЙНИКОВ, канд. техн. наук, Д.М. СОСНОВЧИК

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫСОТЫ ОТРАЖАЮЩЕЙ ОБЛАСТИ МЕТЕОРНОГО СЛЕДА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТЕЛЕВИЗИОННОГО СИГНАЛА В РАЗНЕСЕННОЙ СИСТЕМЕ РАДИОЛОКАЦИИ

Введение

Одним из наиболее эффективных методов исследования физических процессов в метеорной зоне атмосферы Земли (область мезопаузы – нижней термосферы) является метод радиолокации метеорных следов. При этом, как правило, используется совмещенная система радиолокации, при которой радиопередающее и радиоприемное устройства расположены в одном пункте наблюдения. Использование собственного радиопередатчика, всегда связано с затратами на его разработку, изготовление и регулярными расходами на обслуживание и содержание, а также с необходимостью получения разрешения на использование радиочастотного ресурса. В данной работе предлагается использовать разнесенную систему радиолокации (РСРЛ) метеорных следов, в которой в качестве облучающего сигнала используются сигналы телевизионного вещания 1-го (или 2-го) метровых каналов, расположенных на значительных расстояниях (сотни километров) от приемного пункта. Для пункта наблюдения, расположенного в Харьковской области, источниками излучения телевизионных сигналов могут быть выбраны телецентры, расположенные в городах Москва и Киев. Следует отметить, что дополнительными аргументами в пользу применения телевизионных сигналов может служить большой уровень излучаемой энергии, практически круглосуточный режим работы телецентров, приемлемый частотный диапазон, наличие специальных служебных сигналов в структуре телевизионного сигнала. В настоящей работе рассматривается методика получения информации о координатах отражающей области метеорного следа в РСРЛ при использовании сигналов телевизионного вещания

Рассмотрим возможность получения наклонной дальности до метеорного следа.

Определение времени распространения сигнала от передатчика к приемнику в РСРЛ метеорных следов

Определение наклонной дальности отражающей области метеорного следа при рассмотрении РСРЛ является непростой задачей, вследствие того, что неизвестен момент излучения сигнала, и невозможно определить время распространения от передатчика к приемнику (если отсутствует какая-либо связь между приемной и передающей точками, будь-то отдельный канал связи или прохождение земной волны).

Телевизионный сигнал, помимо сигнала изображения, содержит большое количество специальных сигналов, предназначенных для контроля параметров телевизионного тракта, обеспечения цветовой синхронизации, передачи эталонных сигналов частоты и времени и др.

Рассмотрим более детально структуру эталонных сигналов частоты и времени, в частности при помощи эталонных сигналов времени, появляется возможность определения времени распространения сигнала от передатчика к приемнику через метеорный след. В 80-х годах прошлого столетия активно исследовался вопрос о возможностях передачи по телевизионному каналу связи эталонных сигналов частоты и времени, а именно введение их непосредственно в телевизионный сигнал. И уже начиная с 90-х годов прошлого столетия эти сигналы успешно используются для сличения эталонов частот и времени. Эти сигналы размещены в шестой строке каждого нечетного поля [1]. Форма сигналов и их расположение в интервале шестой строки показаны на рис. 1.

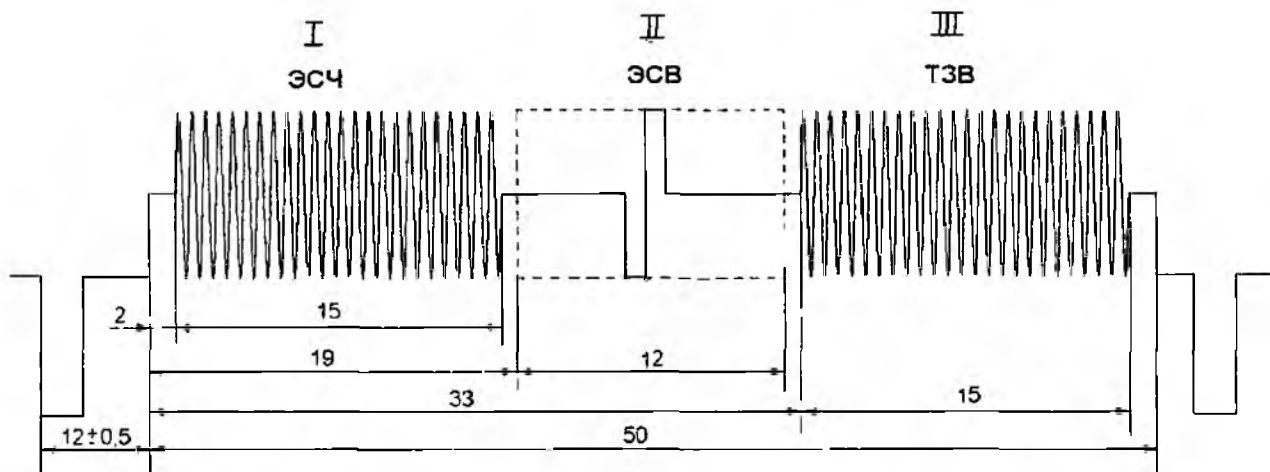


Рис. 1

Шестая строка разделена на три интервала, и в каждом интервале передается свой вид сигнала. В первом интервале передают эталонный сигнал частоты 1 МГц , во втором – эталонный сигнал времени, и в третьем – сигнал точного значения времени. Из всех сигналов нас будет интересовать эталонный сигнал времени (ЭСВ). Рассмотрим его более подробно. Как было сказано, ЭСВ передается во втором интервале шестой строки, длительность которого составляет 12 мкс . Информацию о шкале времени несет характерная точка, соответствующая середине положительного фронта ЭСВ. Частота повторения ЭСВ – 1 Гц , длительность положительного фронта – $0,2 \text{ мкс}$. Необходимо отметить, что характерная точка ЭСВ совмещена с метками шкалы всемирного координированного времени UTC с погрешностью не более $1,0 \text{ мкс}$.

Необходимым условием работы системы для определения времени распространения сигнала, отраженного от метеорного следа, является восстановление момента излучения сигнала ЭСВ в пункте приема. Это оказывается возможным вследствие того, что сигнал ЭСВ синхронизирован со шкалой времени UTC. В этом случае, используя навигационные системы (GPS, ГЛОНАСС), можно синхронизировать собственный высокостабильный синхрогенератор. Как было сказано выше, импульсы ЭСВ передаются с периодом 1 с , а среднее значение длительности метеорного отражения составляет $0,1\text{--}0,2 \text{ с}$, и соответственно вероятность приема импульса ЭСВ за время существования метеорного следа составляет всего $10\text{--}20 \%$. Поэтому в качестве опорной метки момента излучения в разнесенной системе радиолокации метеорных следов можно использовать начало кадра ТВ сигнала (кадровые синхроимпульсы – КСИ), учитывая высокую стабильность периода их следования [2] и зная расположение ЭСВ в структуре телевизионного сигнала. При определении времени распространения сигнала от передатчика к приемнику по началу КСИ реальное время распространения будет иметь лишь постоянный сдвиг, равный времени между началом КСИ и серединой II интервала 6-й строки, где должен находиться ЭСВ.

Для расстояний между пунктами до 2000 км время распространения сигнала от передатчика к приемнику не будет превышать 7 мс . Поэтому использование кадровых синхроимпульсов, период повторения которых равен 20 мс , дает однозначный отсчет при определении времени распространения.

Погрешность определения времени распространения сигнала включает в себя помимо погрешности совмещения сигнала ЭСВ с метками шкалы UTC еще и погрешность определения временного положения характерной точки ЭСВ на приемном конце. Методика расчета последней приведена в [3]. На рис. 2 изображены зависимости погрешности определения временного положения импульса от соотношения сигнал/шум для фиксированных длительностей импульса. Адекватное определение угловых координат приемной системой наблюдается при соотношении сигнал/шум 4 и более [4], в этом случае погрешность определения временного положения не превосходит $0,3 \text{ мкс}$ для приведенных длительностей импульсов.

С учетом сказанного результирующая погрешность определения времени распространения сигнала составляет не более 1,3 мкс.

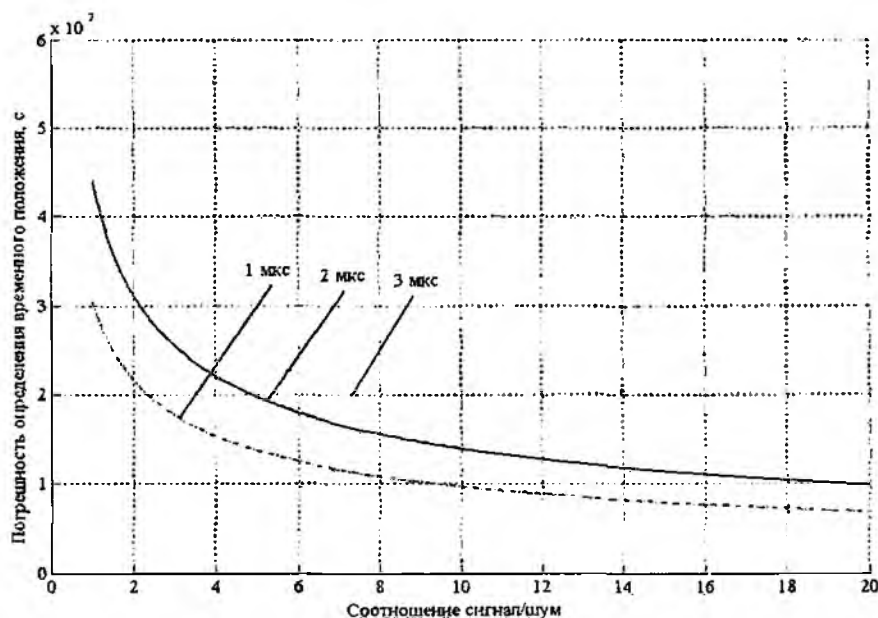


Рис. 2

Определение наклонной дальности до области зеркального отражения метеорного следа

Рассмотрим следующую модель траектории распространения сигнала при отражении через метеорный след (рис. 3). Исходные данные для нахождения наклонной дальности до метеорного следа R_2 следующие: координаты точки излучения $B(X_B, Y_B, Z_B)$, угол места ε и азимут θ прихода фронта волны, отраженной от метеорного следа (т. А) в приемный пункт и значение суммарной наклонной дальности $R_\Sigma = R_1 + R_2$, которая определяется из общего времени распространения сигнала от передатчика к приемнику. Для упрощения дальнейших расчетов поместим начало системы координат в точку приема, как показано на рис. 3.

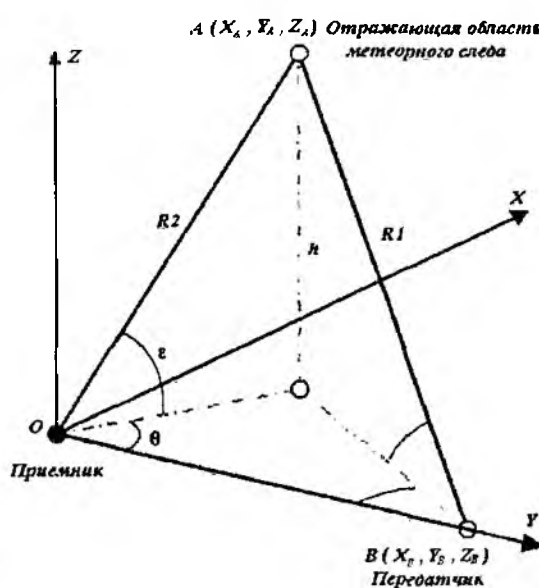


Рис. 3

Определим для принятой трассы распространения сигнала расстояние R_1 :

$$R_1 = \sqrt{(X_A - X_B)^2 + (Y_A - Y_B)^2 + (Z_A - Z_B)^2}. \quad (1)$$

Используя имеющиеся данные запишем координаты точки А, через угловые координаты прихода волны и значение R_2 получим:

$$\begin{aligned} X_A &= R_2 \cdot \cos \varepsilon \cdot \sin \theta; \\ Y_A &= R_2 \cdot \cos \varepsilon \cdot \cos \theta; \\ Z_A &= R_2 \cdot \sin \varepsilon. \end{aligned} \quad (2)$$

Подставляем (2) в (1):

$$R_1 = \sqrt{(R_2 \cdot \cos \varepsilon \cdot \sin \theta - X_B)^2 + (R_2 \cdot \cos \varepsilon \cdot \cos \theta - Y_B)^2 + (R_2 \cdot \sin \varepsilon - Z_B)^2}$$

Используя выражение

$$R_x = R_1 + R_2, \quad (3)$$

получаем систему из двух уравнений, решение которой даст нам ответ о значении наклонной дальности до метеорного следа со стороны приемного пункта:

$$\begin{cases} R_1 = \sqrt{(R_2 \cdot \cos \varepsilon \cdot \sin \theta - X_B)^2 + (R_2 \cdot \cos \varepsilon \cdot \cos \theta - Y_B)^2 + (R_2 \cdot \sin \varepsilon - Z_B)^2} \\ R_x = R_1 + R_2 \end{cases}$$

После того как мы выразим из второго уравнения R_1 и возведем оба уравнения в квадрат, делаем подстановку в первое уравнение. Упрощение выражения даёт следующий результат:

$$R_2 = \frac{(X_B^2 + Y_B^2 + Z_B^2) - R_x^2}{2(X_B \cdot \cos \varepsilon \cdot \sin \theta + Y_B \cdot \cos \varepsilon \cdot \cos \theta + Z_B \cdot \sin \varepsilon - R_x)} \quad (4)$$

Для рассматриваемой модели трассы и расположения системы координат выражение (4) упрощается, так как координаты $X_B = Z_B = 0$. Тогда

$$R_2 = \frac{Y_B^2 - R_x^2}{2(Y_B \cos \varepsilon \cdot \cos \theta - R_x)} \quad (5)$$

Определение угловых координат

Вследствие малого времени существования метеорного следа (0,1–0,2 с) и отсутствия априорной информации о направлении прихода отраженного сигнала использование традиционных методов радиолокации по определению угловых координат (метод минимума, максимума, коническое сканирование) оказывается невозможным (инерционность систем требует некоторое время на определение пеленга).

Необходимыми критериями для выбираемого метода определения координат должны быть:

- быстроедействие – возможность определения координат за время существования метеорного следа;
- способность определения координат в любой точке небесной сферы, в пределах диаграммы направленности антенной системы;
- возможность работы по выбранному типу сигнала – ТВ сигнал.

В качестве удовлетворяющего всем критериям метода предлагается использовать фазовый метод определения угловых координат [4,5]. При этом вводится предположение о том, что изменение угловых координат отражающей области метеорного следа за время его существования изменяется незначительно, вследствие чего можно пренебречь его угловыми перемещениями.

Определение угловых координат сводится к измерению разности фаз между двумя взаимно перпендикулярными приемными системами с базами d_1 и d_2 (рис. 4). Для удобства их располагают в северном и восточном направлениях. Разность фаз сигналов наведенных в этих приемных системах описываются выражениями [5,6]:

$$\Delta \varphi_{AB} = (2\pi d_1 / \lambda) \sin \beta \cdot \cos \varepsilon,$$

$$\Delta \varphi_{AC} = (2\pi d_2 / \lambda) \cos \beta \cdot \cos \varepsilon,$$

из которых можно найти азимут β и угол места ε :

$$\varepsilon = \arcsin \sqrt{1 - (\Delta\varphi_{AB}\lambda / 2\pi d_1)^2 - (\Delta\varphi_{AC}\lambda / 2\pi d_2)^2},$$

$$\beta = \arctg(\Delta\varphi_{AB}d_2 / \Delta\varphi_{AC}d_1).$$

Для однозначного определения фазовых сдвигов между базами d_1 и d_2 их размер не должен превышать длину волны. Только в этом случае можно однозначно определить направление прихода фронта волны. Однако для уменьшения погрешности определения угловых координат необходимо увеличивать базы d_1 и d_2 . Чтобы устранить возникающую неоднозначность при базе больше длины волны, вводится дополнительное измерение фазы для приемной системы с другим базовым расстоянием и комбинированием двух таких измерений появляется возможность однозначного определения сдвига фаз.

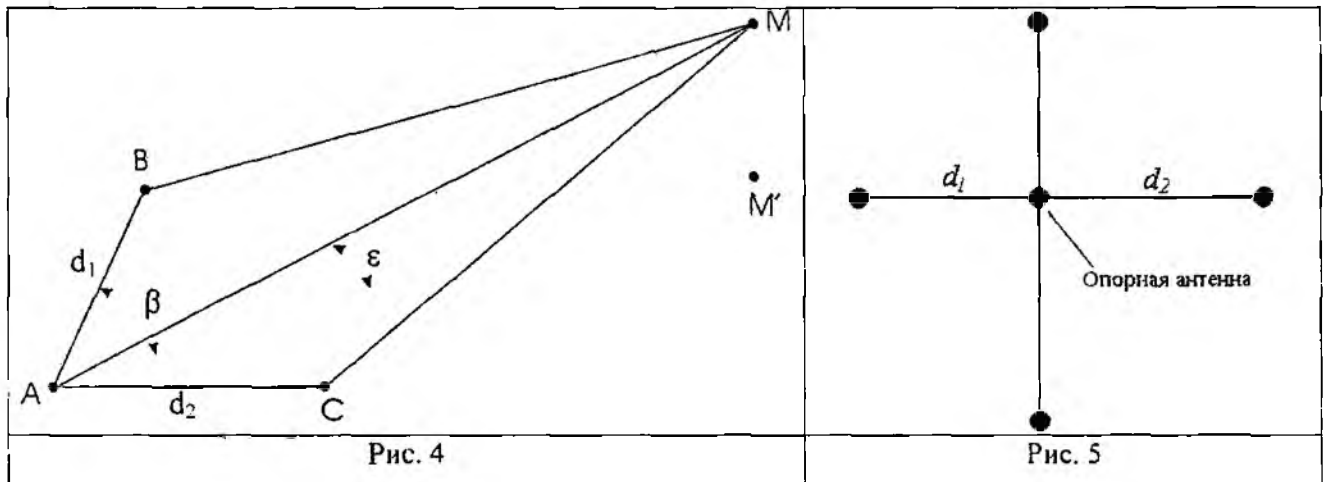


Рис. 4

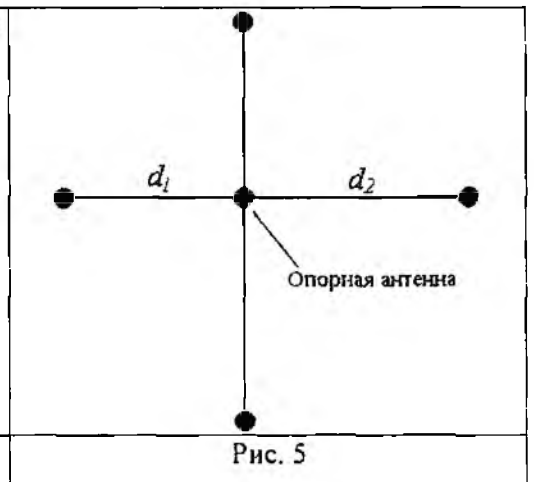


Рис. 5

Наиболее компактным для двухбазовой системы является расположение антенн в виде «креста» (рис. 5), при этом в точке пересечения базовых линий, ориентированных по странам света, находится общая антенна для двух баз ($d_1 = \lambda B_1$, $d_2 = \lambda B_2$). При таком расположении разнос отражающих областей на следе для всех приемных антенн минимален, требуются наименьшая антенная площадка и минимальное количество антенн, равное пяти. Если использовать пятиканальную приемную систему, то одновременно измеряют фазовые сдвиги в четырех парах разнесенных антенн, где в качестве опорной антенны используется центральная антенна. Такая методика измерения угловых координат отражающей области метеорного следа использована в АУ МРЛС [4], где размер баз приемных антенн составляет 3.5λ и 4λ . Аппаратурные среднеквадратичные погрешности угловых координат при таком выборе баз не превышают 17 угл. мин.

Оценка погрешности определения высоты отражающей области метеорного следа в РСРЛ метеорных следов

Рассчитав значение наклонной дальности до метеорного следа, высота отражения с учетом кривизны Земли определяется следующим выражением

$$h = R \sin \varepsilon + R^2 \cos^2 \varepsilon / 2R_3, \quad (6)$$

где R_3 – радиус Земли (6340 км); R – наклонная дальность до метеорного следа (5), ε – угол места метеорного следа.

Проведем оценку погрешности определения высоты отражающей области метеорного следа приведенным выше методом. Значения погрешностей определения угловых координат и времени распространения сигнала были фиксированы и приняты равными 17 угловых минут [4,5,7,8] и 1,3 мкс [1,3] соответственно.

На рис. 6, а представлена поверхность погрешности определения высоты отражающей области метеорного следа. В общем виде её можно разбить на три области (рис. 6, б). Эти области можно охарактеризовать различным значением погрешности определения высоты. В первой области, которая примыкает к точке приема, погрешность определения высоты по абсолютной величине не превосходит 2,5 км и является оптимальной для приема сигналов. Области 2 и 3 отличаются увеличивающимся значением погрешности в направлениях указанных стрелками, которая в конечном случае в два и более раза превосходит погрешность для области 1.

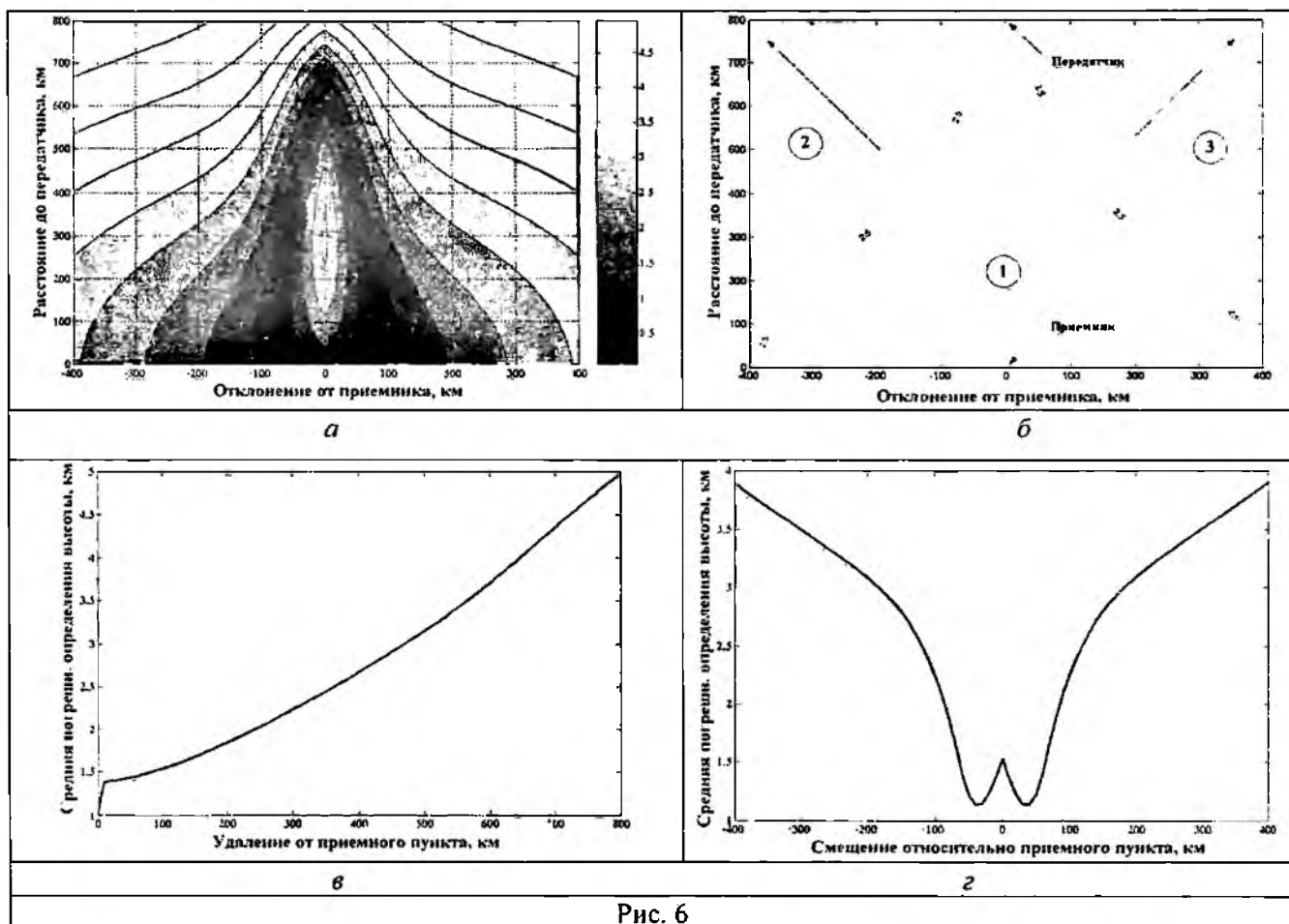


Рис. 6

На рис. 6, в, г представлены усредненные значения абсолютной погрешности определения высоты в поперечном и продольном сечениях по отношению к прямой приемник (0,0) – передатчик (0, 800). Как видно, погрешность определения высоты уменьшается при приближении к точке приема, и в случае, если отражение происходит в полосе ± 150 км, относительно прямой приемник – передатчик.

Следует отметить факт наличия области с минимальной погрешностью определения высоты отражающей области метеорного следа, которая расположена по бокам прямой приемник – передатчик. В [9] на примере метеорной трассы Харьков – Ульяновск показано, что наиболее эффективная область отражения для радиометеорного канала связи находится приблизительно в том же месте, где и область минимальной погрешности определения высоты (на рис. 7 эффективная область отражения для радиометеорного канала связи изображена в виде концентрических линий). При таких условиях для приема сигналов можно использовать антенну с широкой диаграммой направленности, которая будет охватывать обе области минимальной погрешности определения высоты (рис. 7). Иным вариантом может быть использование двух узконаправленных антенн, направленных непосредственно на области минимальной погрешности. Таким образом, мы обеспечиваем работу в области минималь-

ной погрешности определения высоты и в наиболее эффективной области отражения для радиометеорного канала связи.

Для случая центрированного нормального закона распределения ошибок измерения угловых координат ($СКО = 17$ угл. мин.) и времени распространения сигнала ($СКО = 2$ мкс), средняя ошибка измерения высоты по всей поверхности не превосходит 2,1 км, для различных вариантов реализаций нормального закона.

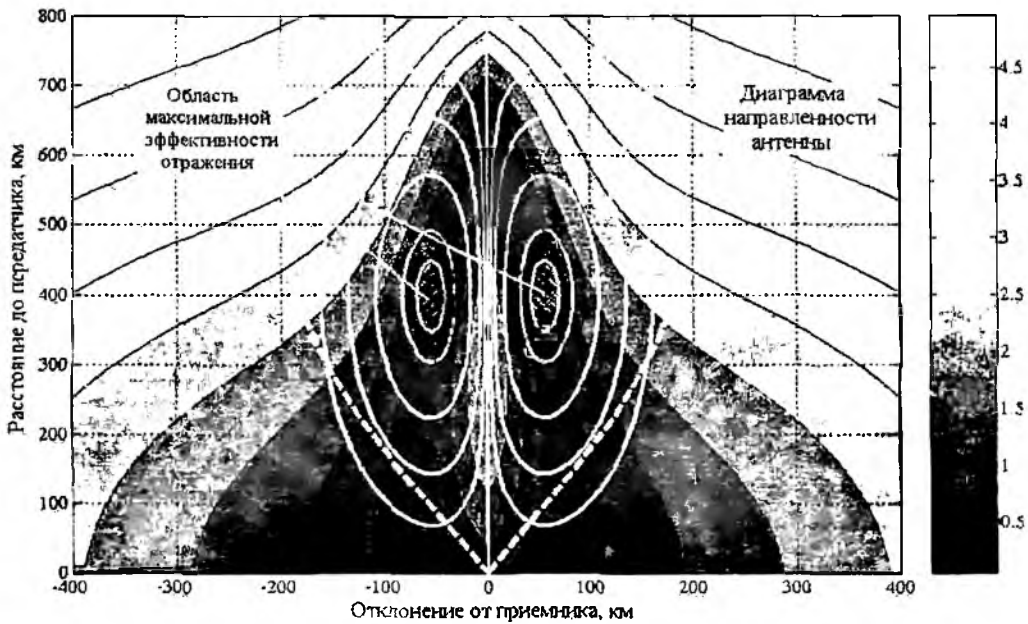


Рис. 7

В приведенной выше ситуации рассматривалась вся область наблюдения при вычислении погрешности определения высоты. Оценим величину погрешности определения высоты при рассмотрении только области ограниченной видимостью диаграммы направленности. Для радиометеорной связи и метеорной радиолокации успешно используются антенны типа волновой канал. Для сложных систем, состоящих из нескольких антенн, угол диаграммы направленности составляет 70–80 град. На рис. 8 приведены зависимости погрешности определения высоты для различных углов диаграммы направленности приемной системы.

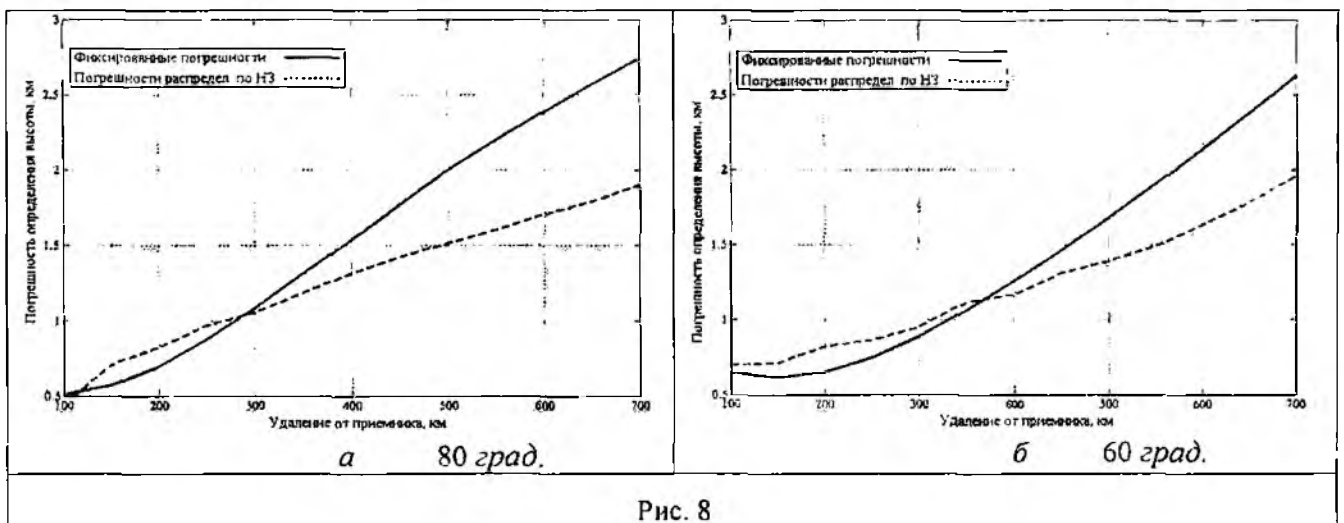


Рис. 8

Выводы

Предложенная разнесенная система радиолокации метеорных следов, где в качестве зондирующих сигналов используются сигналы существующих ТВ передатчиков 1-го и 2-го метровых каналов, позволяет определять угловые координаты отражающей области метеорного следа, с приемлемой точностью. Помимо этого, система позволяет определять высоту отражающей области метеорного следа, благодаря использованию эталонных сигналов времени, расположенных в 6-й строке ТВ кадра.

Абсолютная погрешность определения высоты предложенным методом в радиусе 300 км вокруг приемной точки не превосходит 2,5 км, при фиксированном значении погрешности определения угловых координат 17 угл. мин. и погрешности определения времени распространения сигнала от передатчика к приемнику 2 мкс. Расстояние между приемником и передатчиком 800 км.

Для нормального распределения ошибок измерения угловых координат и времени распространения сигнала со значениями СКО, равными 17 угл. мин. и 1,3 мкс соответственно, среднее значение погрешности определения высоты не превосходит 2,1 км по всей области рассмотрения.

Приближение к реальным условиям наблюдения, когда область обзора ограничена диаграммой направленности и линией горизонта, показывает, что при наблюдении в радиусе до 400 км от приемника погрешность определения высоты не превышает 1,5 км.

Список литературы: 1. Эталонные сигналы частоты и времени // Бюллетень В 09-1991. М.: Изд-во стандартов, 1991. С. 6-7. 2. ГОСТ 7845-79 Система вещательного телевидения. Основные параметры. Методы измерения. 3. Митяшев Б.Н. Определение временного положения импульсов при наличии помех. М.: Сов. радио, 1962. 199 с. 4. Кашеев Б.Л., Жуков В.В. Автоматический угломер. Сообщение I. Принципы построения // Радиотехника. Вып. 47. Харьков. 1978. С. 3-9. 5. Термосферная циркуляция / Под ред. У. Узбба. 1975 6. Бакулев П.А., Сосновский А.А. Радиолокационные и радионавигационные системы: Учеб. пособие для радиотехн. спец. вузов. М.: Радио и связь, 1994. 296 с. 7. Олейников А.Н., Кашеев Б.Л. Исследование атмосферных динамических процессов в области мезопаузы – нижней термосферы методом радиолокации метеорных следов // Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли /Под общ. ред. Б.Л.Кашеева, Е.Г. Прошкина, М.Ф. Лагутина. Харьков: Харьк. нац. ун-т радиоэлектроники; Бизнес-Информ, 2002. 426 с. 8. ГОСТ 7845-79 Система вещательного телевидения. Основные параметры. Методы измерения. 9. Метеори сьогодні / Б.Л. Кашеев, Ю.О. Коваль, В.І. Горбач, Б.Г. Бондар. К.: Техніка, 1996. 196 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 03.10.2005

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЧНОСТИ ПАЯНОГО СОЕДИНЕНИЯ УЗЛОВ ГЕРМЕТИЗАЦИИ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ ДЛЯ КОСМИЧЕСКОЙ И СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

Введение

При проектировании и производстве радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) для космической и специальной техники особое внимание уделяется ее надежности и устойчивости к внешним воздействиям. Вместе с тем, массогабаритные показатели такой РЭА должны быть минимизированы.

Решение данной проблемы может быть достигнуто увеличением степени интеграции микросхем наряду с применением корпусированной элементной базы.

При этом корпус, как правило, выполняет двойную функцию. С одной стороны, он является герметизирующим элементом, обеспечивая оптимальные для работы интегральной микросхемы (или другого радиоэлемента) условия: минимальную влажность, пылезащищенность, противостоит проникновению различной природы излучения. С другой стороны, корпус противостоит внешним механическим нагрузкам: статическим и динамическим, с различным временем и знаком нагружения, в условиях высокой и низкой температуры окружающей среды, поэтому механические свойства в большинстве случаев служат важнейшими характеристиками герметичного соединения и во многом определяют качество и работоспособность РЭА.

Герметизация корпусов радиоэлектронных изделий, в том числе интегральных микросхем (ИМС), с помощью пайки широко применяется при производстве изделий радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) для космической и специальной техники, прежде всего благодаря надежности, универсальности и простоте автоматизации технологического процесса, контроля и ремонта. Данная операция является финишной, а потому наиболее ответственной, поскольку негерметичность корпуса ИМС не позволяет работать ей в тех условиях, на которые она рассчитана, что приводит к выходу из строя зачастую не только ИМС, но и РЭА в целом. В связи с этим особое внимание уделяется разработке технологических режимов и контролю герметичности загерметизированных микросхем.

При работе паяных соединений в изделиях РЭА устанавливается сложное напряженное состояние. Поэтому надежность и ресурс паяных изделий могут быть определены только непосредственно при испытаниях в условиях, имитирующих эксплуатационные. Обеспечение высокого качества паяных соединений возможно, прежде всего, на основе анализа и устранения причин образования дефектов в паяных соединениях. Обычно в качестве материалов корпусных изделий РЭА используются алюминиевые сплавы типа АМгЗ, АМгб со специальным покрытием типа Хим. Н15М6 О-Ви 9 [1].

Основные причины разгерметизации паяных соединений

Анализ причин разгерметизации изделий РЭА в процессе испытаний, прежде всего на сохраняемость и ресурс, позволил установить следующие основные признаки:

1. Пластическая деформация припоя с поднятием крышек микроблоков и разрушением припоя.

2. Расслоение покрытия Хим. Н15М6 О-Ви9 по меди.

3. Поры, инородные включения, непропаи, не выявленные рентгеновским контролем [2].

Возникновение 1-го вида деформаций объясняется тем, что паяное соединение изделия РЭА является несущим, т.е. принимает на себя внешние нагрузки от крышки и корпуса, причем при определенных условиях, например повышенной температуре окружающей среды, пониженного внешнего давления и т.д. Внутри изделия создается давление, значительно превосходящее номинальное, действующее на корпус изделия.

Кроме того, при воздействии повышенных температур обычные типы припоя, такие как ПОС –61, снижают пределы прочности на растяжение и срез, а также предел текучести, вследствие чего возникает явление ползучести, что приводит к деформации припоя с последующим его разрушением.

Деформации 2-го вида возникают при воздействии на покрытие внешних нагрузок одновременно с повышенной температурой. Покрытие Хим. Н15М6 О-Ви9 не обеспечивает надежную герметизацию изделия РЭА из-за недостаточной сцепляемости меди с никелем и олова с висмутом, что приводит к отслоению меди.

Появление дефектов 3-го вида происходит в основном при нарушении технологии и требует замены многослойного покрытия на однослойное [2].

Для устранения указанных причин разгерметизации изделий РЭА в ГП НИТИП были проведены экспериментальные работы, направленные на повышение надежности паяного соединения герметизации изделий РЭА в части упрочнения паяного шва, исключения пластической деформации и замены многослойного покрытия на однослойное.

Испытания паяных соединений на разрыв

Для определения усилия разрыва паяного соединения использовались имитаторы изделий РЭА с габаритными размерами 85×66×15 мм с крышками по обе стороны имитатора без электрических соединителей с целью исключения влияния дополнительных соединений, а также специальные образцы цилиндрической формы диаметром 30 мм по центру паяного соединения. При этом для повышения прочности паяного соединения глубина паяного паза составляла 4 мм. Для сравнительного анализа были выбраны следующие покрытия:

для имитаторов:

Хим. Н15М6 О-Ви9 – 6 шт.

Хим. Н15М6 О-Ви 9 опл – 6 шт.

Хим. Н15 – 6 шт.

для специальных образцов:

Хим. Н15М6 О-Ви9 – 6 шт.

Хим. Н15М6 О-Ви9опл – 6 шт.

Армирование паяного шва осуществлялось резиновой прокладкой и луженой медной проволокой диаметром 0,8 мм. Имитаторы и специальные образцы были предварительно облужены, причем с покрытием Хим. Н15М6 О-Ви9 – флюсом ФТЭА, разработанным в ГП НИТИП. Технологический процесс пайки проводился паяльником мощностью 300 Вт с использованием медных теплоотводов. Паяные имитаторы и специальные образцы были подвергнуты рентгеновскому контролю на обнаружение пор, непропаев, после чего производился разрыв образцов на гидравлическом прессе с общим усилием 3000 кг·с.

Получены следующие результаты:

– у имитаторов и специальных образцов с покрытием Хим. Н15М6 О-Ви9 паяное соединение разрушилось по покрытию. Произошло расслоение меди от никеля и олова-висмута (припоя). С покрытием Хим. Н15 паяное соединение разрушилось по припою. Разрушение покрытия не наблюдалось. Анализ проводился на микроскопе МБС–9 при увеличении в 16–32 раза.

– разрушение паяного соединения специальных образцов, покрытых Хим.Н15М6 О-Ви9, происходило при усилении 800 кг·с., а покрытых Хим.Н15 при усилении 1400 кг·с.

Для проверки прочности паяного соединения в зависимости от армирования были дополнительно запаяны 6 специальных образцов покрытых Хим.Н15 и армированных экраном с провода МСЭ 16–33–1×0,8, надетого на медную луженую проволоку диаметром 0,5 мм и предварительно спаянных воедино. В этом случае усилие разрыва составляло 1500–1550 кг·с.

Результаты испытаний имитаторов и специальных образцов на механическую прочность паяного шва позволили сделать следующие выводы:

– прочность паяного соединения с покрытием Хим.Н15 на 55% выше, чем с покрытием Хим. Н15М6 О-Ви9;

– армирование паяного шва экраном с помощью провода МСЭ, надетого на луженую проволоку диаметром 0,5 мм и предварительно спаянных воедино также повышает на 7% механическую прочность паяного соединения за счет лучшего заполнения паяного шва припоем.

Влияние температурных режимов на качество паяных соединений

Для определения влияния температурных режимов на надежность паяного соединения также использовались имитаторы изделий РЭА с габаритными размерами 85×66×15 мм (всего – 18 шт), причем детали имитаторов имели следующие покрытия:

- Хим. Н15М6 0-Ви9 – 6 шт.
- Хим. Н15М6 0-Ви9опл – 6 шт.
- Хим. Н15 – 6 шт.

Армирование паяного шва имитаторов и специальных образцов производилось экраном с провода типа МСЭ, надетого на луженую медную проволоку и предварительно спаянных воедино, а герметизация – электрическим паяльником мощностью 300 Вт с использованием медных теплоотводов. После герметизации имитаторы были подвергнуты рентгеновскому и визуальному контролю, а также контролю суммарной герметичности с чувствительностью 1×10^{-5} л. мкм.рт.см/с. После проведения контроля имитаторы были заполнены азотом под избыточным давлением $1 \text{ кг} \cdot \text{с} / \text{см}^2$.

Испытания имитаторов и специальных образцов изделий РЭА для определения влияния температурных режимов проводились по следующей технологической схеме:

– термоудар – 4 цикла, из них 2 ч при температуре $+80^\circ\text{C}$, 2 ч – при температуре -60°C (причем перенос изделий из камер тепла в камеру холода и наоборот производился без выдержки в нормальных условиях);

– воздействие повышенной температуры ($+80^\circ\text{C}$) в течение 10 сут.

Результаты испытаний имитаторов и специальных образцов для определения влияния температурных режимов позволили сделать следующие выводы:

– имитаторы и специальные образцы с покрытием Хим.Н15 полностью выдержали испытания, обеспечив герметичность изделия на уровне $1 \cdot 10^{-5}$ л. мкм.рт.см/с при этом визуальный контроль показал, что изменений в паяном шве не наблюдалось;

– имитаторы с покрытием Хим.Н15М6 0-Ви9 в количестве 6 шт оказались негерметичными после термоудара;

– имитаторы с покрытием Хим.Н15М6 0-Ви9 в количестве 3 шт также оказались негерметичными после 15 сут воздействия температуры;

– металлографический анализ показал, что разгерметизация паяного соединения произошла из-за расслоения покрытия, а именно меди от никеля и олова от висмута.

Испытания паяных соединений циклическими нагрузками

Для определения влияния циклических нагрузок на сохранение прочности и герметичности паяного соединения также использовались имитаторы и специальные образцы, как и на предыдущих операциях.

Испытания проводились путем подачи во внутреннюю полость имитатора азота под давлением $1,5 \text{ кг} / \text{см}^2$ и его сброса. При этом нагрузка на одну крышку изделия составляла 72 кг, а габаритный размер имитатора по центру крышек увеличивался на 1,3 мм (0,65 мм на одну крышку). После 150 циклов нагружения имитаторы с покрытием Хим.Н15 остались герметичными и визуальный контроль не обнаружил изменений в паяном соединении, а испытания имитаторов с покрытием Хим. Н15М6 0-Ви9 не проводились, т.к. предварительные их испытания в бароаквариуме при аналогичных условиях показали, что имитаторы разгерметизировались по покрытию после 4–5 циклов.

Результаты испытаний имитаторов и специальных образцов для определения влияния циклических нагрузок на паяное соединение при нормальной температуре показывают, что

только покрытие Хим. Н 15 обеспечивает требуемую прочность и герметичность данного соединения.

Для определения влияния многократных перепаек на качество покрытия Хим. Н15 и герметичность паяного соединения имитаторы, аналогичные имитаторам предыдущих испытаний, были подвергнуты пяти перепайкам.

Визуальный контроль качества паяного соединения каждой распайки показал отсутствие нарушений покрытия Хим. Н 15, а степень герметичности имитаторов после каждой распайки составляла $1 \cdot 10^{-5}$ л·мкм рт.ст./с, причем все имитаторы признаны герметичными.

Выводы

Таким образом, анализ проведенных экспериментальных исследований позволяет сделать следующие выводы:

1. Покрытие Хим. Н 15 М6 О–Ви9 не обеспечивает надежность паяного соединения на весь срок хранения и эксплуатации изделий из-за недостаточной сцепляемости меди с никелем и олова с висмутом, что особенно важно при длительном воздействии на паяное соединение статических и циклических нагрузок и повышенной температуры.

2. Покрытие Хим. Н 15 имеет удовлетворительную прочность сцепления с основным материалом корпусных деталей изделий РЭА и обеспечивает надежную герметизацию на весь срок хранения и эксплуатации.

3. Введение в паз паяного шва экрана с провода МСЭ16-33-1×0,8, надетого на луженую медную проволоку и предварительно спаянных воедино, способствует лучшему заполнению паза паяного шва припоем, армирует его и ведет к повышению надежности паяного соединения герметизации.

4. Флюс ФТЭА, разработанный в ГП НИТИП, позволяет отказаться от активных флюсов при лужении корпусных деталей, покрытых Хим.Н15, что ведет к исключению коррозии за весь период хранения и эксплуатации изделий РЭА.

Список литературы: 1. Лашко С.В., Лашко Н.Ф. Пайка металлов. 4-е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1988. 376 с. 2. Долгов Ю.С., Сидохин Ю.Ф. Вопросы формирования паяного шва. М.: Машиностроение, 1973. 134 с. 3. Крафт В.В. Пайка разнородных металлов с деформированием соединяемых элементов // Сварочное производство. 1980. №10.

*Харьковский национальный университет радиотехники,
Харьковский государственный приборостроительный
завод им. Т. Г. Шевченко*

Поступила в редколлегию 03.10.2005

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО КАНАЛА

Введение

Существенная и важная часть задач теории радиосистем любого назначения связана с конструктивным математическим описанием процесса формирования наблюдаемого поля, адекватно отображающим механизмы распространения и рассеяния волн в существующих каналах. В соответствии с современными представлениями теории измерительных радиосистем [1] локационная цель (зондируемый, исследуемый объект) рассматривается как элемент информационного локационного канала и представляется некоторым детерминированным или стохастическим оператором рассеяния, отображающим пространство параметров падающей на цель волны в пространство параметров отраженной волны.

Однако известные в литературе методы анализа рассеяния радиоволн на неоднородностях атмосферы, создаваемых звуковыми волнами [2, 3], предполагают, как правило, строгое решение радиофизической задачи исходя из уравнений Максвелла, вследствие чего являются достаточно сложными и громоздкими. Поскольку при использовании известных подходов определение вида и характеристик рассеянного сигнала в задачах зондирования атмосферы акустическими и электромагнитными волнами сопряжено с решением достаточно сложных волновых задач, то это требует специальной подготовки, значительных усилий и не всегда приводит к физически прозрачным результатам.

Для разработчиков систем радиоакустического зондирования (РАЗ) атмосферы при решении характерных задач – выборе видов зондирующих сигналов, оценке точностных характеристик системы, построении алгоритмов оптимальной обработки колебаний целесообразно иметь более простой и физически наглядный модельный подход, основанный на понятиях и процедурах, используемых в теории систем, и воспроизводящий характерные особенности процесса рассеяния и принимаемого сигнала.

Корреляционная модель рассеяния

В соответствии с этим разработана корреляционная модель радиоакустического локационного канала [4, 5], отвечающая указанным условиям и позволяющая с помощью достаточно простых и привычных для инженера преобразований, основанных на аппарате теории линейной фильтрации, определять вид сигнала, рассеянного используемыми объектами, и его основные характеристики.

Как показано в [4], рассеянная на звуке радиоволна представляет собой взаимную корреляционную функцию взаимодействующих электромагнитного и акустического колебаний по продольной пространственной координате r' . Запишем выражение для рассеянного на звуке радиосигнала

$$E_1(r) = K \int_0^{\infty} E(2r' - r) S^*(r') e^{jqr'} dr', \quad (1)$$

где E – комплексная огибающая электрического поля радиоволны; S – комплексная огибающая излучаемого акустического сигнала; $q = 2k_e - k_s$ – параметр расстройки условия Брэгга; k_s, k_e – волновые числа акустической и радиоволны соответственно; r – смещение сигналов по координате r' ; K – множитель пропорциональности.

Применяя к правой части (1) теорему Парсеваля, получим уравнение, где функция $E_1(r)$ определяется через пространственные спектры соответствующих комплексных огибающих

$$E_1(r) = \frac{K}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_E\left(\frac{k}{2}\right) S_S^*(k+q) e^{-j\frac{r}{2}k} dk, \quad (2)$$

здесь $\int_{-\infty}^{+\infty} S(r')e^{-jqr'}e^{-jk r'} dr' = S_S(k+q)$, $\int_{-\infty}^{\infty} E(2r'-r)e^{-jk r'} dr' = \frac{1}{2}e^{-j\frac{r}{2}k} S_E\left(\frac{k}{2}\right)$;

$k = 2\pi / r'$ – пространственная частота.

Более удобным для последующего анализа является соотношение

$$E_1(r) = \frac{K}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_E(k) S_S^*(2k+q) e^{-rk} dk, \quad (3)$$

полученное из (2) путем замены переменных, поскольку коэффициент при аргументе k функции S_E здесь равен единице.

Значительные возможности для анализа свойств зондирующих сигналов, понимания и правильной интерпретации накопленных в данной области научных данных, полученных как теоретическим, так и экспериментальным путем, открываются именно с введением частотных представлений. Как видно из (3), под интегралом здесь находится величина, представляющая собой взаимный энергетический пространственный спектр процессов $E(r')$ и $S(r'/2)$:

$$S_y(k) = S_E(k) S_S^*(2k+q). \quad (4)$$

Выражения (2), (3), определяющие рассеянный сигнал, содержат преобразование Фурье взаимного энергетического пространственного спектра зондирующих колебаний. Если заменить параметр сдвига r на $r = ct$ (где c – скорость распространения электромагнитных волн), то данные соотношения становятся функцией времени t .

При $r = 0$ в правой части (3) имеем корреляционный интеграл по пространственной частоте спектральных плотностей сигналов, совмещенных в пространстве. При любом другом фиксированном значении r правая часть (3) также представляет собой корреляционный интеграл по частоте k , но уже для сигналов, смещенных на расстояние r .

Понятия взаимного энергетического пространственного спектра и корреляционной функции сигналов по пространственной частоте играют ключевую роль в понимании особенностей процессов рассеяния и формирования отраженной волны в системах зондирования атмосферы [5]. По существу можно сказать, что взаимный энергетический пространственный спектр (в форме спектра временных частот) воспроизводится на выходе спектроанализатора радиоакустической системы, выполняющего анализ рассеянной волны. Действительно, сформированный в результате рассеяния на акустической посылке пространственно-временной электромагнитный сигнал достигает приемной антенны и преобразуется во временное колебание. После соответствующих преобразований и фильтрации в приемнике системы информационный сигнал, как правило, подвергается преобразованию Фурье, т. е., по существу, воспроизводится взаимный энергетический пространственный спектр взаимодействующих сигналов.

Понятно, что форма спектра, заложенного в сигнал при рассеянии и его параметры, характеризующие, например, несимметричность или «скошенность» спектральной функции, кардинальным образом влияют на значения основных информационных характеристик систем зондирования атмосферы.

Заметим, что процесс рассеяния акустических волн на естественных неоднородностях среды также может быть описан с использованием спектров волновых чисел звукового сигнала и рассеивающей неоднородности. Однако для определенности рассмотрим рассеяние волн в радиоакустических системах и покажем, что вид, параметры и принципиальная возможность существования рассеянного радиосигнала, полученного от звуковой посылки, полностью определяются особенностями взаимного энергетического пространственного спектра зондирующих акустического и электромагнитного колебаний. В радиоакустических системах $s(t, r')$ – излучаемый акустический сигнал. Достаточно распространено использо-

вание в качестве $s(t, r')$ импульсных акустических колебаний с гармоническим заполнением. В этом случае спектр $S_s(k)$ является узкополосным. Соотношение (3) отображает основную особенность рассеяния на такой неоднородности – его существенную частотную зависимость, которая проявляется как с энергетической, так и с информационной стороны.

Изменение метеопараметров по трассе зондирования приводит к деформации (растяжению или сжатию) звуковой волны вдоль координаты r' , а следовательно, к перемещению $S_s(k)$ по оси частот k , вследствие чего максимумы пространственных спектров взаимодействующих сигналов не совпадают (см. рис. 1), а диапазон перекрытия спектров сужается. Амплитуда результирующего рассеянного сигнала при этом уменьшается. Представленные на рисунке спектры процессов $e(r')$ и $s(r')$ изображены один под другим, причем, ось пространственных частот звуковой волны сжата в два раза.

Здесь и далее будем использовать в качественных рассуждениях для наглядности не комплексные огибающие, а сигналы e, s и спектры S_e, S_s , содержащие частоты заполнения.

Если под воздействием метеопараметров спектр $S_s(k)$ смещается настолько, что спектры $S_e(k)$ и $S_s(2k)$ в пространстве волновых чисел не перекрываются вовсе, то такие сигналы в соответствии с (4) становятся ортогональными, т.е. акустический сигнал в этом случае полностью прозрачен для радиосигнала. В этом состоят энергетические особенности данного вида рассеяния.

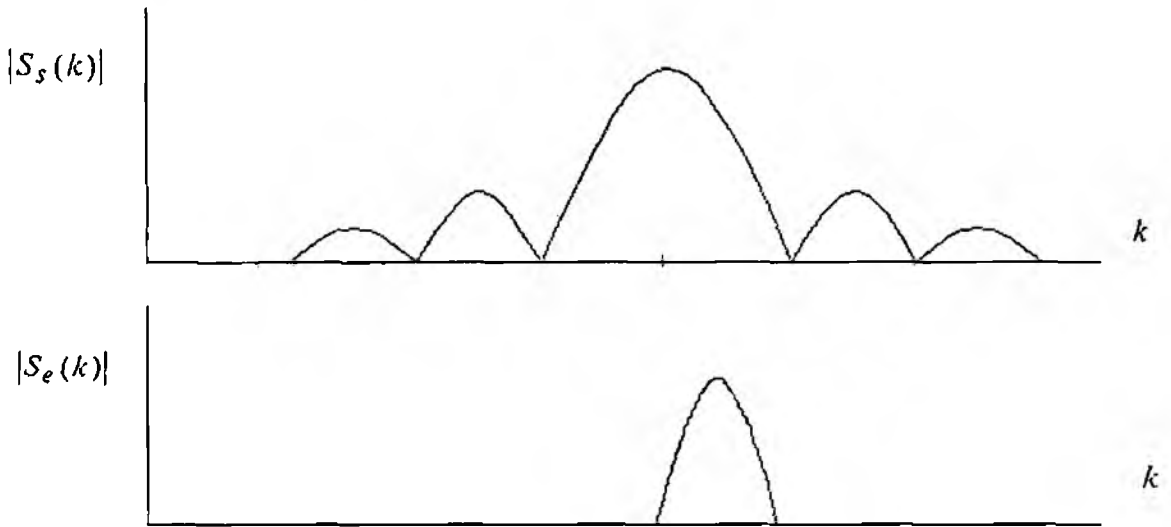


Рис. 1

Информационные или частотные особенности проявляются следующим образом. Если максимумы спектров $|S_e(k)|$ и $|S_s(2k)|$ не совпадают, т.е., как говорят, наблюдается расстройка по Брэггу, то максимум пространственного спектра $|S_y(k)|$ смещается дополнительно на величину Δk вследствие неравномерности и несимметричности функции $|S_s(2k)|$ в диапазоне перекрытия спектров. Это приводит к смещению максимума временного спектра рассеянного сигнала на величину $\Delta\omega = c\Delta k$ и отличию частотного сдвига от чисто доплеровского. Можно рассматривать также смещение центра тяжести функции $|S_y(k)|$. Следует отметить, что при переходе от пространственных к временным частотам даже очень малое смещение Δk ввиду большого значения c трансформируется в ощутимую разность $\Delta\omega$. $\Delta\omega$ представляет собой систематическую ошибку при определении скорости звука по доплеровскому сдвигу частоты, наличие которой приводит к существенным погрешностям в определении температуры. При определенных условиях пространственный, а следовательно, и вре-

менной спектры рассеянного сигнала могут быть двумодовыми, что ранее отмечалось в работах по зондированию атмосферы.

Анализ экспериментальных результатов

Многочисленные результаты экспериментальных исследований [6], выполненных при штиле и в условиях небольших значений скорости ветра, показывают, что амплитудный спектр рассеянного на звуковой послылке радиосигнала имеет преимущественно несимметричную форму (рис. 2 [6]). Это объясняется именно смещением максимумов спектральных функций взаимодействующих колебаний, приводящим к формированию (получению) несимметричного взаимного спектра как в области пространственных, так и временных частот. На рис. 2 приведены амплитудные спектры радиосигналов при штиле *а* и скорости ветра 6 м/с – *б*.

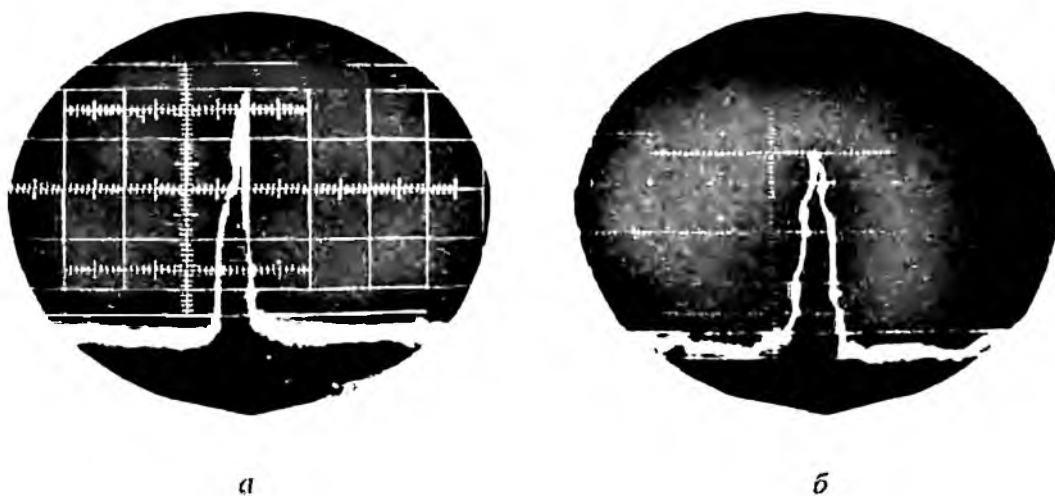


Рис. 2

Совпадения максимумов модулей спектров $S_e(k)$ и $S_s(2k)$ (см. рис. 1) на практике достигают адаптивным изменением частот зондирующих акустического и (или) электромагнитного сигналов. Это необходимо, как показано здесь, и с энергетических, и с информационных позиций.

Заметим, что, как следует из теории сигналов [7, 8], несимметричная форма спектра сигнала наблюдается только при совместной амплитудно-угловой модуляции. То есть в результате рассеяния на акустической волновой послылке искажается как огибающая, так и фазовая структура колебания, а сам рассеянный радиосигнал приобретает сложную форму, что затрудняет его обработку и определение состояния атмосферы по характеристикам принимаемого сигнала:

Несущественным изменение формы сигнала в канале можно считать только при использовании простых акустических импульсов и выполненном условии Брэгга $q = 0$, когда имеет место искажение огибающей без нарушения тонкой внутренней структуры колебания. В этом случае спектр рассеянного сигнала всегда является симметричным. Поэтому при $q = 0$ используемые в системах РАЗ традиционные устройства обработки, предназначенные для измерения доплеровской частоты, не дают специфической систематической погрешности оценивания скорости звука, обусловленной искажениями сигнала в канале, если же $q \neq 0$ такая ошибка имеет место и возрастает с увеличением значения параметра q .

Для комбинированных систем «РАЗ – профилиер» характерно следующее [9, 10]: значительное увеличение мощностей излучаемых акустических и электромагнитных сигналов (мощность последнего может достигать единиц мегаватт в импульсе) не позволило, как ожидалось, существенно уменьшить погрешность измерения температуры, причем, как ни странно, величина погрешности уменьшается с высотой (до некоторого предела). И в настоящее

время, как отмечается в литературе [9, 10], нет достаточного понимания причин наблюдаемой остаточной разницы между показаниями систем «РАЗ – профилиер» и радиозондов.

Основная причина здесь кроется, видимо, в следующем. Применение ЛЧМ акустического импульса, имеющего существенно неравномерный временной и пространственный спектры, сопровождается формированием при рассеянии значительного по величине смещения частоты, не являющегося доплеровским, что, в свою очередь, приводит к погрешностям в определении температуры. По мере разрушения турбулентностью структуры акустического пакета с высотой указанная детерминированная по характеру погрешность уменьшается, а возрастает случайная составляющая. Результаты компьютерного моделирования подтверждают справедливость этого соображения.

Анализ теоретических результатов, имеющихся в литературе

Проиллюстрируем возможности физической интерпретации известных в литературе результатов анализа погрешностей оценки температуры системами радиоакустического зондирования с использованием предложенной модели рассеяния. Запишем формулу для частоты рассеянного на звуке радиосигнала, полученную в [2] в результате строгого решения волновой задачи при гауссовых формах огибающих звукового импульса и пространственного окна

$$\omega_p = \omega - 2k_e c_s + qcl_s^2 / (l_p^2 + l_s^2), \quad (5)$$

где l_p – продольный размер области (пространственного окна), из которой возможен прием рассеянного излучения или, другими словами, размер области пересечения диаграмм направленности передатчика и приемника; l_s, l_e – пространственные протяженности акустического волнового пакета (АВП) и радиосигнала соответственно; c_s – скорость распространения звука.

Поскольку формула (5) получена для бистатической схемы зондирования и непрерывного радиосигнала, характеризующегося большим значением пространственной протяженности l_e , то роль l_e здесь выполняет параметр l_p .

При $q = 0$ частота рассеянного сигнала совпадает с доплеровской частотой ω_g , а доплеровский сдвиг $\Omega_g = 2k_e c_s$ равен частоте звука Ω . При наличии расстройки (когда $q \neq 0$) третий член в (5) описывает ошибку частотного сдвига $\Delta\omega$, зависящую от параметров l_p и l_s . С увеличением l_p и уменьшением l_s значение $\Delta\omega$ уменьшается. При $l_p \rightarrow \infty$ ошибка $\Delta\omega$ стремится к нулю.

Данные результаты получают четкую физическую интерпретацию в пространстве волновых частот, где уменьшение l_s приводит к расширению пространственного спектра АВП и уменьшению “скошенности” спектра в области перекрытия спектров взаимодействующих сигналов. Увеличение l_p (l_e) сопровождается сужением спектра радиосигнала и, соответственно, уменьшением влияния “скошенности” спектра АВП. При l_p (l_e) $\rightarrow \infty$ пространственный спектр радиосигнала стремится к δ -функции и ошибка $\Delta\omega \rightarrow 0$. Ширина спектральной линии рассеянного сигнала, как следует из предложенного рассмотрения рассеяния, также будет определяться значениями пространственных параметров l_p, l_e, l_s , что подтверждается результатами строгого решения соответствующих волновых уравнений [2].

При существовании в атмосфере высотного градиента температуры (если предположить, что градиент является постоянным) простой акустический сигнал превращается в линейно – частотно – модулированное (ЛЧМ) колебание, что приводит к дополнительному изменению формы рассеянного радиосигнала. Заметим, что в [2], вследствие неправильного физического

толкования параметра l_p , получены завышенные значения погрешностей оценки температуры, вызванных влиянием градиента.

Соотношения (3) и (4) отображают также изменения формы зондирующего радиосигнала при рассеянии. Увеличению длительности рассеянного радиосигнала вследствие конечной протяженности АВП, определяемому (3), соответствует сужение его пространственного спектра, как следует из (4).

Представление процесса рассеяния в области пространственных спектров наглядно отображает также особенности взаимодействия различных видов радио- и акустических зондирующих сигналов. Для иллюстрации рассуждений будем использовать рис. 1.

Если используются импульсный акустический и непрерывный электромагнитный сигналы, то спектр $S_e(k)$ стягивается в δ -функцию. Условие пространственного резонанса «выбирает» из совокупности бесконечных бегущих плоских волн, суперпозиция которых составляет акустический пакет, единственный спектральный компонент, отвечающий условию Брэгга.

Если радиосигнал будет иметь конечную длительность (пространственную протяженность), а акустическое излучение – непрерывное, то на рисунке спектр $S_s(k)$ будет представлен δ -функцией. В этом случае звуковая волна с частотой k_s самостоятельно выделяет рассеиваемую пространственную гармонику, соответствующую условию брэгговского резонанса (если, конечно, таковая окажется, т.е. если спектры перекрываются).

Показателен случай, когда короткий радиоимпульс (например, наносекундной длительности) рассеивается на продолжительной акустической посылке. При этом $S_s(k)$ на рис. 1 будет достаточно узким, а $S_e(k)$ значительно расширится. Амплитуда рассеянного радиосигнала слабо зависит от изменения метеопараметров, вызывающих перемещение $S_s(k)$ по оси частот, а вот смещение максимума частотного спектра рассеянного сигнала по абсолютной величине может быть значительно большим, чем привычное значение доплеровского сдвига. Величина сдвига может достигать значений порядка ширины спектра зондирующего импульса $\Delta k \sim 2\pi/l_e$, $\Delta\omega \sim 2\pi c/l_e$, т.е. единиц, десятков, сотен мегагерц в зависимости от длительности радиосигнала.

Аналогично представляется рассеяние на звуке при использовании зондирующих электромагнитного и акустического сигналов в виде периодических последовательностей импульсов, имеющих дискретный спектр, в том числе квазинепрерывного зондирующего радиосигнала.

В пределе, при сужении спектров сигналов, как видно из (4), приходим к известному утверждению о рассеянии монохроматической волны на синусоидальной решетке неоднородностей с пространственным периодом равным половине длине волны падающих колебаний. Следовательно, известное утверждение вытекает из предложенных представлений и является их частным случаем.

Функция рассеяния (1) описывает также влияние горизонтального ветра на рассеянный сигнал. Как известно, горизонтальный ветер перемещает звуковой пакет в поперечном направлении и приводит к изменению угла θ между фронтами акустической и электромагнитной волн, а следовательно, к изменению значения параметра q , который в общем случае представляется в виде $q = 2k_e - k_s \sin\theta$. Поэтому влияние среды, заключающееся в изменении величин k_s и θ , проявляется в конечном итоге как изменение параметра q . Тела рассеяния сигналов, таким образом, описывают и влияние горизонтального ветра на систему и рассеянный сигнал.

Выводы

Таким образом, предложенная математическая модель радиоакустического локационного канала, в частности с использованием спектров волновых чисел, обеспечивает ясную фи-

зическую интерпретацию имеющихся специфических погрешностей оценивания температуры системами РАЗ, существующих энергетических особенностей рассеяния, а также понимание особенностей взаимодействия различных видов радио и акустического зондирующих сигналов. Она позволяет производить необходимые инженерные расчеты и оценки, а также осуществлять синтез оптимальных алгоритмов обработки сигналов, наблюдаемых на выходе рассматриваемого локационного канала.

Список литературы: 1. *Фалькович С.Е., Хомяков Э.Н.* Статистическая теория измерительных радиосистем. М.: Радио и связь, 1981. 288 с. 2. *Кадлистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 200с. 3. *Кон А. И., Татарский В. И.* Частотный спектр сигнала при радиоакустическом зондировании атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1980. Т. 16. №3. С. 219-228. 4. *Карташов В.М.* Функции рассеяния сигналов систем зондирования атмосферы // Радиотехника. 2001. Вып. 118. С. 61 – 65. 5. *Карташов В.М.* Двумерная взаимокорреляционная функция акустического и электромагнитного сигналов радиоакустических систем // Радиозлектроника и информатика. Харьков. 2001. №1. С.6-8. 6. *Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Прошкин Е.Г., Бабкин С.И., Карташов В.М. и др. / Под ред. Б.Л. Кашеева, Е.Г. Прошкина, М.Ф. Лагутина.* Харьков: ХНУРЭ; Бизнес Информ, 2002. 426 с. 7. *Френкс Л.* Теория сигналов: Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1974. 344 с. 8. *Гоноровский И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов. М.: Радио и связь. 1986. 512 с. 9. *Vogt S.* Advances in RASS since 1990 and practical application of RASS to air pollution and the ABL studies // Proc. 8th Int. Symp. on Acoustic Remote Sensing of the Atmosphere and Oceans (ISARS). Moscow. 1996. P. G.37-G.50. 10. *Gorsdorf U., Lehmann V.* Enhanced accuracy of RASS-measured temperatures due to an improved range correction // J. Atmos. Ocean Tech. 2000. Vol. 17, №4 P.406-416.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 31.10.2005

КВАНТОВО-ЭМИССИОННОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВЫХ БИТАХ НА ПОВЕРХНОСТИ ГЕЛИЯ

Введение

Уменьшение размеров чипов классических компьютеров имеет своей целью повысить эффективность работы компьютера. Однако при этом возникает ряд проблем. В частности, соразмерность чипа с длиной волны де-Бройля или с длиной когерентного распространения носителей тока в чипах ведет к квантовым размерным эффектам, которые искажают процесс вычислений. Эти недостатки отсутствуют в квантовых битах (КБ), использующих в своей работе квантовые эффекты.

Квантовые эффекты существенно проявляются при низких температурах. С понижением температуры снижаются шумы прибора по экспоненциальному закону и уменьшается вероятность ошибок при вычислениях.

Известно, что квантовый бит использует для своей работы, как правило, два энергетических уровня частицы. Он может находиться как в фиксированных состояниях компонент a и b , так и в состоянии суперпозиции этих двух компонент: $\psi = |a\rangle + |b\rangle$, где $|a|^2 + |b|^2 = 1$. Квантовые компьютеры (КК) используют в своей работе суперпозицию многих КБ-ных состояний. При n -битовой системе КК имеет 2^n базисных вектора, которые могут быть произведением базисных векторов каждого из n битов. Результирующая комбинация при этом будет иметь вид: $\psi = \sum_j a_j |x_j\rangle$. Оперирование (манипулирование) такими суперпозицион-

ными состояниями может быть эквивалентно выполнению большого числа вычислений в параллельном режиме. Существенное преимущество квантовой логики по сравнению с классической логикой заключается как раз в этом. В классической логике оперирование (манипулирование) начинается, проводится и заканчивается с каждым кубитом в данном состоянии или 0 или 1. Размерность базиса составляет при этом n^2 .

Измерения квантовых состояний частицы являются неотъемлемой операцией при работе с квантовыми битами. Основные трудности здесь возникают потому, что при измерениях состояний квантовых объектов в их суперпозиционном положении волновая функция с некоторой вероятностью коллапсирует к состоянию $|0\rangle$ или $|1\rangle$. Достоверность определения истинного состояния бита после квантовых вычислений при этом падает. Возможно, однако, многократное повторение одних и тех же квантовых вычислений с последующим усреднением измеренных значений каждого бита. Это ведет к суммированию измеренных значений. Приведенная сумма приближается в итоге к истинному значению суперпозиционного состояния каждого бита. Время решения задачи при этом, однако, увеличивается.

Физические объекты для построения квантовых компьютеров должны иметь следующие качества в соответствии с основными критериями "check list" DiVincenzo:

1) Дискретные состояния битов должны быть ярко выражены, так, чтобы по ним можно однозначно определить волновую функцию в ее основном состоянии или в первом возбужденном состоянии.

2) Метод приготовления начальных квантовых состояний должен быть легко выполним. Выбранный в качестве кубита физический объект должен быть в когерентном состоянии в течение достаточно долгого промежутка времени. Это дает возможность подготовить кубиты и провести большое количество вычислительных операций.

3) Необходима масштабность КК, которая позволит иметь большое количество кубитов. Следует отметить, что даже устройство с несколькими сотнями битов представляет собой весьма полезный компьютер. Должен быть разработан удобный метод оперирования битами.

4) Надежный механизм считывания и идентификации результата вычислений повышает точность квантового компьютера. В настоящее время ведется поиск различных физических объектов, удовлетворяющих вышеперечисленным критериям.

Регистрирующее устройство и его анализ его параметров

Среди двумерных электронных систем, которые можно использовать в качестве физического объекта для КК, видное место занимают полупроводниковые гетероструктуры и электроны на поверхности жидкого гелия – поверхностные электроны (ПЭ). Эти структуры являются наиболее совершенными из искусственно созданных многоэлектронных систем. Причем, ПЭ являются идеальной моделью и классическим аналогом электронной системы в твердотельных структурах.

Локализация электрона на поверхности жидкого гелия происходит в основном за счет двух взаимодополняющих процессов. С одной стороны, потенциальная яма для ПЭ над свободной поверхностью жидкого гелия формируется силами изображения. Электрон поляризует гелий с некоторой небольшой эффективностью Q и притягивается к нему. С другой стороны, большой отталкивающий потенциал (порядка одного электрон-вольта) на границе гелия препятствует проникновению электрона в жидкость. Модель соответствует атому водорода и имеет водородоподобный энергетический спектр [1]. В соответствии с решением аналогичной задачи для модели ПЭ над гелием энергетический спектр имеет вид $E_n = -R/n^2$. Величина $R = Q^2 \cdot m \cdot e^4 / (2 \cdot h^2)$ есть постоянная Ридберга, здесь m и e – масса и заряд свободного электрона, h – постоянная Планка. Выражение $Q = (\epsilon - 1)/4 \cdot (\epsilon + 1)$ характеризует степень притяжения электрона к поверхности диэлектрика, здесь ϵ – диэлектрическая проницаемость гелия (для ^4He $\epsilon = 1,05723$).

Система ПЭ над жидким гелием может быть легко реализована. Между плоскими параллельными электродами расположен уровень жидкого гелия. На пластины подается разность потенциалов, а зарядание поверхности производится от разогреваемой на короткое время вольфрамовой нити. Штарковское смещение основного энергетического уровня при приложении перпендикулярного к поверхности жидкого гелия электрического поля соответствует величине $0,01255 \text{ К/В} \cdot \text{см}$. Размер боровского радиуса составляет $r_b = 7,6$ нанометра.

Изменение свойств поверхности жидкого гелия может вести к понижению размерности системы электронов над жидкостью. При этом можно получить одномерные системы электронов с использованием оптических решеток или параллельно расположенных диэлектрических нитей высокого качества [2]. Нуль-мерные системы легко получить, если в качестве подложки использовать пластинки или пленки, профилированные по двум направлениям [3]. В последнем случае проведены предварительные исследования кинетических свойств электронов на тонком слое гелия с использованием профилированной полимерной пленки. Экспериментальные исследования низкоразмерных электронных систем показали, что использование аналогичных подложек является перспективным. При этом имеется возможность для исследования кинетических, фоторезонансных и эмиссионных свойств нуль-мерных электронных систем.

Как показали Плацман и Дыкман [4, 5], слой поверхностных электронов над гелием является подходящей физической системой для реализации квантового компьютера. Расстояние между основным и возбужденным энергетическим уровнями электронов над массивной гелиевой пленкой составляет 8 К ($\geq 200 \text{ ГГц}$ в частотном измерении). Это определяет высокоскоростные характеристики битов, выполненных на поверхностных электронах, и компьютера в целом. Такой физический объект удовлетворяет требованиям “check list” вследствие слабого взаимодействия носителей с окружающей средой - подложкой.

В данной модели электроны управляются индивидуально совокупностью идентичных микроэлектродов, которые расположены под тонким слоем сверхтекучего гелия. В таком компьютере каждый электрон представляет собой отдельный бит. Электроны локализованы над микроэлектродами с расстоянием между ними около 500 нанометров и количество битов на единицу площади достигает большого значения. Настройка битов производится подачей на каждый электрод на фиксированное время определенного потенциала. Это приводит к штарковскому уширению энергетических уровней и, соответственно, к подстройке разности между уровнями в соответствии с задаваемым микроволновым излучением над слоем ПЭ. Состояние отдельного электрона в кубите имеет вид

$$\Psi = e^{1/2 i \Omega \tau} \text{ и } \Omega = \frac{e \cdot E_{rf} \langle 0 | z | 1 \rangle}{\hbar}. \quad (1)$$

Здесь Ω и E_{rf} частота Рабби и напряженность поля Рабби соответственно, и τ - время взаимодействия квантовых битов с микроволновым излучением. По материалам работы [6] значение Ω для электронов над жидким гелием составляет 0,5 ГГц. Фракция электронов в возбужденном состоянии достигает 0,49 от полного числа ПЭ, что практически соответствует инвертированному состоянию двухуровневой квантовой системы при ее эффективной накачке.

Время сбоя фазы когерентного состояния электрона ограничивается преимущественно взаимодействием электронов с риплонами, которые представляют собой релеевские волны на поверхности гелия. Влияние риплонов существенно уменьшается с понижением температуры. Эффективность работы такого квантового компьютера оправдана при сверхнизких температурах. Другим дестабилизирующим фактором для данного компьютера могут служить плазменные колебания, распространяющиеся в электронном слое. Влияние плазменных колебаний существенно уменьшается с увеличением прижимающего электрического потенциала над электронным слоем.

Для поверхностного электрона над игольчатым электродом поперечные состояния являются состояниями гармонического осциллятора. Эти состояния характерны для частицы, находящейся в параболической потенциальной яме. При этом энергетические характеристики поперечного движения существенно ниже, чем для движения электрона в нормальном направлении.

Полная энергия электрона в таких условиях имеет вид

$$V(r, z) = -\frac{Q \cdot e^2}{(z + \beta)} + e \cdot E_{ext} \cdot z_n + V_c + \frac{1}{2} \cdot m \cdot \omega^2 \cdot r^2 \text{ и } \omega^2 = \frac{e \cdot E_{\perp}}{(m \cdot \hbar^2)}, \quad (2)$$

где E_{ext} - суперпозиционное поле, действующее на электрон, β - некоторая малая поправка для описания реального энергетического спектра и V_c - величина, характеризующая корреляции в электронной системе. Эта величина определяется расчетным путем на основании экспериментальных данных. Значение $E_{ext} = E_{app} + E_{im}$ и прикладываемое поле $E_{app} = V_{\perp} / (l/\epsilon + d)$, где l и d - расстояния между слоем электронов и электродами (нижним и верхним соответственно), и $E_{im} = 2 \cdot \pi \cdot n \cdot e \cdot (l/\epsilon - d) / (l/\epsilon + d)$ есть поле, наведенное силами изображения электронов в нижнем и верхнем электродах.

Несовершенства микроэлектродов, вызванные технологическими ограничениями, ведут к различиям профилей потенциальных ям и, соответственно, к некоторой неидентичности состояний электронов в каждом кубите. Это, в свою очередь, приводит к неодинаковому распределению энергетических уровней каждого электрона относительно каждого индивидуального электрода. Вследствие этого возникают технические сложности в настройке каждого кубита и к некоторой неопределенности в их взаимодействии. Данная неопределенность

может быть преодолена путем покрытия электродов тонким высокотехнологичным диэлектриком с малой диэлектрической постоянной. В процессе приготовления битов поверхность диэлектрика может быть заряжена положительными ионами, которые вместе с внешним электрическим полем будут формировать потенциальные ямы для ПЭ. Ионы легко получить из холодного разряда в газовой фазе на конце вольфрамовой иглы [7]. Электрическое поле иона характеризуется центральной симметрией. Поверхностная плотность ионов подбирается отрицательным потенциалом на нижнем электроде и рассчитывается из условия полного насыщения электрического поля над зарядом. Так как для относительно тонких пленок гелия взаимодействие электрона с ионом в такой дипольной системе существенно больше, чем с микроэлектродом под массивным гелием, то упрощается идентификация профилей параболических потенциальных ям для отдельных электронов. Следует заметить, что осцилляционный спектр поперечных колебаний в этих условиях становится более жестким. Причиной является более сильное кулоновское взаимодействие между электроном над пленкой и ионом на поверхности диэлектрической подложки. Этот спектр имеет вид $\omega_\alpha = \sqrt{e \cdot E_i / m \cdot d}$ (здесь E_i - электрическое поле, создаваемое положительным ионом, и d - толщина гелиевой пленки).

Процесс квантовых вычислений состоит в диполь-дипольном взаимодействии выделенных электронов в течение задаваемого программой времени. Потенциал прямого взаимодействия между кубитами имеет вид

$$V_i(z_1, z_2) \cong \left(\frac{e^2}{4 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot d^3} \right) \cdot (z_1 - z_2), \quad (3)$$

где z_1 и z_2 - расстояния от поверхности жидкого гелия до электронов для 1-го и 2-го битов соответственно; d - расстояние между битами и диэлектрическая проницаемость вакуума.

Для детектирования состояний кубитов после проведения вычислений предложен ряд регистрирующих систем. В одной из систем [8] для детектирования отдельных электронов будет использован одноэлектронный транзистор (SET), предложенный Юрием Мухарским, СЕА, Saclay, Франция, в сотрудничестве с физическим факультетом королевского университета Холлавей, Лондон. Следует отметить, что использование матрицы приборов для одновременного определения состояний электронов в кубитах квантового компьютера может вести к паразитному взаимодействию одноэлектронных транзисторов, и как следствие, к сбоям в работе КК.

Согласно проекту, описанному в [9], предложен КК с кубитами на электронах, локализованных над тонким слоем гелия и описан метод приготовления кубитов в исходном состоянии. Рассмотрены методы, посредством которых квантовые состояния электронов могут быть манипулированы и измерены. Считывание состояний предполагается выполнять посредством туннелирования электронов с их возбужденных состояний. Управляющие электроды расположены на дне волновода, вдоль которого распространяется микроволновое электромагнитное излучение. Частота излучения соответствует переходу электронов из основного состояния в первое возбужденное состояние. Сверхпроводящие микроболометры для детектирования летящих электронов устанавливаются в верхней части устройства. Для нанесения слоя ПЭ на гелиевую поверхность при сверхнизких температурах в устройстве намечается использовать туннельный диод, локализованный над детекторами. Электроны проходят к поверхности гелия через отверстия в детекторах.

Туннелирование носителей применено в одной из наиболее развитых методик для экспериментального исследования кинетических свойств носителей и для анализа многочастичных эффектов. Волновая функция и энергетический спектр поверхностного электрона показаны на рис. 1. Для системы поверхностных электронов над гелием проведен ряд исследований туннельного эффекта [10, 11]. В работах, приведенных в [10], показано, что задача многих тел в процессах туннелирования сводится к задаче одной частицы, в которой эффект взаимодействия электронов в плоскости сводится к статическому корреляционному выраже-

нию $V_c(z)$. Это выражение определяется суммой всех электрических полей, то есть зависит от прижимающего электрического поля, плотности электронов и от степени корреляции электронов в заряженном слое.

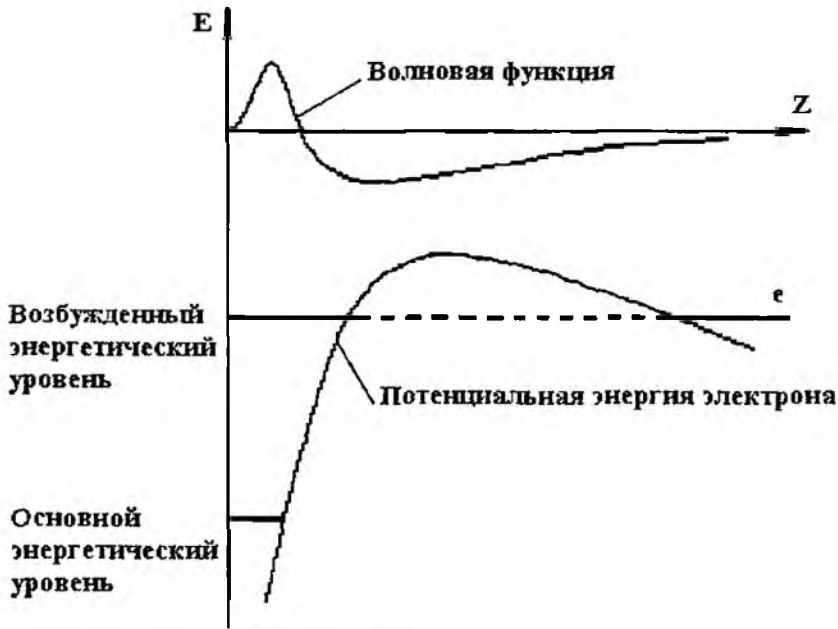


Рис. 1

Степень туннелирования поверхностных электронов может быть варьирована и измерена в пределах нескольких порядков величины скорости ухода электронов. При этом прикладываемое электрическое поле может быть изменено только на $n \times 10$ В/см. Расчет скорости туннелирования электронов дает значения в диапазоне от 10^{-5} с⁻¹ до 10^3 с⁻¹. Измерения проведены с точностью до 10^2 электронов.

По материалам приведенных работ для $T = 92$ мК и концентрации поверхностных электронов $n_s = 0,7 \cdot 10^{12}$ м⁻², скорость туннелирования составляет $0,13$ с⁻¹. При этом величина отжимающего электрического поля составляет 28 В/см. При $T = 40$ мК, и том же отжимающем поле для концентрации $n_s = 1 \cdot 10^{12}$ м⁻² скорости ухода электронов составляют величину незначительно больше 1 с⁻¹. Значения электронных концентраций взяты в соответствии с предполагаемыми для использования в КК. Степень туннелирования меняется экспоненциально как с концентрацией, так и с величиной отталкивающего электрического поля. Она практически не зависит от фазового состояния двумерной электронной системы и от температуры. Заметная зависимость от T наблюдается лишь для концентраций электронов ниже 10^{11} м⁻².

Настоящая работа развита в рамках проекта «Квантовый компьютер на электронах над поверхностью сверхтекучего гелия». Проект был представлен в 2002 г. на конкурс научных работ по линии Министерства образования и науки Украины.

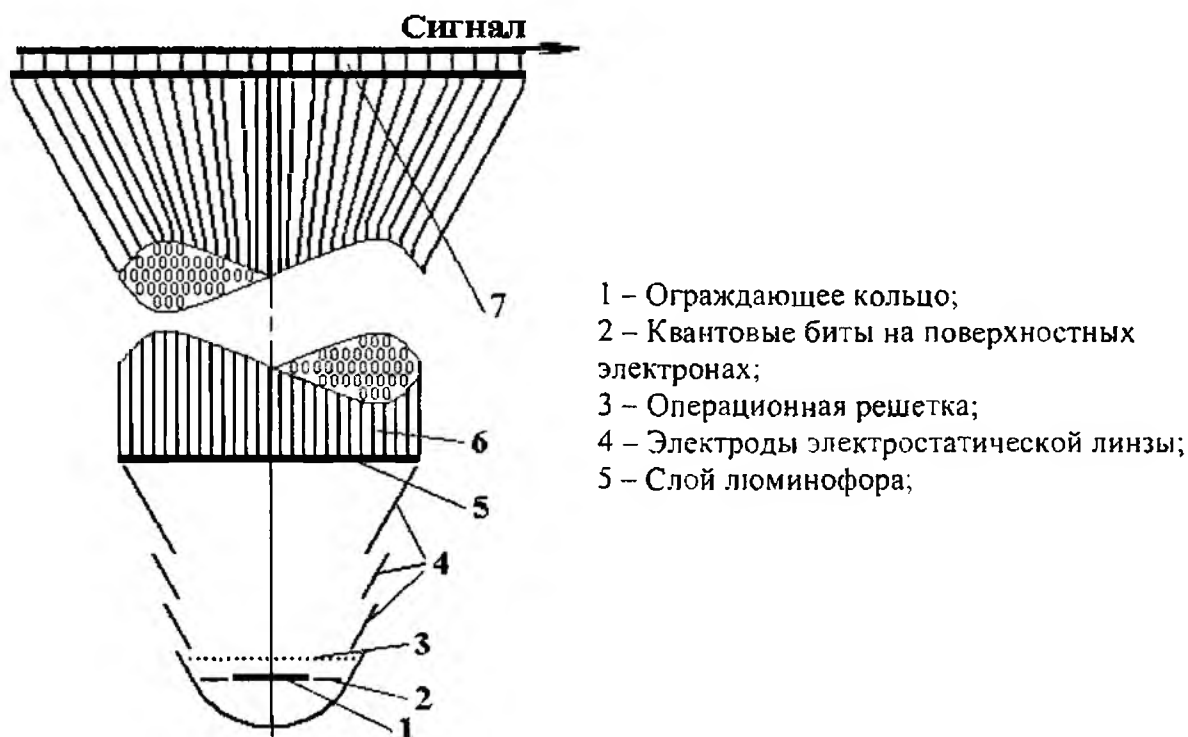
В данной работе регистрация возбужденного состояния каждого электрона в КК использует эффект квантового туннелирования электрона с поверхности гелия через потенциальный барьер. Потенциальный барьер $U(z)$ образован с одной стороны силой изображения электрона в подложке, с другой стороны - ниспадающей линией, соответствующей отжимающему электрическому полю. Отжимающее электрическое поле сканируется по времени по пилообразному закону. При этом вероятность туннелирования описывается как

$$D \approx \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \cdot \int \sqrt{2 \cdot m \cdot (U(z) - E)} dz\right). \quad (4)$$

Здесь интегрирование ведется в интервале между точками пересечения уровня энергии возбужденного состояния с кривой потенциальной энергии электрона $U(z)$.

Вероятность туннелирования электронов имеет экспоненциальную зависимость как от ширины потенциального барьера, так и от его высоты. Все электроны в возбужденном состоянии с высокой вероятностью могут туннелировать через барьер за время короткого электрического импульса. При этом отталкивающий потенциал должен быть достаточной величины. Сканирование отжимающего поля ведет к разнесенному по времени туннелированию электронов с их состояний, начиная с возбужденного состояния.

Регистрация эмитированных электронов производится с использованием основных элементов электронно-оптического преобразователя (ЭОП) рис. 2.



- 1 – Ограждающее кольцо;
- 2 – Квантовые биты на поверхностных электронах;
- 3 – Операционная решетка;
- 4 – Электроды электростатической линзы;
- 5 – Слой люминофора;

Рис. 2

Эмитированные электроны разводятся друг от друга в пространстве на расстояния ≈ 20 мкм и более при прохождении электростатической линзы. Далее электроны ускоряются электрическим полем и попадают на люминофор, расположенный в плоскости перпендикулярной движению. Кинетическая энергия электрона трансформируется в энергию квантов света, причем, свечение вызвано в точках, соответствующих отдельным битам. При этом создается полная матричная картина результата квантового вычисления, приводящего к появлению возбужденных состояний ПЭ. Перенос оптического изображения из низкотемпературной зоны в более высокотемпературную область производится посредством жгута тонких световодов. Торцевая поверхность холодного конца жгута покрыта тонким слоем люминофора. Второй конец жгута соединен с ПЗС матрицей или другим регистрирующим устройством. Регистрирующее устройство находится либо при комнатной температуре, либо при более низкой температуре. Оптимальная температура малошумящей ПЗС матрицы, как показали опыты, есть 70–90 К. Такое расположение составляющих элементов устройства, а также гальваническая развязка элементов позволяют существенно понизить радиотехнические шумы регистрирующего устройства. При переносе изображения потери в световодах практически отсутствуют.

CCD матрица является перспективной и проверенной для применения в качестве датчика матричной картины из светящихся точек. Приводимые ниже оценки отношения сигнал/шум и разрешающей способности демонстрируют эффективность применения такого сочетания преобразующего и детектирующего устройств.

Основные шумы ПЗС матрицы измеряются числом электронов - e и подразделяются на следующие виды.

Фотонный шум вызван статистическим разбросом при преобразовании свет-сигнал. Он пропорционален $S/N \sim (S)$ где S - величина полезного сигнала и N - величина сигнала шума.

Шум переноса возникает при переносе заряда от чипа к чипу. Его величина есть

$$\sigma = \sqrt{2 \cdot \varepsilon \cdot n \cdot N}, \quad (5)$$

где ε - неэффективность одного акта переноса, n - число переносов, N - количество переносимых зарядов (электронов). Так например, при $\varepsilon = 10^{-5}$, $n = 300$ и N в пакете (в пикселе) порядка 10^5 , следует, что $\sigma = 25 \cdot e$. Применение схемы шумоподавления с двойной коррелированной выборкой уменьшает этот вид шума до пренебрежимо малой величины.

Шум считывания возникает при передачи накопленного заряда в выходной усилитель. Для практически используемых ПЗС матриц он составляет $(15-20) \cdot e$. Следует отметить, что для преобразователей типа "Ford Aerospace", выполненных по технологии Skipper этот вид шума составляет менее $1 \cdot e$, и при этом величина $\varepsilon = 10^{-6}$.

Шум сброса или $k \cdot T \cdot C$ шум. Он вызван тем, что перед вводом в детектирующий узел сигнального заряда необходимо вывести предыдущий с помощью транзистора сброса. Его величину можно оценить с помощью выражения

$$\sigma(T) = \sqrt{k \cdot T \cdot C / e}, \quad (6)$$

здесь $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Джс/К - постоянная Больцмана, T - температура, C - емкость входа, e - размерный коэффициент. При комнатной температуре и величине емкости входа $C = 0,1$ нФ значение $\sigma(T) = 130 \cdot e$. Этот вид шума также может быть полностью подавлен применением схемы шумоподавления с двойной коррелированной выборкой (ДКВ).

Темновой ток ПЗС матрицы при комнатной температуре составляет $\sim 10^5 \cdot e / (\text{пиксель} \cdot \text{с})$ и это лимитирует предельную чувствительность устройства. С понижением температуры этот параметр уменьшается по экспоненциальному закону (темновой сигнал пропорционален e^T). Известно, что динамический диапазон ПЗС матрицы резко возрастает при понижении температуры и, как результат, возрастает контрастность. При температуре ниже 150 К темновой ток пренебрежимо мал и оценивается как $\sim 10^{-2} \cdot e / (\text{пиксель} \cdot \text{с})$. При $T < 60$ эффективность работы матрицы резко падает, что связано с вымораживанием носителей тока. При низкой температуре чувствительность прибора в основном определится шумом считывания. Его значение, как правило, не превышает $\sim 50 \cdot e$ rms. Применение схемы с двойной коррелированной выборкой сводит это значение к величине $\sim 10 \cdot e$ rms. Таким образом, при низких температурах и с применением схемы ДКВ общие шумы могут быть сведены к $\sim 10 \cdot e$ rms или менее.

Современные специализированные ПЗС матрицы при относительно низких температурах обладают разрешением приблизительно 10×10 мкм² и ниже. Световодные нити, применяемые в ПЗС камерах, имеют диаметр $(5-7)$ мкм. Следовательно пространственное разрешение регистрирующего устройства достигает значения, необходимого для данных целей.

Что касается люминофоров, то их эффективность η достигает значения 0,1 (величина, характеризующая эффективность выбивания электроном фотонов при условном равенстве их

энергий). Размер зерна специальных люминофоров не превышает (3–5) мкм. Общее количество фотонов, выбиваемых одним электроном можно оценить с помощью выражения

$$\lambda = \eta \cdot e \cdot V / \hbar \cdot \omega, \quad (7)$$

здесь V – ускоряющий потенциал, $\hbar \cdot \omega$ – энергия излучаемого фотона, где ω – частота выбиваемых электроном фотонов. При длине волны 0,6 мкм число фотонов достигает ~ 100. Эта величина вполне приемлема для качественного детектирования с помощью ПЗС – матрицы.

Следует заметить, что конец жгута световодов, соединяемого с регистрирующим устройством (в относительно теплой зоне), можно распустить на отдельные волокна с желаемым расстоянием между ними. Такая несложная операция позволит существенно повысить пространственную разрешающую способность регистрирующего устройства, а также позволит применить матрицу цифровой видеокамеры с большим размером пикселя и тем самым увеличить чувствительность.

Для повышения контрастности изображения в пространстве между ускоряющим электродом и холодным концом жгута может быть размещена микроканальная пластина (МКП) или пленка «на прострел».

Заключение

Таким образом, в работе анализируется регистрирующее устройство для квантового компьютера, выполненного на поверхностных электронах. Электроны локализованы над микроэлектродами под поверхностью жидкого гелия. Короткий отжимающий электрический потенциал заданной величины, вызывает квантовое туннелирование поверхностных электронов с их возбужденных состояний, которые возникают в результате выполнения квантовых вычислений компьютером.

Регистрирующее устройство определяет положения электронов в возбужденных состояниях кубитов. Энергия электронов туннелируемых с поверхности гелия и ускоренных электрическим полем преобразуется люминофором в световой поток. Светящиеся точки передаются в ПЗС матрицу посредством жгута световодов. Проведен анализ чувствительности и разрешающей способности данного устройства. По чувствительности и пространственному разрешению устройство соответствует необходимым требованиям регистрации отдельных электронов. Повышение пространственной разрешающей способности прибора может быть достигнуто разделением жгута световодов, находящегося в области ПЗС матрицы, на отдельные световоды.

Результаты данной работы могут быть использованы для построения измерительных устройств, регистрирующих положение и интенсивность туннелирующих частиц в различных экспериментальных исследованиях.

Список литературы: 1. Шикин В.Б., ЖЭТФ 58, 1748 (1970). 2. Ковдря Ю.З., Монарха Ю.П., ФНТ 12, 1011 (1986); Kovdrya Yu.Z. and Nikolaenko V.A. J. Low Temp. Phys. 1992. Vol. 18. P. 894. 3. Valkering M.C., Yagata H. and R.W. Van der Heijden, J. Low Temp. Phys. Vol. 18. P. 894. 4. Platzman P.M., Dykman M.I., Science 284 (1999). 1967. 5. Platzman P.M., Dykman M.I., Science 284 (1999). 1967. 6. Collin E., Bailey W., Fozzoni P., Glasson P., Harrabi K., Lea M.J., Parageorgiou G. 7. Монарха Ю.П., Ковдря Ю.З., ФНТ 8 (1982) 215; Карамушко В.И., Ковдря Ю.З., Менде Ф.Ф., Николаенко В.А., ФНТ 8 (1982) 219; Ковдря Ю.З., Менде Ф.Ф., Николаенко В.А., ФНТ 10, 1129 (1984). 8. Muharskii Yu., Lea M.J., <http://www.ph.rhbc.ac.uk/lowtemp/>. 9. Dahm A.J., Goodkind J.M., Kararurt I., and Pilla S., J. Low Temp. Phys. 126 (2002), 709. 10. Saville G.F., Goodkind J.M., and Platzman P.M., Phys. Rev. Lett. 70, 1517 (1993); Dykman M.I., Sharpee T., and Platzman P.M., Phys. Rev. Lett. 86, 2408 (2001). 11. Бунтарь В.А., Григорьев В.Н., Киричек О.И., Ковдря Ю.З., Монарха Ю.П., ФНТ 12, 796 (1984).

Физико-технический институт
низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины,
Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 05 06 2005

ДИФРАКЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ВОЛНОВОГО ПУЧКА НА ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ С ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДОЙ

В последнее время успешно развивается техника сверхширокополосных георадаров, предназначенных для импульсного зондирования грунта сверхкороткими электромагнитными импульсами, с целью выявления и идентификации подповерхностных объектов. Для обработки результатов измерений таких георадаров необходимо решение задачи дифракции импульсного волнового пучка на границе грунта. Необходимость учета ограниченности пучка обусловлена близостью антенны к поверхности грунта. Дополнительное осложнение вносит тот факт, что влажный грунт является дисперсной средой, которую можно описать в СВЧ диапазоне моделью с постоянной проводимостью. Итак, возникает задача дифракции импульсного волнового пучка на полупространстве с диспергирующей средой, которая рассмотрена в этой статье. Наличие дисперсии приводит к тому, что плоская импульсная волна после дифракции на полупространстве превращается в пучок из-за частотной зависимости угла преломления. Таким образом, использование методов частотной области в данном случае приводит к значительным сложностям.

В ряде статей были предложены алгоритмы решения подобной задачи с использованием разложения по гауссовым пучкам [1-3], однако эти методы пригодны только для небольших потерь в среде и требуют существенных вычислительных затрат для 3-х мерного случая. В то же время использование численных методов, таких как FDTD, ограничено небольшой окрестностью антенны из-за больших требований к компьютерной памяти и времени.

В рассматриваемом в этой статье подходе использован метод модового базиса, который основан на разложении полей по бесселевым модам [4] в поперечном направлении. Амплитуды этого разложения удовлетворяют уравнению Клейна-Гордона и описывают изменение формы импульса при распространении вдоль оси пучка [5, 6]. Этот метод позволяет получать непосредственно во временной области точное решение для рассматриваемой задачи дифракции в трехмерном случае для произвольных потерь в среде.

Постановка задачи

В плоскости апертуры антенны ($z = 0$) задано распределение токов $\vec{J}(x, y, t)$ (см. рис. 1). Апертура в свободном пространстве создает импульсный волновой пучок, который падает на плоскую границу полупространства, характеризующегося диэлектрической проницаемостью ϵ и проводимостью σ . Необходимо рассчитать компоненты полей над и под поверхностью в любой момент времени.

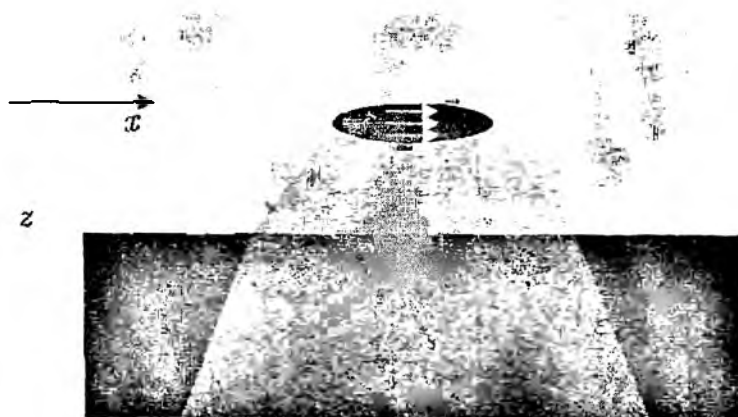


Рис. 1

Разложение полей по бesselевым модам

В рамках метода модового базиса [5, 6] электромагнитное поле представляется в виде разложения по собственным функциям свободного пространства в цилиндрической системе координат (бesselевым модам):

$$\psi_m(\vec{r}_\perp; \chi) = \frac{1}{\sqrt{\pi\chi}} J_m(\chi\rho) \begin{cases} \cos(m\varphi), & m \geq 0 \\ \sin(m\varphi), & m < 0 \end{cases} \quad (1)$$

Для ТЕ-волн разложение будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} H_z^{TE} &= (\mu_0\mu)^{-1/2} \sum_m \int_0^\infty h_m(z, t; \chi) \psi_m(\vec{r}_\perp; \chi) \chi^2 d\chi \\ \vec{H}^{TE} &= (\mu_0\mu)^{-1/2} \sum_m \int_0^\infty \partial_{ct} h_m(z, t; \chi) \nabla_\perp \psi_m(\vec{r}_\perp; \chi) d\chi \\ \vec{E}^{TE} &= (\varepsilon_0\varepsilon)^{-1/2} \sum_m \int_0^\infty \partial_{ct} h_m(z, t; \chi) [\vec{z}_0 \times \nabla_\perp \psi_m(\vec{r}_\perp; \chi)] d\chi \end{aligned} \quad (2)$$

Для ТМ-волн разложение выглядит подобным образом (см. [7]) только через продольную компоненту электрического поля.

Коэффициенты разложения полей $h_m(z, t; \chi)$ удовлетворяют уравнению Клейна-Гордона:

$$(\partial_{ct}^2 + \bar{\sigma}\partial_{ct} - \partial_z^2 + \chi^2)h_m(z, t; \chi) = j_m(t; \chi), \quad (3)$$

где в правой части стоит коэффициент разложения функции источников по бesselевым модам:

$$j_m(t; \chi) = \sqrt{\mu_0\mu} \int_S \vec{J}(\vec{r}_\perp, t) \cdot \nabla_\perp \psi_m(\vec{r}_\perp; \chi) dS, \quad (4)$$

и обозначено $\bar{\sigma} = \sigma\sqrt{\mu_0\mu/\varepsilon_0\varepsilon}$, $\partial_{ct} = \frac{1}{c}\partial/\partial t$, $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon\mu}$.

Решение уравнения (3) может быть представлено в виде свертки с оператором распространения следующим образом [8]:

$$\begin{aligned} h_m(z, t + z/c; \chi) &= Z_{z, \chi, c}^j(t) * j_m(t; \chi) \\ Z_{z, \chi, c}^j(t) &= 0.5c J_0(\bar{\omega}\sqrt{t^2 + 2tz/c}) e^{-\bar{\sigma}(\alpha+z)/2}, \quad \bar{\omega} = c\sqrt{\chi^2 - \bar{\sigma}^2/4} \end{aligned} \quad (5)$$

В формулах (2) поля представляются в виде интегралов по χ . При вычислениях эти интегралы заменяются квадратурными суммами, для которых в рассматриваемом случае удобно использовать гауссовы квадратуры для интервала $[0; \infty)$ с весом $\exp(-\chi^2)$. Соответствующие узлы и веса квадратурной формулы были рассчитаны по методу, изложенному в [9], веса w_j и узлы χ_j для 20-точечной формулы приведены в [10]. В результате интегралы по χ будут представлены следующими суммами:

$$\int_0^\infty h_m(z, t; \chi) \psi_m(\vec{r}_\perp; \chi) \chi^2 d\chi = \sum_j w_j h_m(z, t; \chi_j) \psi_m(\vec{r}_\perp; \chi_j) \chi_j^2 \quad (6)$$

Дифракция на полупространстве

Задача дифракции импульсной волны на границе диэлектрика в волноводе рассмотрена в [8], более общий случай был представлен в [11]. Решение для волнового лучка будет таким же, так как поля описываются тем же уравнением Клейна-Гордона, решение которого должно удовлетворять граничным условиям следующего вида (для ТЕ-волны):

$$\begin{cases} \vec{E}_I = \vec{E}_{II} \\ \vec{H}_I = \vec{H}_{II} \\ B_{zI} = B_{zII} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \partial_t h_m^I = \partial_t h_m^{II} \\ \partial_z h_m^I = \partial_z h_m^{II} \\ h_m^I = h_m^{II} \end{cases} \quad (7)$$

Решение ищется в виде операторов дифракции, которые связывают временную зависимость падающего поля с временной зависимостью нормальных производных отраженного и прошедшего полей на границе:

$$\partial_z h_r(L, t) = -R(t) * h_i(L, t) \quad \partial_z h_i(L, t) = T(t) * h_i(L, t) \quad (8)$$

где $L - z$ - координата поверхности полупространства.

Выражения для операторов дифракции были получены ранее в [7].

Общая схема решения

Таким образом, общая схема решения рассматриваемой задачи может быть представлена следующим образом:

1. Разложение токов на апертуре по бесселевым модам (определение $j_m(t; \chi)$ по формуле (4));
2. Вычисление полей на границе полупространства (при $z = L$) по формуле (5);
3. Вычисление на границе нормальных производных отраженного и прошедшего полей с помощью операторов дифракции по формулам (8);
4. Вычисление полей в верхнем полупространстве в виде суммы падающего поля, рассчитываемого по формуле (5) и отраженного поля, рассчитываемого на основе найденного на 3 шаге $\partial_z h_r(L, t)$ и оператора распространения для случая заданных начально-граничных условий Неймана (соответствующий оператор распространения равен $2Z'_{-z, \chi}(t)$). В нижнем полупространстве (в грунте) поля состоят только из прошедшего поля, вычисляемого по формуле (5), где вместо токов подставляется $2\partial_z h_i(L, t)$.
5. Вычислив таким образом модовые амплитуды для χ_i в требуемом сечении, можно рассчитать любую из компонент поля в этом сечении по формулам (2), (6).

Таким образом, модовая амплитуда полей в области над грунтом представится в виде

$$z < L: h(z, t; \chi_i) = h_i + h_r = Z'_{z, \chi, c_0} * j(\chi_i, t) * \delta(t - z/c_0) - 2 \cdot Z'_{L-z, \chi, c_0}(t) * R_{\chi_i}(t) * Z'_{L, \chi, c_0}(t) * j(\chi_i, t) * \delta(t - (2L - z)/c_0) \quad (9)$$

Под поверхностью модовые амплитуды рассчитываются следующим образом:

$$z > L: h(z, t; \chi_i) = h_t = 2 \cdot Z'_{-L, \chi, c}(t) * T_{\chi_i}(t) * Z'_{L, \chi, c_0}(t) * j(\chi_i, t) * \delta(t - L/c_0 - (z - L)/c) \quad (10)$$

здесь $\delta(t)$ - дельта функция, она введена для описания временной задержки распространения фронта импульса со скоростью c_0 в свободном пространстве и c - в грунте.

Численный пример

В качестве примера рассчитаем распространение импульсного волнового пучка, создаваемого гауссовым распределением линейно поляризованных токов на апертуре:

$$\vec{J}(z, t; \vec{r}_1) = \vec{x}_0 \delta(z) f(t) e^{(p/R)t^2} \quad (11)$$

Временную форму возбуждающего импульса $f(t)$ выберем в виде лягерровского импульса:

$$f(t) = t^2 (1 - t/3) e^{-t} \quad (12)$$

Конфигурация рассматриваемой структуры изображена на рис. 2.

Распределению токов (11) согласно (4) соответствует гауссов спектр по χ :

$$j_1(t; \chi) = \sqrt{\mu_0 \mu \pi \chi} R^2 \frac{1}{2} e^{-(\chi R/2)^2} f(t) \quad (13)$$

Для рассматриваемого случая линейно поляризованных токов используется только одна угловая гармоника (соответствующая $\cos(\varphi)$ в (1)). При расчетах брались параметры $R = 1$, $L = 10$, $\varepsilon = 9$, $\tilde{\sigma} = 0.01$, время нормировалось на R/c_0 .

На рис. 3 показана временная зависимость H_z на различных расстояниях от апертуры при $L=2$, $\bar{\sigma}=0,01$.

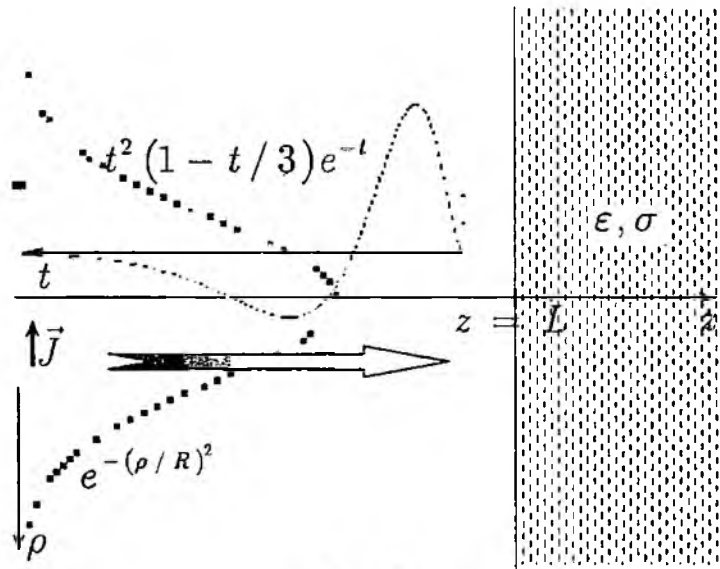


Рис. 2

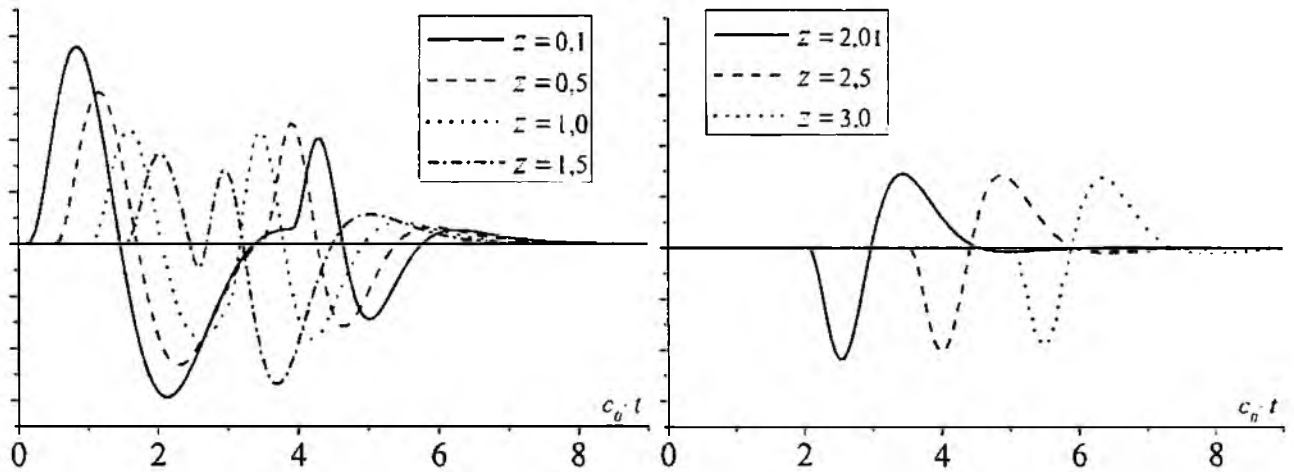


Рис. 3

На рис. 4 показана временная зависимость H_z на различных расстояниях от апертуры при $L=4$, $\bar{\sigma}=0,1$.

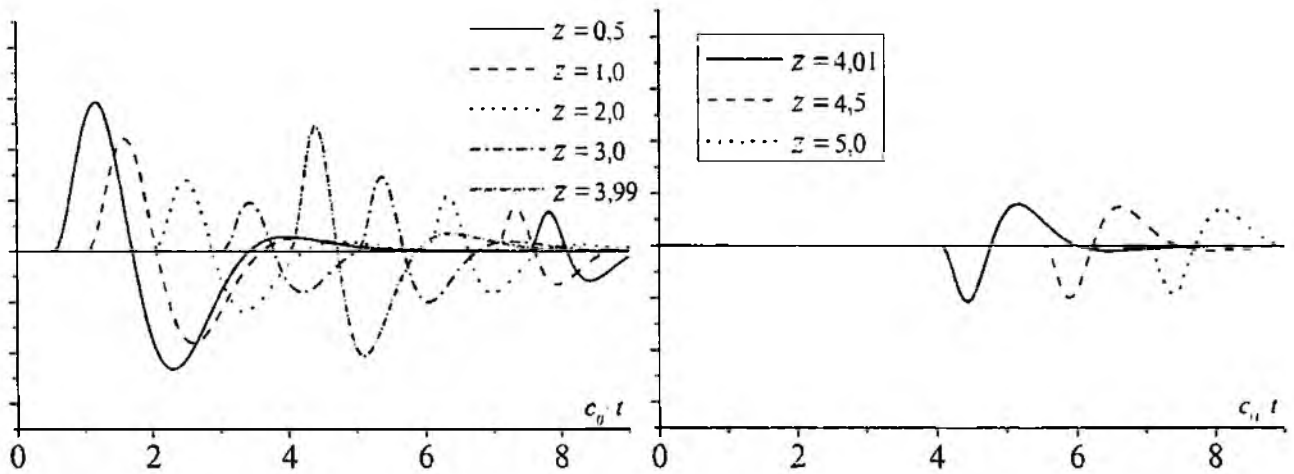


Рис. 4

Выводы

Таким образом, в статье разработан точный численно-аналитический метод, позволяющий рассчитывать дифракцию трехмерных импульсных волновых пучков на дисперсном диэлектрическом полупространстве. Этот метод может быть применен и для расчета дифракции на слоистой среде, используя метод вычисления матриц рассеяния во временной области для сложных структур, описанный в [12]. Кроме того, он может быть объединен с более универсальным численным методом FDTD таким образом, что с помощью FDTD будут рассчитываться поля в окрестности антенны, затем они будут раскладываться по бесселевым модам. Задача распространения и проникновения сигнала в грунт будет решаться предложенным методом. Дальнейшее взаимодействие полей со сложным подповерхностным объектом будет снова решаться с помощью FDTD, при этом рассчитанные аналитически падающие поля будут вводиться в область вычисления FDTD с помощью известного метода TF/SF [13]. Такой метод позволит объединить преимущества FDTD по возможности моделирования сложных структур антенн и объектов рассеяния с возможностями предложенного метода точно рассчитывать распространение полей на существенном расстоянии между антенной и подповерхностным объектом. Пример такой гибридизации для волноводов приведен в [14].

Список литературы: 1. *V. Galdi, L. B. Felsen, and D. A. Castañon*, Narrow-waisted Gaussian beam discretization for short-pulse radiation from one-dimensional large apertures // *IEEE Trans. AP*, 2001. Vol. 49. P. 1322-1332. 2. *V. Galdi and L. B. Felsen*. Two-dimensional pulsed propagation from extended planar aperture field distributions through a planar dielectric layer via quasi-ray Gaussian beams // *IEEE Trans. AP*, 2003. Vol. 51. P. 1549-1558. 3. *V. Galdi, L. B. Felsen, and D. A. Castañon*, Time-domain radiation from large two-dimensional apertures via narrow-waisted Gaussian beams // *IEEE Trans. AP*, 2003. Vol. 51. P. 78-88. 4. *Durnin J., Miceli J.J. jr., Eberly J.H.* Diffraction-free beams // *Physical Review Letters*, 1987. V.58, N15. P. 1499-1501. 5. *Третьяков О.А., Думин А.Н.* Излучение нестационарных электромагнитных полей плоским излучателем // *Электромагнитные волны & электронные системы*, 1998. Т.3, №1. С. 12-22. 6. *Tretyakov O.A.* The Evolutionary Approach to Analytical Study of Electromagnetic Phenomena in the Time Domain // 2001 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory, Victoria, Canada, May 13-17, 2001. 7. *Butrym A. Yu., Zheng Yu, Dumin A. N., Tretyakov O. A.* Transient wave beam diffraction by lossy dielectric half space // *Proceedings of the 10th International conference on "Mathematical Methods in Electromagnetic Theory" (MMET'04)*, September 14-17, 2004, Dnipropetrovsk, Ukraine, P. 345-347. 8. *Butrym A. Yu., Zheng Y., Tretyakov O.A.* Transient Diffraction on a Permittivity Step in a Waveguide: Closed-Form Solution in Time Domain // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 2004. Vol. 18, No. 7. P. 861-876. 9. *Numerical recipes in C: the art of scientific computing / William H. Press et al.* 2nd ed. Cambridge: Cambridge university Press, 1992. 994 p. 10. *Джин Юн, Бутрым А.Ю.* Анализ в ближней зоне поля импульсного волнового пучка, создаваемого гауссовым распределением линейно поляризованных токов на плоскости. // *Сборник научных трудов по материалам 2-ого Междунар. Радиоэлектронного Форума "Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития"*. МРФ-2005. Украина, Харьков, 19-23 сентября 2005 г. Т. 5. С.47-50. 11. *Джин Юн, Бутрым А.Ю., Третьяков О.А.* Дифракция импульсной волны на границе раздела магнитодieleктриков в волноводе // *Вісник ХНУ. Радіофізика та електроніка*. 2004. № 622. Вип. 1. С. 51-54. 12. *Сиренко Ю.К.* Моделирование и анализ переходных процессов в открытых периодических, волноводных и компактных резонаторах. Харьков: «ЭДЕНА», 2003. 363 с. 13. *Taflov A., Hagness S. C.* *Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. 2nd edition / Norwood (MA, USA): Artech House, 2000. 852 p. 14. *Gaetano Marrocco and Fernando Bardati*. Broad-Band Horn-Antenna Launcher Modeling by FDTD and Generalized Scattering Matrix Methods // *IEEE Trans. AP*, 2002. Vol. 50, No. 12. P. 1688 - 1696.

Харьковский национальный
университет имени В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 10.10.2005

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКТОРА ЗАМЕЧАЕМОСТИ**Введение**

Наблюдения метеоров любым из наземных методов являются косвенными, то есть информацию о физических и динамических параметрах метеорных тел (метеороидов) получают путем обработки сигналов (оптических, телевизионных, радиолокационных и др.), являющихся результатом взаимодействия метеороидов с атмосферой Земли. Очевидно, что при этом доступны наблюдениям только те метеоры, метеороиды которых движутся по орбитам, пересекающимся с орбитой Земли. Но и для них различия в условиях встречи с Землей обуславливают резкое отличие наблюдаемых свойств метеоров.

Отличие видимых распределений динамических параметров метеороидов в атмосфере Земли от истинных распределений в околоземном и, тем более, в межпланетном пространстве определяется, по крайней мере, тремя факторами: во-первых, движение и притяжение Земли определяют вероятность встречи метеорных тел с Землей от параметров орбит, по которым они движутся, – астрономический фактор селекции. Во-вторых, характер наблюдений определяет вероятность регистрации метеорных тел с различными координатами радианта – геометрический фактор селекции. В-третьих, различная геоцентрическая скорость, с которой метеорные тела влетают в земную атмосферу, определяет вероятность регистрации наземными методами наблюдения метеорного тела с данной скоростью – физический фактор селекции.

Из всех факторов селективности, перечисленных выше, наиболее важным при радиолокационных наблюдениях является физический. Важность физического фактора селективности (замечаемости) радиометеоров определяется тем, что она характеризует не только сам метеорный след в атмосфере Земли, но и сигнал, отраженный от этого следа.

Теория физического фактора замечаемости была впервые разработана исследователями известной во всем мире школы проф. Б.Л. Кашеева еще в 70-х годах прошлого века [1]. Полученные ими оценки физического фактора используются исследователями метеоров до настоящего времени. Однако эти оценки по объективным причинам (первая из них – отсутствие достаточно мощных ЭВМ) сложно адаптировать к конкретной радиолокационной системе (со своей чувствительностью, длиной волны и т.д.). Другая причина – отсутствие в то время целого ряда адекватных моделей как атмосферы на метеорных высотах, так и сигналов, отраженных от ионизированного следа. Это и потребовало разработки алгоритма и программы расчета физического фактора для современных систем с любыми параметрами.

Постановка задачи и метод решения

Зависимость вероятности обнаружения радиометеоров от геоцентрической скорости v породивших их метеороидов является многопараметрической функцией. В качестве параметров здесь выступает несколько неслучайных функций. Во-первых, это зависимость коэффициента ионизации $\beta(v)$ в метеорном следе от скорости метеорного тела, породившего его. Во-вторых, зависимость начального радиуса $r_0(v, H, h)$ ионизированного метеорного следа от скорости метеора и высоты приведенной атмосферы H на данной высоте h . В-третьих, зависимость линейной электронной концентрации электронов α вдоль следа радиометеора от его плотности δ , массы M_0 , скорости v , зенитного расстояния радианта z и длины волны РЛС λ . К сожалению, в настоящее время существует по несколько (3 – 5) используемых различными исследователями, причем в различных комбинациях, моделей каждой из перечисленных и введенных ниже зависимостей. Поэтому, одной из задач, которые мы решали,

было выбрать те модели и их комбинации, которые наилучшим образом соответствуют реальности.

Физический фактор замечаемости определяется выражением [1]

$$P_{\Phi} = \frac{1}{l_0} \int_0^{\infty} l(\alpha_{\Phi}^{\min}) \frac{n_0}{M_0^s} dM_0, \quad (1)$$

где l_0 – некоторая средняя длина метеорных следов; $l(\alpha_{\Phi}^{\min})$ – длина участка метеорного следа, на котором эффективная электронная плотность больше α_{Φ}^{\min} (минимального значения электронной плотности, при котором могут быть обнаружены следы данной РЛС в направлении максимального излучения); n_0 и s – константы в дифференциальном распределении масс метеорных тел.

Эффективная линейная электронная плотность α_{Φ} рассчитывается по формуле [1]

$$\alpha_{\Phi} = \alpha(\delta, M_0, \nu, z, \lambda) \frac{1 - \exp\left(-8\sqrt{2}\pi^2 D \sqrt{R \cdot \nu^{-2} \cdot \lambda^{-3}}\right)}{8\sqrt{2}\pi^2 D \sqrt{R \cdot \nu^{-2} \cdot \lambda^{-3}}} \exp\left[-\left(\frac{2\pi r_0}{\lambda}\right)^2\right] \quad (2)$$

где R – наклонная дальность от РЛС до точки зеркального отражения на следе; D – коэффициент амбиполярной диффузии.

В СССР сложились две большие школы по изучению распределения метеорного вещества в атмосфере и Солнечной системе. Представители каждой из школ разработали свою теоретическую модель линейной электронной плотности вдоль метеорного следа. Кратко остановимся на этих моделях.

Электронная плотность α по Лебединцу [1] определяется выражением

$$\alpha = \beta(\nu) \sqrt[3]{\nu^2 M_0^2 \delta^{-2}} \frac{\rho \Lambda A}{2\mu m_H Q} \left(1 - \frac{1}{6} \frac{\rho \Lambda A H \sqrt[3]{\nu^2}}{Q M_0 \cos(z) \sqrt[3]{M_0 \delta^2}}\right)^2, \quad (3)$$

где ρ – плотность атмосферы на высоте h ; Λ – коэффициент теплопередачи; A – коэффициент формы; μ – средний атомный вес метеорного вещества; m_H – масса атома водорода; Q – энергия испарения 1 г метеорного вещества.

В выражениях (2) и (3) все параметры задаются в единицах СИ.

Электронная плотность по Костылеву [2] определяется следующим образом. Во-первых, находим давление атмосферы P_{\max} в точке максимума электронной плотности:

$$P_{\max} = 1.131 \cdot 10^3 (\nu)^{-2.15} (M_0 \delta^2)^{0.28} (\cos(z))^\gamma, \quad (4)$$

где

$$\gamma = 0.3094 + 0.037 \ln(M_0 \delta^2) + 0.112 \ln(\nu). \quad (5)$$

Линейная электронная плотность в следе

$$\alpha = 27.7264 \frac{\beta(\nu) (\cos(z))^{0.88}}{\mu_m H \cdot 10^5} (e^{\Delta l} - e^{-\Delta l}) (1 - e^{2.75 - \Delta l})^2, \quad (6.1)$$

$$\zeta = \exp \left(-0.7685 (\cos(z))^{Y-1} v^{-2.15} (M_0 \delta^2)^{-0.05} e^{-0.01 \Delta t (v-40)} \right). \quad (6.2)$$

В выражении (6) μ_m – средняя масса молекулы испарившегося вещества. $\Delta t = \frac{h_{\max} - h}{H} + 1.697$ – нормированная высота с началом отсчета на высоте, соответствующей концу ионизированного следа. Высота максимума ионизации h_{\max} определяется по таблицам [3, 4] с учетом (5).

В выражениях (5) и (6) параметры μ_m и M_0 задаются в граммах; v – в километрах в секунду; δ – в граммах на сантиметр кубический; высоты H , h_{\max} и h – в километрах.

Для того чтобы оказалось возможным произвести расчеты по физическому фактору замечаемости, необходимо принять определенную модель метеорной зоны ионосферы (70–110 км). Под данной моделью следует понимать принятую для расчетов совокупности зависимостей приведенной высоты однородной атмосферы, коэффициента амбиполярной диффузии, начального радиуса и коэффициента ионизации.

После многолетних дискуссий диапазон возможных моделей коэффициента ионизации и начального радиуса метеорного следа значительно сузился. В качестве “крайних видов” таких зависимостей могут быть приняты модели Baggaley [4] и Тохтасьева [7] для $\beta(v)$, а также модели Костылева [2] и Baggaley [4] для $r_0(v, H, h)$. В табл. 1 представлены некоторые зависимости коэффициента ионизации и начального радиуса.

Таблица 1

Источник	Выражение	Источник	Выражение
[3]	$\beta = 3.0893 \cdot 10^{-6} (v - 8.13)^3$	[2]	$r_0 = 0.024 v e^{\frac{h-95}{H}}$
[4]	$\beta = 5.4955 \cdot 10^{-7} v^{3.42}$	[7]	$r_0 = 0.109 v^{0.65} e^{\frac{h-95}{H}}$
[6]	$\beta = 8.6 \cdot 10^{-2} (0.0215v)^n$, $n = 2.7 + 4.07 \exp(-0.035v)$	[4]	$r_0 = 0.074 v^{0.57} e^{0.45 \frac{h-95}{H}}$
[8]	$\beta = 8.4 \cdot 10^{-7} (v - 8.8)^{3.5}$	[9]	$r_0 = 0.052 v^{0.8} e^{0.66 \frac{h-95}{H}}$

На рис. 1 приведены графики зависимостей $\beta(v)$, представленных в табл. 1. Зависимость 1 – рекомендована Всесоюзным рабочим совещанием по проблеме избирательности радионаблюдений метеоров (г. Обнинск, 1982). Зависимость 2 – математическое моделирование распределений наблюдаемых метеоров на комплексе МАРС. Зависимость 3 получена Тохтасьевым путем усреднения экспериментальных зависимостей Быдина и Бухтева [8]. Зависимость 4 принята Baggaley в работе по обработке результатов радионаблюдений метеоров на комплексе AMOR [4]. На рис. 2 приведены графики зависимостей начального радиуса, представленные в табл. 1. Функция высоты

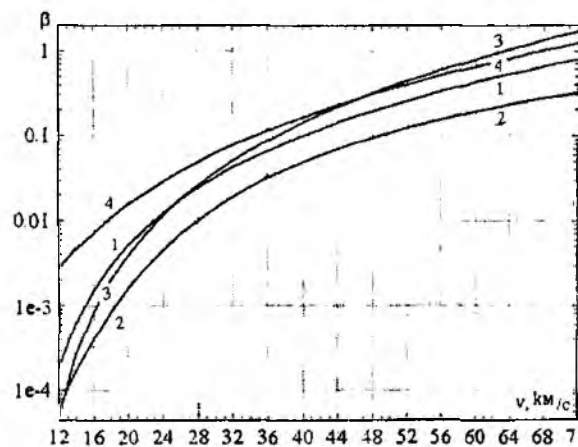


Рис. 1

приведенной атмосферы H в расчетах была взята из [3]. Зависимость 1 – рекомендована Всесоюзным рабочим совещанием по проблеме избирательности радионаблюдений метеоров (г. Обнинск, 1982). Зависимость 2 принята Baggaley в работе по обработке результатов радионаблюдений метеоров на комплексе AMOR. Зависимость 3 – получена Лебединцом при математическом моделировании начального радиуса метеорного следа от скорости и высоты “отражающей точки”. Зависимость 4 – принята Костылевым при моделировании метеорного распространения радиоволн.

начальный радиус ионизированного метеорного следа r_0 , м

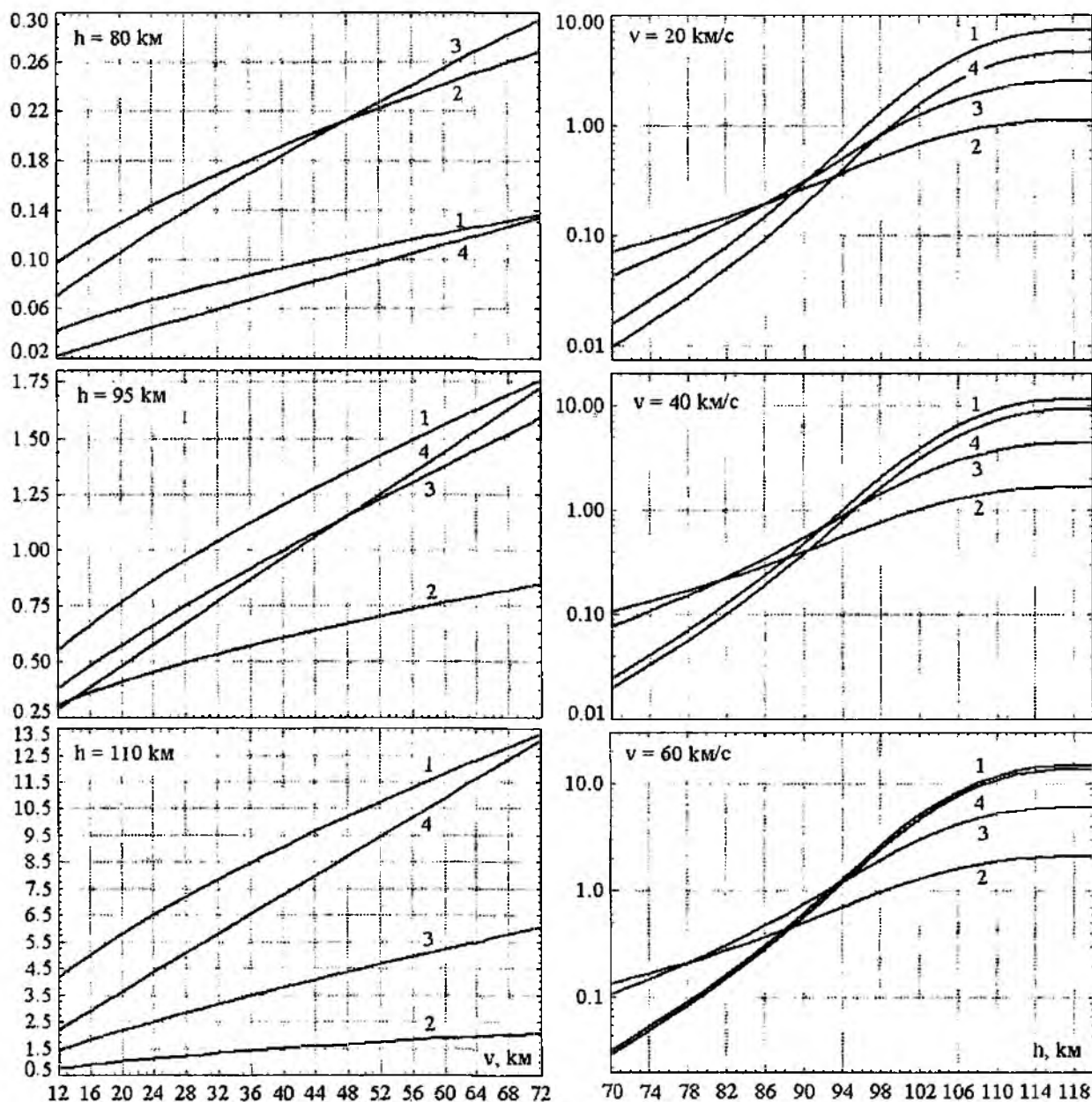


Рис. 2

Имеющиеся в литературе зависимости высоты приведенной атмосферы и коэффициента амбиполярной диффузии от высоты расходятся не так сильно, как выше указанные модели начального радиуса. В табл. 2 приведены основные модели H и D , а на рис. 3 – рассчитанные графики представленных моделей.

Таблица 2

Источник	Выражение
[3]	$H = -40.1801 + 1.8942h - 0.025h^2 + 0.0001065h^3$
[4]	$H = 46.8273 - 0.95h + 0.0055h^2$
[7]	$H = 58.3880 - 1.1630h + 0.0064h^2$
[4]	$D = \exp(0.108h - 7.842)$
[5]	$D = 2.1519 \cdot 10^{-7} \exp(0.1835h)$
[7]	$D = \exp(-9.1840 + 0.0555h + 0.0007h^2)$
[9]	$D = 3.7 \exp(-14.1975 + 0.1543h)$

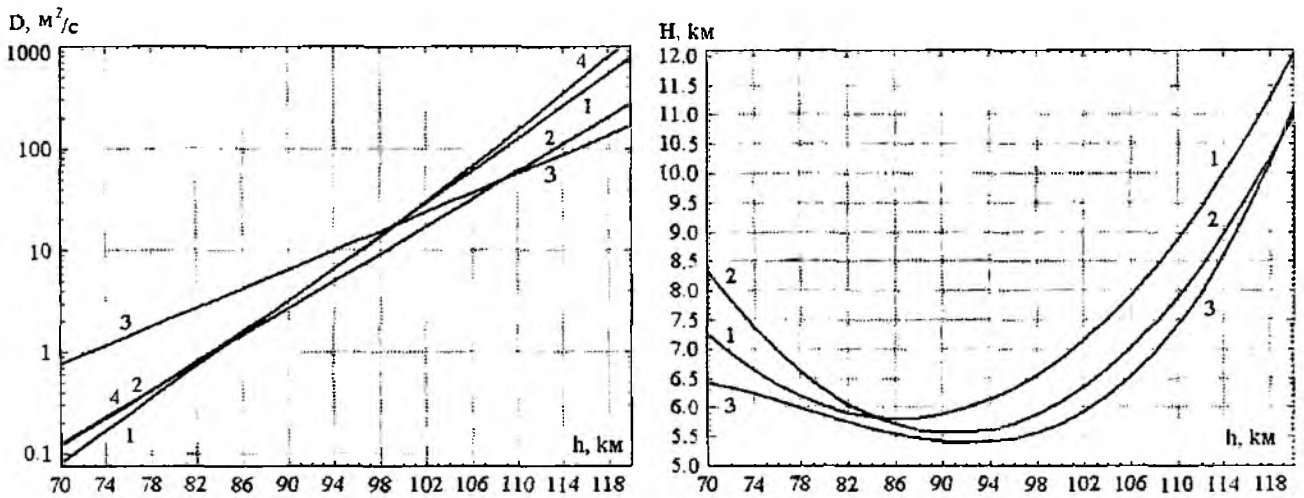


Рис. 3

Сравнительный анализ моделей линейной электронной плотности

Согласно (1) для получения оценок физического фактора тех моделей, которые мы рассмотрели выше, недостаточно. Принципиальную роль здесь играет ионизационная кривая метеорного следа α . Как отмечено выше, две модели этой важнейшей характеристики были практически одновременно и независимо получены в Харькове [1] – формула (3) и Казани [2] – формула (6).

Получим таблицу высот максимумов ионизации, собственно значений максимальной электронной плотности в функции массы и скорости метеорного тела. В расчетах плотность метеорных тел δ была принята равной 3400 кг/м^3 ; коэффициент теплопередачи Λ равным единице; коэффициент формы A равным 1.2; средний атомный вес метеорного вещества μ равным 55.85; средняя масса молекулы испарившегося вещества μ_m равной $9.3 \cdot 10^{-26} \text{ кг}$; энергия испарения 1 г метеорного вещества Q равной 8 Дж/кг; зенитное расстояние z равным $\frac{2}{3}$. Плотность атмосферы определялась выражением $\rho = 1.405 \cdot 10^{-6} e^{\frac{95-h}{H}} \text{ кг/м}^3$ (здесь

высоты h и H в километрах). Длина волны РЛС была принята 9.646 м, что соответствует рабочей длине волны комплекса МАРС.

Далее все расчеты линейной электронной плотности будут выполняться для этих же значений входных параметров.

Рассчитаем зависимости средней длины метеорных следов от скорости в диапазоне масс метеорных тел был принят $10^{-9} \div 10^{-4}$ кг для моделей электронной плотности по Лебединцу (3) и по Костылеву (6).

Результаты расчетов приведены в табл. 3.

Таблица 3

$v = 15$ км/с								
M_0 , кг			10^{-9}	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
h_{\max} , км	Модель	(3)	93.8	89.4	85.1	80.7	75.5	69.1
		(6)	87.6	83.5	79.5	75.5	71.4	67.4
α_{\max} , $\times 10^{12}$ эл/м		(3)	0.00054	0.0054	0.055	0.53	4.8	40
		(6)	0.0019	0.02	0.21	2.1	22	200
$v = 30$ км/с								
M_0 , кг			10^{-9}	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
h_{\max} , км	Модель	(3)	104.8	98.1	92.9	88.5	84.1	79.6
		(6)	96.9	92.9	88.8	84.8	80.8	76.7
α_{\max} , $\times 10^{12}$ эл/м		(3)	0.013	0.16	1.7	17	180	1700
		(6)	0.035	0.36	3.6	35	340	3300
$v = 50$ км/с								
M_0 , кг			10^{-9}	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
h_{\max} , км	Модель	(3)	115.5	107.1	100.3	94.7	89.9	85.9
		(6)	103.8	99.7	95.7	91.7	87.6	83.6
α_{\max} , $\times 10^{12}$ эл/м		(3)	0.017	0.8	10	120	1200	12000
		(6)	0.28	3	32	320	3200	30000
$v = 70$ км/с								
M_0 , кг			10^{-9}	10^{-8}	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
h_{\max} , км	Модель	(3)	121.3	115.0	106.7	99.2	94.0	89.5
		(6)	108.3	104.3	100.2	96.2	92.2	88.1
α_{\max} , $\times 10^{12}$ эл/м		(3)	0.08	0.85	27	340	3800	39000
		(6)	0.8	9.1	98	1000	10000	100000

Как видно из табл. 3, обе модели довольно хорошо сходятся. Однако наблюдается несколько существенных различий: высота максимума ионизации для модели Костылева в среднем на 4 км выше, чем для модели Лебединца для всех значений масс и скоростей метеорных тел. Кроме того, электронная плотность для модели (6) больше электронной плотности для модели (3) в $2 \div 10$ раз. Данное различие, на наш взгляд, объясняется принятой в модели (6) более сильной зависимостью линейной электронной плотности от эффекта торможения метеорной частицы.

Теперь можно, выбрав какие-то конкретные модели из тех, что были рассмотрены выше, численным интегрированием в соответствии с (1) рассчитать физический фактор замечаемости. Сделаем это для системы МАРС, но сначала сформулируем алгоритм вычисления физического фактора:

1. Задаем значением скорости v , моделями β , H , D и r_0 , по выражениям (2) и (6) вычисляем трехмерный вектор, где каждому значению высоты (от 70 до 110 км) и каждому

значению массы метеорного тела (от 0.1 мкг до 10 г) соответствует значение эффективной электронной плотности.

2. На основе вычисленного в пункте 1 вектора эффективной электронной плотности определяем вектор длин следов, образованных метеорными телами.

3. По выражению (1) определяем вектор произведений длин следов и значений дифференциального распределения по массам.

4. Используя метод Ньютона – Котеса, определяем численным методом значение интеграла (1) для данного значения скорости v .

5. Определяем значение физического фактора замечаемости для всего диапазона значений скоростей метеорных тел.

6. Нормируем значения физического фактора таким образом, чтобы значение P_{ϕ} при скорости $v = 40$ км/с было равным единице.

Расчет физического фактора замечаемости комплекса МАРС

Физический фактор замечаемости был рассчитан для 5 порогов эффективной электронной плотности. Коэффициент s в выражении дифференциального распределения по массам был принят равным 2.2. В табл. 4 приведены используемые для расчетов параметры комплекса МАРС и расчетные модели коэффициента ионизации, высоты приведенной атмосферы, коэффициента амбиполярной диффузии и начального радиуса.

Таблица 4

Порог α_{ϕ}^{\min} , эл/м	$5 \cdot 10^{10}, 10^{11}, 5 \cdot 10^{11}, 10^{12}, 5 \cdot 10^{12}$
Коэффициент ионизации	$\beta = 3.0893 \cdot 10^{-6} (v - 8.13)^3$
Приведенная высота	$H = 46.8273 - 0.95h + 0.0055h^2$ км
Коэффициент диффузии	$D = \exp(0.108h - 7.842)$ м ² /с
Начальный радиус	$0.109v^{0.65} \exp\left(\frac{h-95}{H}\right)$ м

На рис. 4, а, б приведены рассчитанные и пронормированные для значения скорости $v = 40$ км/с зависимости физического фактора замечаемости комплекса МАРС для определения электронной плотности по Лебединцу (3) и Костылеву (6) соответственно. На рисунках кривая 1 соответствует порогу $5 \cdot 10^{10}$ эл/м, 2 – 10^{11} эл/м, 3 – $5 \cdot 10^{11}$ эл/м, 4 – 10^{12} эл/м и 5 – $5 \cdot 10^{12}$ эл/м. Приведенные на рис. 4 зависимости хорошо согласуются с кривыми из [1]: лучше всего замечаются метеоры со скоростями 20 ÷ 40 км/с. При уменьшении порога чувствительности РЛС (увеличении значения α_{ϕ}^{\min}) максимум замечаемости радиометеоров смещается в сторону больших скоростей. Плохая замечаемость медленных метеоров связана с малыми значениями коэффициента ионизации при малых скоростях (см. рис. 1). В случае быстрых метеоров возрастают начальные радиусы ионизированных метеорных следов, что приводит к уменьшению амплитуд сигналов, рассеянных метеорными следами. Данный эффект объясняется умножением (аналогично эффективной электронной плотности) мощности рассеянного следом сигнала на множитель ослабления K :

$$K = \left[\frac{1 - \exp\left(-8\sqrt{2}\pi^2 D \sqrt{R \cdot v^{-2} \cdot \lambda^{-3}}\right)}{8\sqrt{2}\pi^2 D \sqrt{R \cdot v^{-2} \cdot \lambda^{-3}}} \exp\left(-4\pi^2 r_0^2 \lambda^{-2}\right) \right]^2. \quad (7)$$

Увеличение чувствительности РЛС позволяет регистрировать более мелкие метеорные тела, которые испаряются на больших высотах и следы которых имеют большие начальные радиусы, что, в свою очередь, приводит к ухудшению замечаемости быстрых метеоров. Последнее утверждение полностью согласуется с полученными зависимостями. Кроме того, влияние начального радиуса и диффузии приводит к уменьшению длины участка следа, на котором эффективная линейная электронная концентрация превышает пороговое значение. Согласно (1) это приводит к уменьшению фактора замечаемости.

Можно отметить, что использование моделей (4) или (6) не приводит к качественным изменениям оценок физического фактора, хотя некоторые количественные отличия имеют место, особенно при высокой чувствительности РЛС (зависимость 1). Четко проявляется подобие этих кривых, а это свидетельствует о том, что при весовой обработке "видимых" распределений с целью получить "истинные", когда в качестве веса используется величина $1/P_{\phi}$, после

нормировки получим весьма близкие распределения и в одном, и в другом случае.

Выводы

Отсутствие качественных отличий в кривых физического фактора замечаемости для моделей (3) и (6), а также рассчитанные по ним значения линейной электронной плотности (см. табл. 3) позволяют сделать вывод о высокой правдоподобности полученных результатов. Разработанная нами методика расчета физического фактора селективности может быть с успехом использована в дальнейшем при обработке данных, полученных при радиолокационных наблюдениях метеоров.

Список литературы: 1. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука. 1967. 260 с. 2. *Костылев К.В.* Астрономические основы метеорной радиосвязи. Казань: Изд-во КГУ. 1970. 142 с. 3. *ГОСТ 4401-73* Стандартная атмосфера. 4. *Baggaley W.J.* The meteoroid orbital distribution at 1 au determined by AMOR // *ACM* 2002. p. 225-229. 5. *Белькович О.И.* Статистическая теория радиолокации метеоров. Казань: Изд-во КГУ. 1971. 104 с. 6. *Волощук Ю.И., Хопови И.П.* Моделирование притока метеорного вещества по радиолокационным наблюдениям // *Радиотехника*. вып. 43. Харьков: Вища школа. 1977. С. 3-7. 7. *Ткачук А.А.* Влияние селективности радионаблюдений на распределение скоростей метеоров. // *Метеорные исследования*. вып. 7. М.: Радио и связь 1971. С. 28-36. 8. *Тохтасьев В.С.* Зависимость коэффициента ионизации от скорости // *Известия Астрономической энгельгардтовской обсерватории*. 1976. вып. 41-42. С. 228-230. 9. *Лебединец В.Н., Соснова А.К.* Расчет метеорных радиоэхо от следов переходного типа // *Труды ИПГ*. 1969. вып. 15. С.228-244.

Харьковский национальный университет
радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 08.11.2005

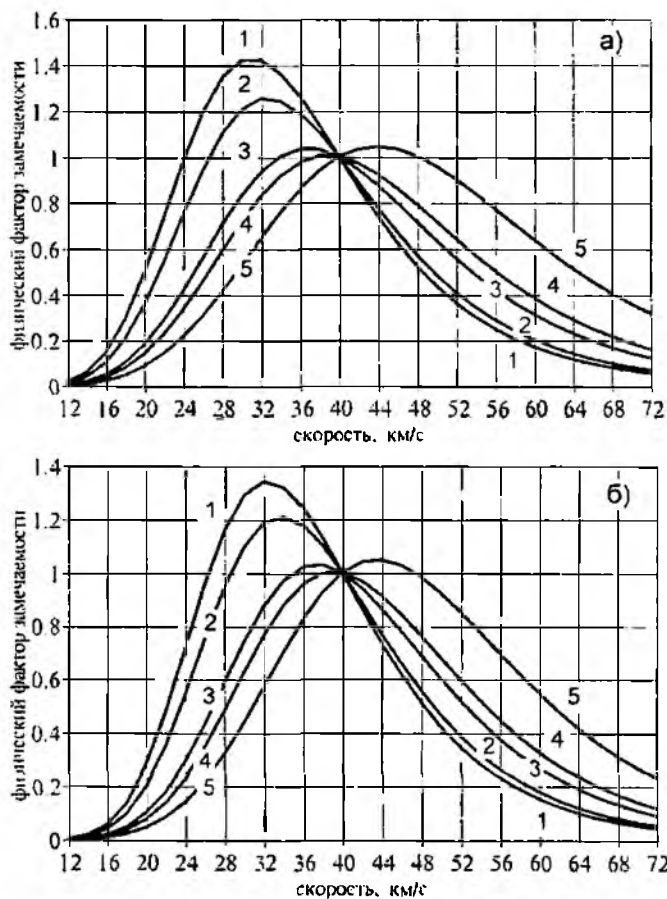


Рис. 4

Рецензия на учебное пособие Л.Ф. ЧЕРНОГОР «НЕЛИНЕЙНАЯ РАДИОФИЗИКА»

(Учебное пособие для вузов. Харьков: ХНУ им. В.Н. Каразина, 2004. 200 с.)

Книга Л.Ф. Черногора «Нелинейная радиофизика» является учебным пособием для ВУЗов, занимающихся подготовкой специалистов в области физики, радиофизики, электроники, радиотехники. Учебное пособие не имеет аналогов в отечественной и зарубежной учебной литературе. Уникальность издания состоит в том, что автор изначально проводит основную идею – создать у обучающихся адекватное представление об окружающем мире. Наш мир – нелинеен, все процессы, происходящие в нем, описываются нелинейными уравнениями, а традиционная, принятая в большинстве естественных, точных наук аппроксимация линейными зависимостями обусловлена ограниченностью наших возможностей. Задача, стоявшая перед автором, усложнялась тем, что ему пришлось ломать сложившиеся представления о том, что последовательность изложения учебного материала должна повторять историю развития науки. Необходимость такого коренного пересмотра взглядов вызвана чрезвычайно быстрым развитием радиофизики за последние десятилетия. Как нам кажется, с поставленной задачей автор успешно справился. Рассматривая широкий круг основных разделов радиофизики, Л.Ф. Черногор убедительно показывает, что нелинейные явления не исключение, а закономерность, что линейная радиофизика это лишь частный случай нелинейной радиофизики, что нелинейные явления гораздо богаче и разнообразнее, чем явления, описываемые линейными теориями.

Несмотря на ограниченный объем учебника, в нем достаточно полно изложены причины возникновения и основные особенности нелинейных явлений в разнообразных областях радиофизики – электродинамике, квантовой радиофизике, физике плазмы и т.д. Следует отметить заключительную главу пособия, посвященную актуальным проблемам нелинейной радиофизики. Особенность ее заключается в том, что на примере явлений динамического хаоса и возникновения самоорганизации в хаосе, автор убедительно показывает, что данные нелинейные явления наблюдаются и в микро- и в макро- и в мегамире, т.е. наш мир – нелинейный мир.

Наряду с общей структурой учебного пособия удачно выбрана и структура его глав, что особенно важно с педагогической точки зрения. Каждая из них содержит историю вопроса, сущность того или иного нелинейного явления, его практическое использование. Последнее имеет особую ценность, так как позволяет использовать данное пособие не только при подготовке радиофизиков, но и при подготовке специалистов в области прикладных наук, например радиотехники, электроники. В частности, на кафедре основ радиотехники ХНУРЕ, в курсе «САПР радиотехнических устройств» в 2004-2005 учебном году при изучении раздела «Моделирование нелинейных РТУ» были использованы материалы пособия о нелинейных явлениях в электродинамике (методы нелинейной электродинамики) и физике плазмы (особенности нелинейных явлений в полупроводниках).

В целом считаем, что учебное пособие Л.Ф. Черногора заслуживает выдвижения на Государственную премию Украины в области науки и техники.

*А. И. Лучанинов, профессор кафедры ОРТ ХНУРЭ,
доктор физ.-мат наук*

*А. Ю. Панченко, доцент кафедры МЭПУ ХНУРЭ,
кандидат физ.-мат наук*

УДК 621.375.9

Входной модуль с параметрическим усилением сигнала миллиметрового диапазона длин волн / О.Н. Сухоручко, О.И. Белоус, А.И. Фисун // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 5-7.

Рассмотрены вопросы разработки параметрического усилителя и квазиоптического генератора накачки, предназначенных для применения во входных цепях систем связи и навигации коротковолновой части миллиметрового диапазона. В диапазоне 60-65 ГГц получен коэффициент усиления не менее 16 дБ в полосе частот 1 ГГц по уровню -3 дБ. Температура шумов не превышает 550К при использовании квазиоптического ЛПД-генератора накачки. Показано, что данная схема входного модуля перспективна при разработке входных трактов до частот около 100 ГГц.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.375.9

Вхідний модуль з параметричним підсиленням сигналу міліметрового діапазону довжин хвиль / О.М. Сухоручко, О.І. Білоус, А.І. Фісун // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 5-7.

Розглянуто питання розробки параметричного підсилювача та квазіоптичного генератора накачки, призначених для застосування у входних трактах систем зв'язку та навігації короткохвильової частини міліметрового діапазону. В діапазоні 60-65 ГГц одержано коефіцієнт підсилення не менше 16 дБ у смузі частот 1 ГГц на рівні -3 дБ. Температура шуму не перевищує 550К при використанні квазіоптичного ЛПД-генератора накачки. Показана перспективність використання даної схеми до частот 100 ГГц.

Ил. 4. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.375.9

Millimeter wave input module / O.N. Sukhoruchko, O.I. Belous, A.I. Fisun // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 5-7.

The problems of development of the parametrical amplifier and quasioptical pumping generator, designed for applications in the communication systems input circuits and for the navigation in the submillimeter band, have been described. In the 60-65 GHz band the amplifier coefficient was not less than 16 dB in the 1 GHz frequency band on the -3dB level. The noise temperature was not higher than 550K while using the quasioptical pumping IMPATT-generator. It has been shown that the given scheme of the amplifier is promising while developing the input circuits for the frequencies that are less than 100 GHz.

4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.385.6

Влияние нагревания резонаторной системы на основные колебательные характеристики магнетронов на пространственной гармонике / Е.В. Фурсова, С.В. Сосницький, Д.М. Ваврив // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 8-11

Предложен способ проведения ориентировочных расчетов влияния нагревания резонаторной системы магнетронов на пространственной гармонике на их основные колебательные характеристики. Проведен теоретический анализ «холодных» магнетронов, которые генерируют волны 3-мм и 8-мм диапазонов. Установлено, что низкодобротная и высокодобротная компоненты дублетов имеют разную чувствительность к нагреванию резонаторного блока, тогда, как собственные частоты колебательной системы при ее нагревании изменяются по одинаковому закону. Кроме того, показано, что колебательные характеристики магнетрона 3-мм диапазона более чувствительны к нагреванию его анодной системы, чем характеристики магнетрона с длиной волны генерации 8-мм.

Ил. 6. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.385.6

Вплив нагрівання резонаторної системи на основні коливальні характеристики магнетронів на просторовій гармоніці / О. В. Фурсова, С. В. Сосницький, Д. М. Ваврив // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 8-11.

Запропоновано спосіб проведення орієнтовних розрахунків впливу нагрівання резонаторної системи магнетронів на просторовій гармоніці на їх основні коливальні характеристики. Проведено теоретичний аналіз „холодних“ магнетронів, що генерують на довжинах хвиль 3 мм і 8 мм. Встановлено, що низкодобротна та високодобротна компоненти дублетів мають різну чутливість до нагрівання резонаторного блоку, тоді, як власні частоти коливальної системи при її нагріванні змінюються за однаковим законом. Крім того, показано, що коливальні характеристики магнетрона 3-мм діапазону більш чутливі до нагрівання його анодної системи ніж характеристики магнетрона з довжиною хвилі генерації 8-мм.

Ил. 6. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.385.6

Influence of heating resonators system on the basic oscillatory characteristics of the spatial harmonic magnetrons / E. V. Fursova, S. V. Sosnytskyi, D. M. Vavriv // Raditekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. №143. P. 8-11

The way of realization of rough calculations of influence of the spatial harmonic magnetron resonators system heating on their basic oscillatory characteristics is offered. The theoretical analysis of "cold" magnetrons with oscillating on 3-mm and 8-mm wavelengths is carried out. It is established, that loaded and unloaded doublet components have different sensitivity to heating resonators block, then as own frequencies of oscillatory system at its heating have change

under the identical law. Moreover, it is shown, that oscillatory characteristics of 3-mm wave-range magnetron are more sensitive to heating its anode system, than the characteristics of magnetron with oscillating on 8-mm wavelength.

6 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.317

Характеристики колебаний магнитного типа в волноводно-коаксиальном резонаторе / А.П. Моторненко, Р.И. Белоус, С.П. Мартынюк // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 12-16

Исследованы особенности колебаний H -типа в волноводно-коаксиальном резонаторе (ВКР), состоящего из отрезка коаксиальной линии, расположенного между отрезками круглого волновода. По приведенным выражениям выполнен численный расчет параметров ВКР. Экспериментальное изучение собственных частот и добротностей проведено в 3-см диапазоне с использованием низшего H_{111} колебания. Получено хорошее соответствие результатов расчета и экспериментальных данных.

Ил. 3. Библиогр.: 9

UDC 621.317

Характеристики коливань магнітного типу в хвильоводно-коаксіальному резонаторі / О.П. Моторненко, Р.І. Білоус, С.П. Мартинюк // Радиотехника: Всеукр. між від. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 12-16.

Досліджені особливості коливань H -типу в хвильоводно-коаксіальному резонаторі (ХВР), який складається з відрізка коаксіальної лінії, розташованого між відрітками круглого хвильоводу. За приведеними виразами зроблено чисельний розрахунок параметрів ХКР. Експериментальне вивчення власних частот та добротностей проведено в 3-см діапазоні з використанням найнижчого H_{111} коливання. Отримана добра відповідність результатів розрахунку з експериментальними даними.

Іл. 3 Бібліогр.: 9.

UDC 621.317

Characteristics of magnetic oscillations in waveguide-coaxial resonator / A. P. Motomenko, R.I. Bilous, S.P. Martyniuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 12-16.

Paper peculiarities of the H -mode in the waveguide-coaxial resonator (WCR) have been investigated. The WCR consisted of the section of the coaxial line placed between the sections of the circular waveguide. Numerical analyses of the WCR parameters have been performed using the given expressions. The experimental investigation of the eigen frequencies and Q-factors has been carried out for the K-band for the H_{111} mode. Close fit of the numerical results and experimental data has been obtained.

Fig. 3 Ref. 9

УДК 621.396.2

Исследование эффективности подавления помех двухэлементной антенной решетки / Г.В. Майстренко, А.М. Рыбалко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 17-20

Детально досліджується вплив на ефективність роботи двухэлементной адаптивной антенны таких негативных факторов – рассогласованность системы по углу формирования нуля диаграммы направленности и разбалансированность весовых коэффициентов. Показано, что даже малые ошибки визирования источника помехи приводят к сильному заплыванию нулей диаграммы направленности. Мощность зашумления выходного сигнала, возникающая из-за неточности задания вектора весовых коэффициентов, пропорциональна суммарной дисперсии амплитудной и фазовой ошибок.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

UDC 621.396.2

Дослідження ефективності подавлення завад двохелементної антеної ґратки / Г.В. Майстренко, О.М. Рибалко // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 17-20.

Детальне досліджується вплив на ефективність роботи двохелементної адаптивної антени таких негативних факторів – неузгодженість системи щодо кута формування нуля діаграми спрямованості і розбалансованість вагових коефіцієнтів. Показано, що навіть малі помилки візування джерела перешкоди приводять до сильного запливу нулів діаграми спрямованості. Потужність зашумлення вихідного сигналу, що виникає через неточність завдання вектора вагових коефіцієнтів, пропорційна сумарній дисперсії амплітудної і фазової похибок.

Іл. 3. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.2

Research of noise suppression efficiency by the two-element antenna array / G.V. Maystrenko, A.M. Ribalko // Radiotekhnika All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 17-20.

Influence of system disagreement on a corner of directional pattern zero formation and unbalance of weight coefficients on working efficiency of the two-element adaptive antenna is studied in detail. The small view-finding mistakes of a noise source result in intense impossibility to attain the directional pattern zero is shown. The noise pollution capacity of a output signal arising from discrepancy of the weight factors vector assignment is proportional to the total dispersion of amplitude and phase mistakes.

3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.967

Антенна судової навігаційної радіолокаційної станції міліметрового діапазону волн / А.Н. Нечипоренко, Л.Д. Фесенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. науч.- техн. сб. 2005. Вип. 143. С. 21-29.

Приведено обґрунтування використання в якості антенної системи навігаційної радіолокаційної станції (НРЛС) міліметрового діапазону волн дзеркальної антени в формі вирізки з параболоїда вращення. Представлено розрахунок параметрів антени виходячи з вимог зменшення вітрових навантажень. Показано можливість виготовлення рефлектора антенної системи з високою точністю при порівняно простій технології.

Ил. 5. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396.967

Антенна судової навігаційної радіолокаційної станції міліметрового діапазону хвиль / А.Н. Нечипоренко, Л.Д. Фесенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. науч.- техн. сб. 2005. Вип. 143. С. 21-29.

Приведено обґрунтування використання в якості антенної системи навігаційної радіолокаційної станції (НРЛС) міліметрового діапазону хвиль дзеркальної антени у формі вирізки з параболоїда обертання. Представлено розрахунок параметрів антени виходячи з вимог зменшення вітрових навантажень. Показано можливість виготовлення рефлектора антенної системи з високою точністю при порівняно простій технології.

Ил.5. Библиогр.: 6 назв.

UDC 621.396.967

Antenna of ship navigation radar-tracking station of a millimeter waveband / A.N. Nechiporenko, L.D.Fesenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. №.143. P.21-29

Substantiation of the use of a navigation radar-tracking station (NRTS) of a millimeter waveband of a mirror antenna in the form of a clipping from a paraboloid of gyration is given. The calculation of parameters of the antenna based on the requirements of wind loads reduction is presented. The possibility to manufacture a reflector element of the antenna system with a high accuracy is shown using rather simple technique.

5 fig. Ref: 6 items.

УДК 620.179.17

Спектральний аналіз кореляційної функції при товщинотримі ЕМА методом / І.В. Руженцев, А.В.Марченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2005. Вип. 143. С. 30-33.

Описаний новий спосіб обробки відбитих від дна изделия ультразвукових коливань, який дозволяє значно підвищити чутливість ЕМА методу і упростити процедуру вимірювання товщини металевих деталей.

Ил.1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 620.179.17

Спектральний аналіз кореляційної функції при товщинотримі ЕМА методом / І.В. Руженцев, А.В.Марченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2005. Вип. 143. С. 30-33.

Описаний новий спосіб обробки відбитих від дна виробу ультразвукових коливань, що дозволяє значно підвищити чутливість ЕМА методу і спростити процедуру вимірювання товщини металевих виробів.

Ил.1. Библиогр.: 7 назв.

UDC 620.179.17

Spectral analysis of correlation function when measuring thickness using EMA method / I V Ruzhentsev, A.V.Marchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 30-33

A new way of processing the ultrasonic fluctuations reflected from a bottom of a product, making it possible to raise considerably sensitivity EMA method and to simplify procedure of metal products thickness measurement, is described.

1 fig. Ref: 7 items

УДК 621.317.089

Измеритель комплексного коэффициента передачи на основе калибруемого микроволнового преобразователя / Ю.Б. Гимплевич, В.И. Носкович // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. науч.- техн. сб. 2005. Вип. 143. С.34-39.

Рассмотрен метод построения широкополосного двухканального четырехдетекторного микроволнового преобразователя калибруемого измерителя комплексного коэффициента передачи волноводных четырехполосников. Разработан алгоритм решения калибровочных и измерительных уравнений.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.317.089

Вимірник комплексного коефіцієнта передачі на основі калібруемого мікрохвильового перетворювача / Ю.Б. Гімплєвич, В.І. Носкович // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. науч.- техн. сб. 2005. Вип. 143. С. 34-39.

Розглянуто метод побудови широкопasmового двоканального чотирьодетекторного мікрохвильового перетворювача калібруемого вимірника, комплексного коефіцієнта передачі хвилевідних чотирьополосників. Розроблено алгоритм рішення каліброваних і вимірвальних рівнянь.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

UDC 621.317.089

Measuring system of complex transfer constant based on the calibrated microwave transducer / Yu.B. Gimpilevich, V.I. Noskovich // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 34-39.

The method for wide-band two-channel four-detector microwave transducer of the calibrated measuring system of a complex transfer constant of waveguide quadripoles is considered. The solution algorithm for the calibrating and measuring equations is worked out.

1 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.2.: 621.316.2 *

Вінеровський компенсатор помах на основі статистик третього порядку / В.А. Тихонов, К.В. Нетребенко, І.В. Савченко // Радиотехніка: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 40-43.

Решається задача виділення гауссових сигналів на фоні негауссових корельованих помах, для рішення якої пропонується використовувати вінеровські фільтри, синтезовані з застосуванням моментних функцій третього порядку. Знайдені вираження для оцінки параметрів лінійних фільтрів. Розглянуто приклади виділення гауссова сигналу на фоні негауссової помах з використанням опорного каналу.

Ил. 5. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.2.: 621.316.2

Вінеровський компенсатор завад на основі статистик третього порядку / В.А. Тихонов, К.В. Нетребенко, І.В. Савченко // Радиотехніка: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 40-43

Розв'язується задача виділення гауссових сигналів на тлі негауссових корельованих завад, для вирішення якої пропонується використовувати вінеровські фільтри, синтезовані за допомогою моментних функцій третього порядку. Знайдені рівняння для оцінки параметрів лінійних фільтрів. Розглянуто приклади виділення гауссова сигналу на тлі негауссової завади з використанням опорного каналу.

Ил. 5. Библиогр.: 4 назв.

UDC 621.396.2.: 621.316.2

Wiener noises canceller based on the third order statistics / V.A. Tikhonov, K.V. Netrebenko, I.V. Savchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 40-43.

The problem of separating Gaussian signals against a background of non-Gaussian correlated noises is solved, to solve it Wiener filters synthesized with the third order moment functions is offered. The equations for linear filters parameters estimation are determined. Examples of separating are given Gaussian signals against a background of non-Gaussian correlated noises using the reference channel are discussed.

5 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396:681.34

Метод восстановления изображений с использованием предсказанных строк и оценок их биспектральных плотностей / А. В. Тоцкий // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 44-48.

Рассмотрена задача распознавания неизвестного объекта по изображению, искаженному случайными взаимными сдвигами строк и аддитивным шумом, маскирующим объект распознавания. Предложен метод восстановления изображения, основанный на введении мультипликативных предсказанных строк и расчете оценок их биспектральных плотностей. Показано, что в результате перемножения изображения каждой строки на функцию предсказанных гауссовой формы удается исключить разрывы в характеристике фазового биспектра, избежать фазовой неоднозначности и автоматически обеспечить выравнивание положения строк в восстановленном изображении. Результаты компьютерного моделирования иллюстрируют уверенное визуальное распознавание тестового объекта.

Ил. 3. Библиогр.: 13 назв.

УДК 621.396 681.34

Метод відновлення зображень з використанням передпотворень рядків і оцінок їх биспектральних густин / О. В. Тоцький // Радиотехніка: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 44-48.

Розглянуто задачу розпізнання невідомого об'єкту за зображенням, яке спотворене випадковим взаємним зсувом рядків та адитивним шумом, які маскують об'єкт розпізнання. Запропоновано метод відновлення зображень, який оснований на введенні мультиплікативних передпотворень рядків з використанням оцінок їх биспектральних густин. Показано, що у результаті перемноження зображення кожного рядка на функцію передпотворень гауссової форми вдається виключити розриви у характеристиці фазового биспектру, запобігти фазовій неоднозначності та автоматично забезпечити вирівнювання положення рядків у відновленому зображенні. Результати комп'ютерного моделювання ілюструють надійне візуальне розпізнання тестового об'єкту.

Ил. 3. Библиогр.: 13 назв.

UDC 621.396:681.34

Image reconstruction technique using pre-distortion of the image rows and their bispectrum estimates / A. V. Totsky // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 44-48

The problem of unknown object recognition by image deformed with jitter of adjacent rows and additive noise that mask an object is considered. Image reconstruction technique based on the introduction of multiplicative pre-distortions of the rows and computation of their bispectrum density is developed. It is shown that due to the multiplying of each image row by pre-distortion function of Gaussian shape, it is possible to exclude the discontinuities of phase bispec-

trum, avoid phase ambiguity and automatically align the rows in the reconstructed image. The results of computer simulations illustrate reliable visual recognition of the test object.

3 figs. 3. Ref.: 13 items.

УДК 621.394.6, 621.394.76

Усовершенствование метода авторегрессии для обработки речевых сигналов / В.С. Чечельницкий // Радиотехника: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 49-52.

Рассмотрен вопрос улучшения качества синтезированной речи при помощи дополнительной обработки низкочастотной составляющей остатка предсказания. Для анализа были взяты 30 выборки фонем «а» и «оо». Анализ улучшения качества был проведен с помощью применения кепстрального оценивания и составил для вокализированных фонем «а» и «оо» 16,51 и 35,26 % соответственно.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.394.6; 621.394.76

Вдосконалення метода авторегресії для обробки мовних сигналів / В.С. Чечельницький // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 49-52.

Розглянуто питання покращення якості синтезованої мови за допомогою додаткової обробки низькочастотної складової залишку прогнозування. Для аналізу були взяті 30 вибірок фонем „а” та „оо”. Аналіз покращення якості був проведений за допомогою кепстрального оцінювання та склав для вокалізованих фонем „а” та „оо” 16,51 і 35,26 % відповідно.

Табл. 1. Іл. 4. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.394.6; 621.394.76

Improvement of the autoregression method for speech signal processing / V.S. Chechelnitsky // Radio-tekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143 P. 49-52.

The question of synthesized speech quality improvement using additional processing of prediction remainder low-frequency component was considered. 30 samples of phonemes “a” and “oo” were taken for analysis. Analysis of quality improvement was made using cepstrum estimation method. Quality improvement was 16, 51% for “a” phonemes and 35,26 % for “oo”.

1 tab. 4 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.372

Применение векторной нелинейной фильтрации для устранения артефактов ЭКГ / Н.О. Тулякова, А.Г. Алфимов // Радиотехника: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 53-57.

Рассматривается задача цифровой фильтрации длительных записей электрокардиограмм (ЭКГ) с целью устранения низкоамплитудных «ступенькообразных» артефактов, вызванных движениями пациента во время регистрации сигнала. Предлагается и обосновывается использование методов векторной нелинейной фильтрации для устранения артефактов, имеющих амплитудно-временные и спектральные характеристики, сравнимые с аналогичными параметрами основных зубцов ЭКГ. Приводится модельный пример применения некоторых типов векторных нелинейных фильтров. Анализируются свойства фильтров, показывающие целесообразность использования векторных нелинейных фильтров для устранения сложных помех ЭКГ.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372

Застосування векторної нелінійної фільтрації для усунення артефактів ЕКГ / Н.О. Тулякова, О.Г. Алфімов // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 53-57

Розглядається задача цифрової фільтрації довгочасних записів електрокардіограм (ЕКГ) з метою усунення “ступенькоподібних” низькоамплітудних артефактів, спричинених рухами пацієнта під час реєстрації сигналу. Пропонується і обґрунтовується використання методів векторної нелінійної фільтрації для усунення артефактів, що мають амплітудно-часові та спектральні характеристики, порівнювані з аналогічними параметрами основних зубців ЕКГ. Наводиться модельний приклад застосування певних типів векторних нелінійних фільтрів. Аналізуються властивості фільтрів, що показують доцільність застосування векторних нелінійних фільтрів для усунення складних завад ЕКГ.

Іл. 1. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.372

Application of vector nonlinear filtering for ECG artifacts removal / N. O. Tulyakova, O.G. Alfimov // Radio-tekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143 P. 53-57

A task of digital filtering of long-term electrocardiogram (ECG) records with the aim of removal of low-amplitude step-like artifacts caused by patient motion during signal registration is considered in the paper. The application of vector nonlinear filtering methods to removal of artefacts having amplitude-temporal and spectral characteristics similar to the corresponding parameters of ECG basic peaks is proposed and motivated. A model example of applying some types of nonlinear vector filters is presented. The filter properties are analyzed and this analysis shows expediency of nonlinear vector filter usage for elimination of complex distortions in ECG.

1 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.37:621.391

Угловое разрешение близкорасположенных изображений космических объектов в астрономических оптикоэлектронных системах / А.И. Стрелков, Е.И. Жилин, Т.А. Стрелкова, А.П. Лытюга // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 58-64.

Статья посвящена сверхрелеевскому пространственному разрешению оптических сигналов. Для выделения близкорасположенных изображений космических объектов, расстояние между центрами которых меньше рэлеевского предела, предложен метод автокомпенсации шумового фона с отдельным компенсационным каналом.

Ил. 9. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.37:621.391

Кутове розрізнення близькорозташованих зображень космічних об'єктів в астрономічних оптикоелектронних системах / О.І. Стрелков, Є.І. Жилин, Т.О. Стрелкова, О.П. Лытюга // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 58-64.

Статтю присвячено надрелеївському просторовому розрізненню оптичних сигналів. Для виділення близькорозташованих зображень космічних об'єктів, відстань між центрами яких менше релеївської межі, запропоновано метод автокомпенсації шумового фону з окремим компенсаційним каналом.

Ил. 9. Библиогр.: 9 назв.

UDC 621.37:621.391

Angular resolution of close located cosmic objects images in astronomic optic-electronic systems / A.I. Strelkov, E.I. Zhilin, T.A. Strelkova A.P. Lityuga // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143 P. 58-64.

The problem of the super Rayleigh spatial resolution of optical signals is considered. To select the close located cosmic objects images the distance between their centre being less than Rayleigh limit the method of noise background autocompensation with separate compensative channel is offered.

Fig. 9. Ref.: 9 items.

УДК 621.396.98

Теоретическая оценка эффективности иерархического корреляционного алгоритма совмещения изображений в корреляционно-экстремальных системах навигации / В.И. Антюфеев, В.Н. Быков, В.В. Чмиль // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 65-71.

На основе выражения для эффективности одноуровневого корреляционного алгоритма получена формула для вероятности правильного совмещения изображений многоуровневым алгоритмом. Получено хорошее совпадение результатов статистических испытаний алгоритма с теоретическими данными, полученными путем расчетов по этой формуле.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.98

Теоретична оцінка ефективності ієрархічного кореляційно-екстремального алгоритму суміщення зображень у кореляційно-екстремальних системах навігації / В.І. Антюфеев, В.М. Биков, В.В. Чмиль // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 65-71

На основі виразу для ефективності однорівневого кореляційного алгоритму отримана формула для ймовірності правильного суміщення зображень багаторівневим алгоритмом. Отримано добрий збіг результатів статистичних випробувань алгоритму з теоретичними даними, що одержані шляхом розрахунків за цією формулою.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

UDC 621.396.98

Theoretical estimation of efficiency of hierarchical correlation algorithm of images matching in correlation-extreme navigation systems / V.I. Antyufeev, V.N. Bykov, V.V. Chmil // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 65-71

Based on the expression for single-level correlation algorithm efficiency the formula for correct images matching probability by multilevel algorithm is obtained. A close approximation of algorithm statistical tests results to the theoretical data received by calculations under this formula is received

3 fig. Ref.: 4 items.

УДК 519.17

Цифровая клиент-серверная система передачи речевого сигнала в компьютерных сетях на базе протокола Windows Sockets 2 (voice over IP) / Д.С. Кальченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 72-75.

Предложено использование протокола Windows Sockets 2 для передачи речи в компьютерных сетях, что существенно упрощает разработку клиент-серверных систем цифровой связи и расширяет их совместность с существующими сетевыми технологиями.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 519.17

Цифрова клієнт-серверна система передачі голосового сигналу в комп'ютерних мережах на базі протоколу Windows Sockets 2 (voice over IP) / Д.С. Кальченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 72-75

Запропоновано використання протоколу Windows Sockets 2 для передачі голосу в комп'ютерних мережах, що істотно зпрощує розробку клієнт-серверних систем цифрового зв'язку та розширює її сумісність з існуючими технологіями у мережах.

Іл. 4. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 519.17

The digital client-server system of voice signal transmission in the computer networks using Windows Sockets 2 (voice over IP) / D.S. Kalchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 72-75.

It is offered to use Windows Sockets 2 protocol for voice transmission in computer networks. It greatly simplifies development of the client-server systems of a digital communication and increases their compatibility with existing network technologies.

4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.397

Обеспечение заданного качества при сжатии изображений с потерями / М.С. Зряхов, В.В. Лукин // Радиотехника. 2005. Вып. 143. С. 76-82.

Рассмотрены особенности сжатия изображений. Предложен метод сжатия изображений с требуемым качеством, в основе которого лежит метод сжатия JPEG2000. Предложенный метод позволяет автоматизировать процесс сжатия и обеспечить получение выходного результата в течение единиц секунд.

Табл. 1. Ил. 6. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.397

Забезпечення заданої якості при стисненні зображень із втратами / М.С. Зряхов, В.В. Лукин // Радіотехніка 2005. Вип. 143 С. 76-82

Розглянуто особливості стиску зображень. Запропонований метод стиску зображень з необхідною якістю, в основі якого лежить метод стиску JPEG2000. Запропонований метод дозволяє автоматизувати процес стиску та забезпечити отримання вихідного результату протягом одиниць секунд.

Табл. 1. Іл. 6. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.397

Providing of given quality in lossy image compression / M.S. Zryakhov, V.V. Lukin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 76-82.

The peculiarities of image compression are considered. A novel method for image compression with the given quality based on JPEG2000 technique is proposed. This method makes it possible to automate the compression process with obtaining the final results within few seconds.

1 table. 6 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.371.34

Структура источников и направленность вторичного излучения при дальнем тропосферном распространении радиоволн / В.А. Петров, Л.В. Баранова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С.83-88

Рассматривается структура источников вторичного излучения при рассеянии волн в конечный телесный угол. Показано, что эти источники аналогичны линейным антенным системам бегущей волны. Рассчитанные с учетом случайных возмущений диаграммы вторичного излучения согласуются с экспериментальными данными.

Ил. 4. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.371.34

Структура джерел та спрямованість вторинного випромінювання при дальньому тропосферному поширенні радіохвиль / В.А. Петров, Л.В. Баранова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 83-88.

Розглядається структура джерел вторинного випромінювання при розсіянні хвиль у скінченний телесний кут. Показано, що ці джерела подібні лінійним антенним системам біжучої хвилі. Обчислені з урахуванням випадкових збурень діаграми вторинного випромінювання збігаються з експериментальними даними.

Іл. 4. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.371.34

The sources' structure and directivity of secondary radiation at long-distance tropospheric propagation of radiowaves / V.A. Petrov, L.V. Baranova // Radiotekhnika: All-Ukr. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 83-88

The structure of secondary radiation sources at the scattering of waves into finite spatial angle is considered. It is shown that these sources are analogous to linear antenna systems of running wave. The secondary radiation diagrams were calculated according to random disturbances and adjust with experimental data.

Il. 4 Ref.: 10 items.

УДК 621.372.54

О критерии точности при разложении сигнала в избыточном базисе методом поиска базиса / В. В. Журавель // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С.89-92

Предложен критерий оценки точности разложения сигнала в избыточном базисе методом поиска базиса (МПБ). МПБ в классической его реализации сводится к использованию линейного программирования. Альтернативой является использование системы дифференциальных уравнений. Эта система сходится при устремлении времени в бесконечность. Предложенный критерий позволяет оценить точность получаемого разложения при ограничении времени реальной величиной.

Ил. 1. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.372.54

Про критерій точності при розкладанні сигналу в надлишковому базисі методом пошуку базису /

В. В. Журавель, // *Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2005. Вип. 143. С. 89-92.

Запропоновано критерій оцінки точності розкладання сигналу в надлишковому базисі методом пошуку базису (МПБ). МПБ у класичній його реалізації зводиться до використання лінійного програмування. Альтернативою є використання системи диференціальних рівнянь. Ця система сходиться при устремленні часу в нескінченність. Запропонований критерій дозволяє оцінити точність одержуваного розкладання при обмеженні часу реальною величиною.

Іл. 1. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.372.54

About accuracy criterion at decomposition of a signal in the excess basis using the basis pursuit method /

V.V.Zhuravel // *Radiotekhnika: All-Ukr. Interdep. Mag.* 2005. № 143. P. 89-92.

The criterion of an estimation of accuracy of a signal decomposition in the excess basis using the basis pursuit (BP) method is offered. BP in its classical realization is reduced to the linear programming use. Alternative is to use the differential equations system. This system converges when time tends to infinity. The offered criterion makes it possible to estimate accuracy of the received decomposition at the real time restriction.

1 fig. Ref.: 10 items.

УДК 386.2+521.2:629.705:391.26

Исследование совместного влияния тропосферы и ионосферы Земли на точность определения поправок к результатам GPS измерений / О.А.Ремаева, Е.В.Ремаев, Г.К.Снурникова // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2005. Вып. 143. С. 93-96.

Проведены исследования совместного влияния тропосферы и ионосферы Земли на точность GPS измерений. Показано, что отличия полной поправки к результатам этих измерений от суммы тропосферной и ионосферной поправок может достигать 0,15...4,95 м в диапазоне видимых зенитных углов наблюдения 70...90°. Этот эффект связан с отличием формы траектории электромагнитного сигнала при различных подходах к рассмотрению особенностей его распространения.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр. 8.

УДК 386.2+521.2:629.705:391.26

Дослідження сумісного впливу тропосфери та іоносфери Землі на точність визначення поправок до результатів GPS вимірювань / О.О.Ремаєва, Є.В.Ремаєв, Г.К.Снурникова // *Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2005. Вип. С. 93-96.

Проведено дослідження сумісного впливу тропосфери та іоносфери Землі на точність GPS вимірювань. Показано, що різниці між повною поправкою до результатів таких вимірювань та сумою тропосферної та іоносферної поправок може досягати 0,15...4,95 м у діапазоні видимих зенітних кутів спостереження 70...90°. Цей ефект пов'язаний з відрізненням форми траєкторії електромагнітного сигналу при різних підходах до розгляду особливостей його розповсюдження.

Табл. 2. Іл. 1. Бібліогр. 8.

UDC 386.2+521.2:629.705:391.26

Investigation of the simultaneous influence of the Earth's troposphere and ionosphere on precision of corrections of GPS measurements / O.A.Remayeva, Ye.V.Remayev, G.K.Snumikova // *All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. Radiotekhnika:* 2005. № 143. P. 93-96

Investigation into the simultaneous action of the Earth troposphere and ionosphere on precision of GPS measurements are carried out. It is shown that the dissimilarities of complete correction from the sum of tropospheric and ionospheric corrections can reach 0,15...4,95 m in the range of zenith angles of 70...90°. This effect is connected with variations of trajectory form of electromagnetic signal at differ approaches to examination of its propagation peculiarities.

2 tab. 1 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.373.072.9

Исследование математических моделей синхронизированных автогенераторов при малых сигналах синхронизации / В.В. Рапін // *Радиотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2005. Вып. 143. С. 97-100.

Предложен порядок решения методом малого параметра укороченного фазового уравнения синхронизированного на основном тоне автогенератора малым внешним сигналом. Получены линейные дифференциальные уравнения с постоянными коэффициентами для определения слагаемых выражения, представляю-

шого рішення. Показано, що приведені теоретичні результати з високою точністю співпадають з результатами експеримента.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.373.072.9

Дослідження математичних моделей синхронізованих автогенераторів при малих сигналах синхронізації / В.В. Рапін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 97-100

Запропоновано порядок рішення методом малого параметра скороченого фазового рівняння синхронізованого на основному тоні автогенератора малим зовнішнім сигналом. Одержано лінійні дифференціальні рівняння з постійними коефіцієнтами для знаходження складових вираза, що представляючого рішення. Показано, що теоретичні результати з високою точністю співпали з результатами експерименту.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

UDC 621.373.072.9

Investigation of the synchronized oscillator mathematical models with low levels of the synchronizing signals / V.V. Rapin // Radiotekhnika: All - Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 97-100.

The order of the shortened phase equation solution using the small parameter method of the fundamentally injected oscillator with low levels of the synchronizing signals has been proposed. Linear differential equations with a constant coefficient were obtained to get the components of the expression representing the solution. It was shown that the theoretical results are in a good agreement with the experimental results.

3 fig. Ref.: 8 items

УДК 621.375.8.0.38.825.4+681.7.069.24+621.315.59

Влияние аксиального приближения на плотность состояний квантоворазмерных структур / М.В. Клименко, А.В. Шулика, И.М. Сафонов, И.А. Сухоиванов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 101-106.

Проведено дослідження широко розповсюджені аксиального приближения, которое применялось при вычислении зонной структуры полупроводников с квантоворазмерными эффектами. Исследования основаны на вычислении зонной структуры кр-методом совместно с приближением огибающей с применением и без применения аксиального приближения для различных полупроводниковых материалов с эффектами размерного квантования. Показано, что приложение аксиального приближения к зонной структуре КРС дает большую погрешность по сравнению с массивными полупроводниками.

Ил. 3. Библиогр.: 15 назв.

УДК 621.375.8.0.38.825.4+681.7.069.24+621.315.59

Вплив аксіального наближення на густину станів квантоворозмірних структур / М.В. Клименко, А.В. Шулика, И.М. Сафонов, И.А. Сухоиванов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 101-106.

Досліджується аксіальне наближення, що використовується в обчисленні зонної структури напівпровідників з квантоворозмірними ефектами. Дослідження базуються на обчисленні зонної структури кр-методом в наближенні огинаючої функції з використанням та без використання аксіального наближення для різних напівпровідникових матеріалів з дефектами розмірного квантування. Показано, що вживання аксіального наближення призводить до більшої похибки у випадку квантоворозмірних структур порівняно з масивними структурами.

Ил. 3. Библиогр.: 15 назв.

UDC 621.375.8.0.38.825.4+681.7.069.24+621.315.59

Influence of axial approximation on density of states of the quantum-size structures / M.V. Klimenko, A.V. Shulika, I.M. Safonov, I.A. Sukhoivanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. Вип. 143. P. 101-106.

Influence of the axial approximation on spectral characteristics is investigated. The investigation is based on band structure computation using k_p-method with the envelope function approximation. Such investigation is carried out for different quantum-size semiconductors with and without application of the axial approximation. As a result of the performed investigations it is shown that the axial approximation results in a high inaccuracy as compared with bulk semiconductors.

Fig. 3. Ref.: 15 items.

УДК 004.312.24+535.326+535.317.2+538.958

Новый демультимплексор на основе двумерных фотонных кристаллов для полностью оптических интегральных схем высокой плотности / И.В. Гурьев, И.А. Сухоиванов, А.В. Шулика, А.В. Кублик // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. № 143. С. 107-112.

Разработана новая концепция демультимплексирования по длине волны на основе двумерного фотонного кристалла. Детально изучены зонные структуры фотонных кристаллов. Разработан метод синтеза структуры двухканального демультимплексора по длине волны на основе двумерного фотонного кристалла, при помощи которого синтезировано устройство. Изучены спектральные характеристики устройства, а также исследован динамический отклик на импульсную последовательность.

Ил. 4. Библиогр.: 13 назв.

УДК 004.312.24+535.326+535.317.2+538.958

Новий демультиплексор на базі двовимірних фотонних кристалів для повністю оптичних інтегральних схем високої щільності / І.В. Гур'єв, І.А. Сухоїванов, А.В. Шуліка, А.В. Кублік // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 107-112

Розроблена нова концепція демультиплексування за довжиною хвилі на базі двовимірного фотонного кристала. Детально вивчені зонні структури фотонних кристалів. Розроблено метод синтезу структури двоканального демультиплексора за довжиною хвилі на базі двовимірного фотонного кристалу, за допомогою якого було синтезовано пристрій. Вивчені спектральні характеристики пристрою, а також досліджено динамічний відгук на імпульсну послідовність.

Іл. 4. Бібліогр.: 13 назв.

UDC 004.312.24+535.326+535.317.2+538.958

New demultiplexer based on photonic crystals for the all-optical high-density integrated photonic circuits / I.V. Guryev, I.A. Sukhoivanov, A.V. Shulika, A.V. Kublik // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 107-112

A new conception of the wavelength division multiplexing on the basis of the two-dimensional photonic crystals was developed. The photonic crystals band structures were investigated in details. The method for the synthesis of the two-channel wavelength division multiplexer on the basis of two dimensional photonic crystals was developed. Using this method the device was synthesized. The spectral characteristics of the device and its dynamic pulse pattern response were investigated.

4 fig. Ref.: 13 items.

УДК 681.7.068.4

Выбор цифрового фильтра для обработки излучения оптического волокна / А.И. Филипенко, О.В. Сычева, С.В. Опфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вип. 143. С. 113-118.

Изложены результаты исследований по выбору параметров цифрового фильтра для обработки оптической интенсивности, измеренной методом ближнего поля вблизи торца волокна. Решаются задачи создания эффективных способов обработки экспериментальных данных ввиду того, что они подвержены воздействию различных источников шума. Предложено использовать методы частотной обработки, характеризующиеся применением фильтров нижних частот Баттерворта. Приведены результаты исследований по определению параметров цифровых фильтров.

Ил. 10. Библиогр.: 4.

UDC 681.7.068.4

Вибір цифрового фільтра для обробки випромінювання оптичного волокна // А.І. Філіпенко, О.В. Сичова, С.В. Опфер // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 113-118.

Викладені результати досліджень щодо вибору параметрів цифрового фільтра для обробки оптичної інтенсивності, обмірюваної методом ближнього поля поблизу торця волокна. Вирішуються задачі створення ефективних способів обробки експериментальних даних через те, що останні піддаються впливу різних джерел шуму. Запропоновано використовувати методи частотної обробки, які характеризуються використанням фільтрів нижніх частот Баттерворта. Приведено результати досліджень з визначення параметрів цифрових фільтрів.

Іл. 10. Бібліогр.: 4.

UDC 681.7.068.4

Choice of the digital filter for optical fiber radiation processing // A.I. Filipenko, O.V. Sichova, S.V. Opfer // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 113-118.

The results of the research in choosing the digital filter parameters for processing optical intensity measured using the near field technique close to a fiber end face are described. The tasks of creation of an effective technique for experimental data processing are solved as they are exposed to the influence of various noise sources. It is offered to use methods of frequency processing characterized by application of the low pass Butterworth filters. The results of the researches on the definition of digital filters parameters are given.

10 fig. Ref.: 4.

УДК 621.373:826.038.823

Определение релаксационных параметров CH_3J -лазера с оптической накачкой / В.М. Бакуменко, Л.Д. Фесенко, А.Ю. Петренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 119-123

Определены компоненты скорости колебательной релаксации субмиллиметрового лазера с оптической накачкой на переходе 1253 μm молекулы CH_3J путем аппроксимации по методу наименьших квадратов экспериментальной зависимости скорости затухания переходного процесса от давления. Оценены погрешности измерений. Проведено сравнение полученных параметров с релаксационными параметрами лазеров на молекулах типа несимметричного волчка.

Табл. 2. Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

UDC 621.373:826.038.823

Визначення релаксаційних параметрів CH_3J -лазера з оптичним накачуванням / В.М. Бакуменко, Л.Д. Фесенко, А.Ю. Петренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 119-123

Визначені компоненти швидкості коливальної релаксації субміліметрового лазера з оптичним накачуванням на переході 1253 μm молекули CH_3J шляхом апроксимації з методу найменших квадратів експериментальної

залежності швидкості згасання з тиском. перехідного процесу. Оцінені похибки вимірювань. Проведене порівняння одержаних результатів з релаксаційними параметрами лазерів на молекулах типа несиметричної дзиги.

Табл. 2. Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

UDC 621.373.826.038.823

Definition of relaxation parameters of optical pumping CH₃J-laser / V.M. Bakumcnko, L.D. Fesenko, A.J. Petrenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. С. 119-123.

Vibrational relaxation rate components of submillimeter optically pumped laser on CH₃J molecule 1253 mkm passage are defined through approximation by least squares method of pressure dependence of transient decay rate experimental dependence on pressure. The measurement errors are estimated. The comparison of the obtained parameters with relaxation parameters of asymmetrical type molecule lasers is performed.

2 tabl. 3 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.391.01

Амплитудно-фазовые соотношения для сигналов, создаваемых движущимся источником излучения / О.В. Гулько // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 124-128.

Получено интегральное выражение фазы сигнала через его амплитуду для сигнала источника излучения, движущегося по произвольной траектории в трехмерном пространстве. Это представление выведено на основе исследованных ранее амплитудно-фазовых соотношений для произвольных сигналов с финитным спектром.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.391.01

Амплітудно-фазові співвідношення для сигналів, що утворені джерелом випромінювання, яке рухається / О. В. Гулько // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 124-128.

Одержано інтегральний вираз фази сигналу через його амплітуду для сигналу, створеного джерелом випромінювання, що рухається по довільній траєкторії в трьохвимірному просторі. Це представлення виведене на основі досліджуваних раніше амплітудно-фазових співвідношень для довільних сигналів з фінітним спектром.

Бібліогр.: 2 назв.

UDC 621.391.01

Amplitude phase correlations for the signal created by the moving source of radiation / O.V. Gunko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. №143. P. 124-128.

Signal phase integral expression is derived through its amplitude for a signal of the radiation source moving along an arbitrary trajectory in three-dimensional space. This representation is derived on the basis of previously investigated amplitude – phase relations for arbitrary signals with a finite spectrum.

Ref.: 2 items.

УДК 621.396.962.27

✓ **Совершенствование алгоритма измерения разности расстояний в системе пассивной локации / В.Н. Манжос, В.Б. Бзот, Ю.А. Попонин, Э.Э. Асанов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 129-132.**

Усовершенствован алгоритм измерения разности расстояний в системе пассивной локации, что позволяет снизить количество вычислений за счет использования информации о нахождении ИРИ в ожидаемом диапазоне дальностей.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.962.27

Удосконалення алгоритму вивірення різниць відстаней в системі пасивної локації / В.М. Манжос, В.Б. Бзот, Ю.О. Попонин, Е.Е. Асанов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип.143. С. 129-132

Проведено удосконалення алгоритму вивірення різниць відстаней в системі пасивної локації, що дозволяє знизити кількість обчислювань за рахунок використання інформації о знаходженні ДРВ в очікуємом діапазоні дальностей.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

UDC 621.396.962.27

Improvement of the measuring range difference algorithm in passive radar system / V.N. Manzhos, V.B. Bzot, Yu.A. Poponin, E.E. Asanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 129-132

Improvement of the measuring range difference algorithm in passive radar system that makes it possible to decrease the quantity of calculations due to use of information about location of the radio radiation source (RRS) in the expected range of distance was realised.

3 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.67

Флуктуации фокального пятна в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры при наличии фазовых ошибок / В.В. Должиков, А.В. Сербин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 133-136.

Исследована зависимость дисперсии координат максимума интенсивности поля круглой апертуры в зоне

Френеля от расстояния фокусировки и статистических параметров фазовых ошибок поля возбуждения.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396.67

Флукутації фокальної плями в зоні Френеля круглої сфокусованої апертури при наявності фазових похибок / В.В. Должиков, А.В. Сербін // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2005. Вип. 143. С. 133-136.

Досліджено залежність дисперсії координат максимуму інтенсивності поля в зоні Френеля від відстані фокусування і статистичних параметрів фазових похибок поля збудження.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

UDC 621.396.67

Focal spot fluctuations in the Fresnel region of the focused circular aperture in the phase errors presence / V.V. Dolzhikov, A.V. Serbin // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2005. № 143. P. 133-136.

The focusing distance and the statistical parameters of the phase errors dependences on the maximum intensity coordinates of the field in the Fresnel zone of the focused circular aperture are investigated.

1 fig. Ref.: 7 items.

УДК 681.324 : 621.3.049.77

Моделирование эластичного трафика точечного источника мультисервисной сети / В.К. Иванов, Г.А. Кучук, В.Н. Шаляпин // *Радіотехніка: Всеукр. межвід. науч.-техн. зб.* 2005. Вип. 143. С. 137-141.

Предложен метод, позволяющий на основании разработанной модели эластичного трафика независимого точечного источника мультисервисной сети провести вероятностную оценку битовой скорости эластичного трафика точечного источника.

Библиогр.: 16 назв.

УДК 681.324 : 621.3.049.77

Моделювання еластичного трафіку точкового джерела мультисервісної мережі / В.К. Иванов, Г.А. Кучук, В.М. Шаляпін // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2005. Вип. 143. С. 137-141.

Запропоновано метод, що дозволяє на підставі розробленої моделі еластичного трафіку незалежного точкового джерела мультисервісної мережі провести оцінку ймовірності бітової швидкості еластичного трафіку точкового джерела.

Бібліогр.: 16 назв.

UDC 681.324 : 621.3.049.77

Simulation of elastic traffic of the multiservice network dot source / V.K. Ivanov, G.A. Kuchuk, V.N. Shalyapin // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2005. № 143. P. 137-141.

The method based on the developed model of the elastic traffic independent of the multiservice network dot source making it possible to perform a probability estimation of a dot source elastic traffic bit speed is offered.

Ref.: 16 items.

УДК 681.324.50

Моделирование и измерение ослабления сигнала в радиоканале локальных САРД. Часть I / В.М. Шокало, В.Г. Лихограй, А.Е. Стрельницкий, А.А. Стрельницкий, Ю.М. Роздоловский, Е.В. Бабанская // *Радіотехніка: Всеукр. межвід. науч.-техн. зб.* 2005. Вип. 143. С. 142-150.

На основе отражательной трактовки предложена модель радиоканала локальных систем абонентского радиодоступа, учитывающая влияние одной отражающей поверхности и справедливая, в отличие от ранее известных моделей, не только для дальней, но и для ближней и промежуточной зон. Достоверность модели доказана путем сравнения данных расчетов и экспериментов.

Ил.13. Библиогр.: 4 назв.

УДК 681.324.50

Моделювання і вимір ослаблення сигналу в радіоканалі локальних САРД. Частина I / В.М. Шокало, В.Г. Лихограй, О.Є. Стрельницький, О.О. Стрельницький, Ю.М. Роздоловський, О.В. Бабанська // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2005. Вип. 143. С. 142-150.

На основі відбивного трактування запропонована модель радіоканалу локальних систем абонентського радіодоступу, що враховує вплив однієї відбиваючої поверхні і справедлива на відміну від раніше відомих моделей, не тільки для далекої, але і для ближньої і проміжної зон. Вірогідність моделі доведена шляхом порівняння даних розрахунків і експериментів.

Ил.13. Библиогр.: 4 назв.

UDC 681.324.50

Modeling and measurement of a signal attenuation in local WaveLAN radio channels. Part I / V.M. Shokalo, V.G. Likhogray, O.E. Strelnytskyi, O.O. Strelnytskyi, J.M. Rozdolovsky, E.V. Babanskaja // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2005. № 143. P. 142-150.

Based on the reflective interpretation a model of a local systems radio channel for the user's radio access which takes into account the influence of one reflecting surface and is fair unlike earlier known models not only for distant but also for near and intermediate zones is offered. Reliability of the model is proved by the comparison of the given calculations and experiments.

13 fig Ref.: 4 items.

УДК 621.391

Применение MRI-алгоритма в реализации распределенных сенсорных сетей на основе RFID-технологии / Е.В.Котух // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 151-157.

Рассмотрен MRI-алгоритм в реализации распределенных сенсорных сетей. Показано, что применение данного алгоритма в MADSН имеет ряд преимуществ, одним из ключевых параметров является время передачи данных в сети, что позволяет применить данный алгоритм в сетях на основе RFID для увеличения скорости функционирования.

Табл. 2. Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.391

Застосування MRI-алгоритму в реалізації розподілених сенсорних мереж на основі RFID-технології / Є. В. Котух // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 151-157.

Розглянуто MRI-алгоритм в реалізації розподілених сенсорних мереж. Доведено, що застосування даного алгоритму в MADSН має деякі переваги. Один з ключових параметрів – час передачі даних в мережах, що дозволяє застосовувати алгоритм в мережах на базі RFID для підвищення швидкості.

Табл., 2. Іл., 5. Бібліогр.: 5 назв

UDC 621.391

Application of multi-resolution integration algorithm to RFID-based distributed sensor network implementation / Y. V. Kotukh // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 151-157.

The MRI-algorithm for implementation of the distributed sensor network is described. Application of such an algorithm in MADSН has some advantages data transfer time parameter one of the most representative is. It makes it possible to apply the given algorithm in the RFID-based sensor network to speed up the general performance operation.

2 tab. 5 fig Ref.: 5 items

УДК 621.391

Сравнительная оценка MRI-алгоритма в распределенных сенсорных RFID-сетях с применением MADSН / Е.В.Котух // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 158-163.

Приведены результаты сравнительной характеристики вычислительной скорости MRI-алгоритма в реализации распределенных сенсорных сетей. Проведены практические сравнения работы алгоритма в MADSН и DSN сетях с целью применения результатов в распределенных сенсорных сетях на основе RFID. Экспериментально показано, что применение данного алгоритма в MADSН сетях позволяет иметь значительный прирост производительности по сравнению с типичным подходом организации распределенных вычислений.

Табл. 2. Ил. 7. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Порівняльна оцінка MRI-алгоритму у розподілених сенсорних RFID-мережах з використанням MADSН / Є. В. Котух // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 158-163.

Наведено результати порівняльної оцінки обчислювальної швидкості MRI-алгоритму в реалізації розподілених сенсорних мереж. Подано практичні порівняння роботи алгоритму в MADSН- та DSN-мережах для застосування результатів в розподілених сенсорних мережах на базі RFID. Експериментально доведено, що застосування даного алгоритму в MADSН-мережах дозволяє мати значний приріст продуктивності у порівнянні з типовим підходом до організації розподілених обчислень.

Табл., 2. Іл., 7. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.391

Performance estimation of multi-resolution algorithm for RFID-based distributed sensor network using MADSН / Y. V. Kotukh // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 158-163.

The results of comparative estimation calculation speed of the MRI-algorithm in the distributed sensor network realization are described. Practical comparisons of such an algorithm operation in MADSН and DSN networks with the aim to apply the results in the distributed RFID-based sensor networks are given. Application of such an algorithm to have a progress in performance as compared to a typical approach of distributed networks organization.

2 tab. 7 fig. Ref.: 3 items.

УДК 771.537.6

Исследования спектров пространственных частот для решения задач фокусировки / М.И. Дзюбенко, А.С. Замковой, С.Н. Коллаков, А.А. Приёмко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 164-169.

Описан метод фокусировки объектива, основанного на анализе пространственного спектра изображений. Представлено его теоретическое обоснование. Показано, что для поверхности любого объекта существует одна или несколько резонансных пространственных частот, которые в фокусе имеют максимальную интенсивность. Проведенные исследования позволили совместить процесс точного наведения на фокус технологического лазера с получением резкого изображения обрабатываемой поверхности.

Ил. 8. Библиогр. 7 назв.

УДК 771.537.6

Дослідження спектрів просторових частот для розв'язання задач фокусування / М. І. Дзюбенко.

О.С. Замковий, С.М. Колпаков, О.О. Приймко // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 164-169.

Описаний метод фокусування об'єктива, заснованого на аналізі просторового спектру зображень. Представлено його теоретичне обґрунтування. Показано, що для поверхні будь-якого об'єкта існує одна чи декілька резонансних просторових частот, які у фокусі мають максимальну інтенсивність. Проведені дослідження дозволили поєднати процес точного наведення на фокус технологічного лазера з одержанням різкого зображення поверхні, що оброблюється.

Іл. 8. Бібліогр. 7 назв.

UDC 771.537.6

Researches of spectra of spatial frequencies for problem solving of a focusing / M. Dzyubenko, A. Zamkovoy, S. Kolpakov, A. Priyomko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 164-169.

The method of an object focusing based on the spatial spectrum, analysis of images is offered. Its theoretical substantiation is given. It is shown that for a surface of any object there is one or several resonant spatial frequencies having the maximum intensity focal point. The performed researches have allowed to combine the process of precise focusing of the technological laser with obtaining of a sharp image of the surface being treated.

8 fig. Ref. 7 items.

УДК 517.958:535.4

Об использовании акустического и радиоакустического методов дистанционного зондирования АПС при получении метеоданных для оценки условий РРВ / Ю.Н.Ульянов, А.Ю.Панченко, Н.Г.Максимова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вип. 143. С. 170-177.

Рассматриваются возможности созданного в ХНУРЕ содарно-радиоакустического комплекса по дистанционному измерению профилей метеопараметров, определяющих высотный ход коэффициента преломления радиоволн в АПС, и предлагаются пути усовершенствования аппаратуры и способа РАЗ, позволяющие устранить ряд недостатков методики и аппаратуры АЗ-РАЗ, используемых в настоящее время.

Ил. 7. Библиогр.: 20 назв.

УДК 517.958.535.4

Про використання акустичного та радиоакустичного методів дистанційного зондування АПС при отриманні метеоданих для оцінки умов РРВ / Ю.М.Ульянов, О.Ю.Панченко, Н.Г.Максимова // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 170-177.

Розглядаються можливості створеного в ХНУРЕ содарно-радиоакустичного комплексу з дистанційного вимірювання профілів метеопараметрів, що визначають висотний хід коефіцієнта заломлення радіохвиль в АПС, та пропонуються шляхи вдосконалення апаратури й способу раз, які дозволяють усунити ряд недоліків методики й апаратури АЗ-РАЗ, що їх використовують в цей час.

Іл. 7. Бібліогр.: 20 назв.

UDC 517.958:535.4

On the use of acoustic and radioacoustic methods of the PBL remote sensing when obtaining meteorological parameters for assessment of radiowave propagation conditions / Y. N. Ulyanov, A. Y. Panchenko, N. G. Maksymova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 170-177.

The potentialities of the sodar-rass complex created at KNURE on remote measurements of meteorological parameters defining the height run of the air refractivity in the PBL are considered. The ways of the RAS method and equipment improvement are offered, they make it possible to eliminate some shortages of AS-RAS procedures and complexes being used nowadays.

7 fig. ref.: 20 items.

УДК 621.396

Нелинейные эффекты в проволочных антеннах с нелинейным поверхностным импедансом / А.И. Лучанинов, Д.С. Гавва // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вип. 143. С. 178-182.

Изложены результаты расчета нелинейных эффектов для простейших излучателей симметричного и несимметричного вибраторов с индуктивным поверхностным импедансом. Проанализированы также зависимости входного сопротивления этих излучателей от уровня их возбуждения. Отмечено различие в поведении распределения тока вдоль расщепителей с распределенной и сосредоточенной нелинейностью при возбуждении их полем плоской волны.

Ил. 7. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396

Нелінійні ефекти у провідних антенах з нелінійним поверхневим імпедансом / А.І. Лучанинов, Д.С. Гавва // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 178-182.

Викладено результати розрахунку нелінійних ефектів для найпростіших випромінювачів симетричного й несиметричного вібраторів з індуктивним поверхневим імпедансом. Проаналізовано також залежності входного опору цих випромінювачів від рівня їх збудження. Відзначено розходження в поведінці розподілу струму уздовж розщеплювачів з розподіленою й зосередженою нелінійністю при збудженні їх полем плоскої хвилі.

Іл. 7. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396

Nonlinear effects in wire antennas with a nonlinear surface impedance / A.I. Luchaninov, D.C. Gavva // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 178-182

The results of computation of nonlinear effects for the simplest radiators – symmetric and asymmetric dipoles with the inductive surface impedance – are given. The input resistance of these radiators at different levels of their excitation are also analyzed. The difference in behavior of the current distribution along scatterers with the distributed and lumped nonlinearities when exciting them with the plane wave field is noted.

7 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.37 .

Определение высоты отражающей области метеорного следа при использовании телевизионного сигнала в разнесенной системе радиолокации / А.Н. Олейников, Д.М. Сосновчик // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 183-190.

Рассматривается методика получения информации о координатах отражающей области метеорного следа в разнесенной системе радиолокации (передающий и приемный пункты удалены на сотни километров) при использовании сигналов телевизионного вещания. Приведен алгоритм определения наклонной дальности до метеорного следа использующий метки времени в телевизионном сигнале. Оценена погрешность определения высоты отражающей области метеорного следа.

Ил. 8. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.37

Визначення висоти відбиваючої області метеорного сліду при використанні телевізійних сигналів у рознесеній системі радіолокації / А.М. Олейников, Д.М. Сосновчик // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 183-190.

Розглянуто методику отримання інформації про координати відбиваючої області метеорного сліду в рознесеній системі радіолокації (передавальний та приймальний пункти віддалені один від одного на сотні кілометрів). Приведено алгоритм визначення похилої дальності до метеорного сліду, який використовує мітки часу у телевізійному сигналі. Оцінена похибка визначення висоти відбиваючої області метеорного сліду.

Іл. 8. Бібліогр.: 9 назв

UDC 621.37

Determination of the meteoric trace reflecting area height when using a television signal in separated radar system / A.N. Oleynikov, D.M. Sosnovchik // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. N 143. P. 183-190.

The technique of receiving information on coordinates of the meteoric traces reflecting area in the separated radar system (transmission and reception sites are spaced hundred kilometers apart) when using television announcement signals is considered. The algorithm for determining the slant distance to a meteoric trace using time labels in the television signal is given. The error estimation of the meteoric trace reflecting area height is evaluated.

8 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396.6-76 .

Экспериментальные исследования прочности паяного соединения узлов герметизации радиоэлектронной аппаратуры для космической и специальной техники / В.Г. Котух, С.А. Нестерцова, Н.Н. Гора, С.Н. Васильев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 191-194

Описаны исследования, направленные на определение влияния различных режимов эксплуатации на прочность паяного узла и выявление причин разгерметизации изделий РЭА, загерметизированных пайкой. Предложены методы устранения этих причин и результаты испытаний имитаторов и специальных образцов изделий РЭА.

Ил. 7. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396.6-76

Експериментальні дослідження міцності паяного з'єднання вузлів герметизації радіоелектронної апаратури для космічної та спеціальної техніки / В.Г. Котух, С.О. Нестерцова, М.М. Гора, С.Н. Васильєв // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 191-194

Описані дослідження, направлені на визначення впливу різних режимів експлуатації на міцність паяного вузла та виявлення причин розгерметизації виробів РЕА, що загерметизовані за допомогою пайки. Запропоновані методи цих причин та усунення результатів випробувань імітаторів і спеціальних зразків виробів РЕА.

Іл. 7. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396.6-76

Experimental researches of solid soldering conjunction in hermetic devices radioelectronic for airspace and special techniques / V.G. Kotuh, S.A. Nesterstsova, N.N. Gora, S.N. Vasil'ev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. № 143. P. 191-194

The researches aimed at defining the influence of various modes of operation on durability soldering unit and establishment of the reasons for encapsulations of the radio-electronic equipment products capsulated by the soldering are described. Methods for elimination of these phenomena and results of tests of simulators and special samples of the radio-electronic equipment products are offered.

7 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.96'06

Математическая модель радиоакустического канала / В.М. Карташов, А.В. Карташов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 195-201.

Описана корреляционная модель радиоакустического локационного канала, основанная на представлении рассеянного сигнала в виде взаимной корреляционной функции взаимодействующих электромагнитного и акустического колебаний по продольной пространственной координате. Результаты, вытекающие из теоретического анализа корреляционной модели, сопоставляются с данными, полученными в натурном эксперименте. Показана адекватность модели и возможность ее использования для интерпретации сигналов, полученных при зондировании атмосферы.

Ил. 2. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.396.96'06 -

Математична модель радіоакустичного каналу / В.М. Карташов, О.В. Карташов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 195-201.

Описана кореляційна модель радіоакустичного локаційного каналу, заснована на представленні розсіяного сигналу у вигляді взаємної кореляційної функції взаємодіючих електромагнітного й акустичного коливань по подовжній просторовій координаті. Результати, що впливають з теоретичного аналізу кореляційної моделі, зіставляються з даними, отриманими в натурному експерименті. Показано адекватність моделі і можливість її використання для інтерпретації сигналів, отриманих при зондуванні атмосфери.

Іл. 2. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.396.96'02

Mathematical model of the radioacoustic channel / V.M. Kartashov, A.V. Kartashov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2004. № 143. P. 195-201.

The correlation model radioacoustic location channel based on representation of a scattered signal as a cross correlation function of interacting electromagnetic and ultrasonic oscillations on longitudinal spatial coordinate is described. The outcomes implying from the theoretical analysis of the correlation model are compared to the data obtained in a full-scale experiment. Adequacy of the model and a possibility to use it for interpretation of the signals obtained at exploration of the atmosphere is shown.

2 fig. Ref: 10 items.

УДК 681.536.53

Квантово-эмиссионное детектирование электронов в квантовых битах на поверхности гелия / В.А. Николаенко, А.Г. Пашенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 202-209.

Рассмотрено регистрирующее устройство для определения состояний битов в квантовом компьютере. В качестве квантовых битов (кубитов) в компьютере используются поверхностные электроны над сверхтекучим гелием. Предлагаемое устройство считывания использует в своей работе эффект квантового туннелирования электронов с их возбужденных состояний. Электроны локализованы над микроэлектродами, покрытыми тонкой пленкой гелия. Энергия туннелируемых и ускоренных с помощью электрического поля электронов преобразуется затем люминофором в световой поток. Светящиеся точки изображения передаются в ПЗС – матрицу посредством жгута световодов. Проведен анализ чувствительности и разрешающей способности данного устройства.

Ил. 2. Библиогр.: 11 назв.

УДК 681.536.53

Квантово-емісійне детектування електронів в квантових бітах на поверхні гелію / В.О. Ніколаєнко, О.Г. Пашенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вип. 143. С. 202-209.

Розглянуто реєструючий пристрій для визначення станів бітів у квантовому комп'ютері. Як квантові біти (кубіти) в комп'ютері використовуються поверхневі електрони над надтекучим гелієм. Запропонований пристрій зчитування використовує у своїй роботі ефект квантового тунелювання електронів з їх збуджених станів. Електрони локалізовано над мікроелектродами які покриті тонкою плівкою гелію. Енергія тунельованих та прискорених за допомогою електричного поля електронів перетворюється потім люмінофором у світловий потік. Освітлені точки зображення передаються у ПЗС – матрицю за допомогою жмута світловодів. Проведено аналіз чутливості та роздільної здатності даного пристрою.

Іл. 2. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 681.536.53

Quantum-emission of electrons in quantum bits on helium surface / V. A. Nikolaenko, A.G. Pashchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. №143. P. 202-209.

A recording system for definition of the state of bits in the quantum computer using surface electrons over superfluid helium was considered. Quantum electron tunneling effect from the electrons excited states over the microelectrodes covered with a helium film is used in the offered device operation. The energy of the tunneled electrons accelerated with the electric field is transformed with a luminophore into the luminous flux transmitted then through a light guide bundle into CCD-matrix. The analysis of sensitivity and resolution of the given device was carried out.

2 fig. Ref.: 11 items.

УДК 537.86

Дифракция импульсного волнового пучка на полупространстве с диспергирующей средой / Ю. Джин // Радиотехника. Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 143. С. 210-214.

На основе метода модового базиса решена задача о дифракции трехмерного импульсного волнового пучка на диэлектрическом полупространстве с конечной проводимостью. Решение построено на основе разложения полей по бесселевым модам и использования операторов распространения и дифракции во временной области. В качестве численного примера рассмотрена задача о дифракции импульсного волнового пучка, создаваемого линейно поляризованными токами на плоской апертуре с радиальным гауссовым распределением амплитуды.

Ил. 4. Библиогр.: 14 назв.

УДК 537.86

Дифракція імпульсного хвильового пучка на півпросторі з диспергуючим середовищем / Ю. Джін // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вып. 143. С. 210-214.

На основі методу модового базису розв'язано задачу дифракції трьохвимірної імпульсної хвильової пучка на діелектричному півпросторі з скінченною провідністю. Розв'язок побудовано на основі розкладання полів за беселевими модами та використання операторів поширення та дифракції у часовій області. Як чисельний приклад розглянуто задачу дифракції імпульсного хвильового пучка, який створено лінійно поляризованими токами на плоскій апертурі з радіальним гаусовим розподілом амплітуди.

Іл. 4. Библиогр.: 14 назви.

UDC 537.86

Impulse wavebeam diffraction on a halfspace of dispersive medium / Yu Zheng // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 143. P. 210-214.

The problem of 3D wavebeam diffraction on a dielectric halfspace with finite conductivity is solved with Modal Basis Method. The solution is built basing on fields expansion into Bessel modes and using propagation and diffraction operators in the Time Domain. As a numerical example a problem of diffraction of a pulse wavebeam created by linearly polarized currents on a plane aperture with radial Gaussian amplitude distribution.

Fig. 4. Ref.: 14 items.

УДК 551.510

Исследование физического фактора замечаемости / Д.Ю. Горелов, Ю.И. Волощук // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2005. Вып. 143. С. 215-222.

Проведен сравнительный анализ моделей электронной плотности по Лебединцу и Костылеву. Показано влияние выбранной модели метеорной зоны ионосферы на замечаемость радиометеоров. Получены результаты расчета оценок физического фактора замечаемости комплекса МАРС. Показано, что разработанное программное обеспечение может использоваться в дальнейших научных исследованиях при получении истинных распределений скоростей метеоров.

Ил. 4. Библиогр.: 8 назв.

УДК 551.510

Дослідження фізичного фактору селективності / Д.Ю. Горелов, Ю.І. Волощук // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2005. Вып. 143. С. 215-222.

Проведено порівняльний аналіз моделей електронної щільності по Лебединцю та Костильову. Показано вплив вибраної моделі метеорної зони іоносфери на селективність радіометеорів. Отримано результати розрахунку оцінок фізичного фактору селективності комплексу МАРС. Показано, що розроблене програмне забезпечення може бути використане в майбутніх наукових дослідках щодо отримання істинних розподілів швидкостей метеорів.

Іл. 4. Библиогр.: 8 назв.

UDC 551.510

Research into the physical factor of selectivity / D.Y. Gorelov, Y.I. Voloshuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2005. №143. P. 215-222.

The comparative analysis of electron density models by Lebedinets and Kostylev was performed. The influence of the chosen model of the ionosphere meteor zone on the radio meteors noticeability was shown. Results of the MARS complex noticeability factor estimations were obtained. It was shown that the developed software can be used in future scientific investigations when obtaining real distributions of meteors' speed.

4 fig. Ref.: 8 items.

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА**
Випуск 143
Російською та українською мовами

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА**
Выпуск 143
На русском и украинском языках

Коректор Л.І. Сащенко

Підп. до друку 30.11.2005. Формат 60x90/8. Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк ризограф.
Ум. друк арк. 13,9. Обл.-вид арк. 15,7. Тираж 300 прим. Зам. № 68. Ціна договір.

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

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ „Колегіум”, тел. (0572)28-53-74