

521.376.0
D15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

ISSN 0485-8972

РАДИО- ТЕХНИКА

188188

150/2007



621.396(06)
P15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 150



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки
2007

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

Регистрационное свидетельство КВ № 12098-969 ПР от 14. 12. 2006.

Ответственность за содержание статей несут авторы.

Редакционная коллегия: главный редактор *В.М. Шокало*, д-р техн. наук, проф.; зам. главного редактора *А.И. Лучанинов*, д-р физ.-мат.наук, проф.; ответственный секретарь *Ж.Ф. Пащенко*, канд. техн. наук, проф.; *В.М. Ажажа*, академик НАН Украины; *Б.М. Булгаков*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф.; *Ю.Е. Горощенко*, 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. Коновашенко*, академик НАН Украины; *Н.И.Кравченко*, д-р техн. наук, проф.; *В.М. Кузмишев*, 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.П. Шостка*, д-р техн. наук, проф.

Ответственный за выпуск канд. физ.-мат. наук А.Г.Пащенко

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиозлектроники, протокол №342 от 29.06.2007.

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

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

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|-----|
| <i>Е. Г. Прошкин, В. М. Карташов, С. И. Бабкин, А. В. Волох</i> Современное состояние проблемы и перспективы систем радиоакустического зондирования..... | 5 |
| <i>О. Кадацкая</i> Измерение длительности одиночного импульса методом пакетного совпадения | 17 |
| <i>И. А. Делов, Н. И. Слущенко, А. В. Леонидов</i> К вопросу об одном свойстве газовой среды | 22 |
| <i>Е. В. Рогожкин, В. А. Пуляев, Д. В. Котов</i> Определение электронной концентрации по эффекту Фарадея при слабой корреляции между обыкновенной и необыкновенной компонентами некогерентно рассеянного сигнала | 28 |
| <i>И. А. Евсеев, Р. П. Волощук</i> Исследование траекторий движения передатчика и приемника бистатической радиолокационной системы с синтезированием апертуры антенны и их влияния на разрешающую способность..... | 32 |
| <i>В. Г. Крыжановский</i> Двухчастотный усилитель с высоким КПД | 39 |
| <i>Г. А. Алексеев, М. В. Белоброва</i> Опыт численного решения обратных задач радиопросвечивания (на англ. яз)..... | 47 |
| <i>А. В. Васянович, В. П. Герасимов, А. В. Грицунов, И. В. Руженцев</i> Моделирование распространения сверхширокополосных электромагнитных импульсов в дисперсных электродинамических линиях..... | 55 |
| <i>М. В. Воловенко, О. М. Никитенко</i> Устойчивость и периодическое движение нелинейной динамической системы «магнетронный диод»..... | 60 |
| <i>Ю. Б. Гимпидевич, И. В. Лищенко, В. И. Носкович, П. П. Овчаров</i> Малогабаритные датчики мощности микроволновых преобразователей интерференционного типа | 64 |
| <i>В. К. Киселев, С. В. Мизрахи, П. К. Нестеров</i> Квазиоптический микрокомпактный полигон для моделирования поляризационных характеристик рассеяния в ближнем миллиметровом диапазоне волн | 69 |
| <i>О. В. Гунько</i> Интегральное представление фазы через амплитуду для сигналов, имеющих финитный спектр | 75 |
| <i>В. В. Ратин</i> Синхронизированный автогенератор с отрицательной фазовой обратной связью второго рода | 83 |
| <i>П. Ф. Лебедев, С. Н. Пономаренко</i> Фазовый контур первого порядка | 88 |
| <i>В. М. Карташов, А. В. Волох, В. В. Радионова</i> Тела неопределенности зондирующих сигналов систем радиоакустического зондирования атмосферы | 94 |
| <i>О. М. Чекунова, С. А. Микаров, О. В. Чечуй</i> Математична модель оптимальної по швидкодії нелінійної системи ФАП | 100 |
| <i>Е. И. Вдовиченко, А. Ф. Величко, Д. А. Величко</i> Распределения параметров сигнала ретрансляционного измерителя при флуктуациях отражателя | 104 |
| <i>В. М. Бакуменко, А. Є. Чебiтько, Т. П. Шитоха</i> Гiбридне кільце НВЧ-дiапазону | 112 |
| <i>Е. В. Фурсова</i> Распределение пространственного заряда в магнетронах на пространственных гармониках с неоднородной резонаторной системой | 116 |
| <i>П. Г. Дальченко, М. И. Дзюбенко, В. П. Пелипенко</i> Влияние спектрального состава излучения накачки на энергетические характеристики лазера на спиртовом растворе родамина 6Ж | 122 |
| <i>А. М. Негрийко, Л. П. Яценко, І. В. Мацiев, Ю. П. Мачехiн, А. С. Литвишенко, А. Ю. Красногоров, К. И. Мунтян</i> Розвиток прецизійної технології вимірювання оптичних частот з використанням фемтосекундного лазера | 129 |
| <i>С. В. Черновцев</i> Управление спектральными свойствами одномерного магнитофотонного кристалла с «дефектным» слоем | 137 |
| <i>К. М. Музыка, М. М. Рожницький</i> Оцінка довжини сепараційного каналу мікрофлюїдної електрохемілюмінесцентної системи для ефективного розділення амінокислот..... | 144 |
| <i>А. Б. Галат, П. А. Гагин, Б. В. Гришев, Н. Г. Старжинский, И. М. Зеня</i> Радиационно-чувствительные интегральные детекторы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$ (на англ. яз)..... | 148 |
| <i>И. Ш. Невлюдов, В. А. Палагин, Е. А. Фришок, О. Г. Шинкаренко</i> Нанолитография-наноимпринтинг | 151 |
| <i>В. Ю. Ляхно, С. И. Мельник, Ю. В. Фоменко, В. И. Шнырков</i> Стеклопластиковый криостат для магнитного микроскопа на основе СКВИДов | 159 |
| <i>О. М. Цимбал</i> Адаптація маніпулятора MR-999E до умов експерименту | 167 |
| <i>В. А. Васильев, А. А. Ковальчук, А. А. Сосунов</i> Оценка показателя качества подсистем автосопровождения по дальности и угловой координате многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой..... | 171 |
| <i>Г. А. Чуканова</i> Математическое моделирование специальной полосковой антенны с правокруговой поляризацией..... | 175 |
| РЕФЕРАТЫ | 183 |

CONTENTS

| | |
|---|-----|
| <i>V.M. Kartashov, S.I. Babkin, A.V. Volokh</i> Modern state, problems and prospects for radio acoustic sounding system | 5 |
| <i>O.I. Kadatckaya</i> Measurement of the single pulse duration by the packet coincidence method..... | 17 |
| <i>I. A. Delov, N. I. Slipchenko, A. V. Leonidov</i> On one property of gaseous medium | 22 |
| <i>E. V. Rogoshkin, V. A. Pulayev, D. V. Kotov</i> Definition of electron concentration on Faraday's effect at weak correlation between ordinary and unusual components of incoherent scattering signal | 28 |
| <i>I. A. Evseev, R.P. Voloschuk</i> Analysis of transmitter and receiver trajectories of the bistatic SAR and their influences to resolution | 32 |
| <i>V. G. Krizhanovski</i> Dual-band high power amplifier | 39 |
| <i>G. A. Alexeev, M. V. Belobrova</i> Experience of numerical solution of radio-occultation inverse problems ... | 47 |
| <i>A. V. Vasyanovich, V. P. Gerasimov, A. V. Gritsunov, I. V. Ruzhenisev</i> Simulation of ultrawideband electromagnetic pulses in dispersive electrodynamics lines propagation..... | 55 |
| <i>M. V. Volovenko, O. M. Nikitenko</i> Stability and periodical motion in nonlinear dynamical system «magnetron diod» | 60 |
| <i>J. B. Guimpilevich, I. V. Lashchenko, V. I. Noskovich, P. P. Ovcharov</i> Small-size sensing power sensors of interference type microwave transformers | 64 |
| <i>V. K. Kiseliy, S. V. Mizrakhly, P. K. Nesterov</i> Quasioptical micro-compact range for polarization scattering characteristics modeling in the near millimeter band | 69 |
| <i>O. V. Gunko</i> Integral presentation of phase through amplitude for signals having a finitary spectrum | 75 |
| <i>V. V. Rapin</i> Synchronized oscillator with negative phase feedback of the second type | 83 |
| <i>P. F. Lebedev, S. N. Ponomarenko</i> The phase contour of the first kind..... | 88 |
| <i>V. M. Kartashov, A. V. Volokh, V. V.</i> Ambiguity solids of sounding signals of systems radioacoustic sounding of atmosphere | 94 |
| <i>O.M. Chekanova, S.A. Makarov, O.V. Chechuy</i> Mathematical model of speed-optimal PAA non-linear system..... | 100 |
| <i>Y. I. Vdovychenko, A. F. Velichko, D. A. Velichko</i> Retransmission meter radiosignal distribution during monitoring a fluctuating reflector | 104 |
| <i>V. M. Bakumenko, A. E. Chebytko, T. P. Chytoha</i> The microwave hybrid ring..... | 112 |
| <i>E. V. Fursova</i> Spatial charge distribution in the spatial-harmonic magnetrons with nonuniform oscillatory system | 116 |
| <i>P. G. Dalchenko, M. I. Dzyubenko, V. P. Pelipenko</i> The influence of the spectral composition of pump emission on energetic characteristics of laser on alcohol solution of rodamin 6G | 122 |
| <i>A. M. Negryiko, L. P. Yatsenko, I.V. Matsnev, Y. P. Machekhin, A. S. Litvinenko, A. Y. Krasnogorov, K. I. Muntian</i> Development precision technology of optical frequency measurement based on femtosecond.... | 129 |
| <i>S. V. Chernovtsev</i> The control of spectral properties of one-dimensional magnetophotonic crystal with a «defect» layer | 137 |
| <i>K. M. Muzyka, N. N. Rozhitskii</i> Estimation of the microfluidic electrochemiluminescent system separation channel length for effective amino acids separation | 144 |
| <i>A. B. Galat, P. A. Gashin, B. V. Grinyov, N. G. Starzhinskiy, I. M. Zenya</i> Radiation sensitive integrated detectors based on $A^{IV}B^{VI}$ compounds | 148 |
| <i>J. Sh. Nevttudov, V. A. Palagin, E. A. Frizuk, O. G. Shinkarenko</i> Nanolithography – nanoimprinting | 151 |
| <i>V. YU. Lyakhno, S. I. Melnik, YU. V. Fomenko, V. I. Shmyrkov</i> FRP Dewar for HTS SQUIDs microscope ... | 159 |
| <i>O. M. Tsymbal</i> Manipulator MR-999E adaptation to the conditions of experiment | 167 |
| <i>V. A. Vasilev, A. A. Kovalchuk, A. A. Sosimov</i> The range tracking and the angle tracking subsystems quality parameter estimation of multichannel phase-array radar | 171 |
| <i>G.A. Chukanova</i> Simulation of special smoothing antenna with right-hand-circle polarization..... | 175 |
| ABSTRACTS..... | 183 |

*Е. Г. ПРОШКИН, д-р техн. наук, В. М. КАРТАШОВ, д-р техн. наук,
С. И. БАБКИН, канд техн. наук, А. В. ВОЛОУ*

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ, ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ СИСТЕМ РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Современное состояние теории и практики систем РАЗ

Системы радиоакустического зондирования (РАЗ), позволяющие дистанционно определять основные метеорологические величины (температуру и влажность воздуха, скорость и направление ветра), являются информативным и перспективным средством метеонаблюдений. В первых системах РАЗ использовались импульсные радио- и акустические сигналы и строились они по моностатической схеме, в которой фазовые центры всех антенн совмещены в одной точке. Длина радиоволны системы температурно-ветрового зондирования ЕМАС [1], созданной в 1961 году, составляла 3 см, длина акустической волны – 1,5 см, а максимальная дальность действия – только 30 м. Полученная дальность разочаровала разработчиков и следующая система РАЗ появилась только в 1972 году. Данная установка температурного зондирования называлась RASS и имела параметры [1]: длина радиоволны – 8,15 м; длина акустической волны – 4,075 м. С помощью этой установки удалось получить отраженный сигнал с высоты 1,5 км, но минимальная высота зондирования составляла 600 м, а пространственная разрешающая способность – 200 м. В большинстве последующих систем РАЗ применялось импульсное акустическое излучение и непрерывное монохроматическое радиоизлучение, использовались отдельные, разнесенные на некоторое расстояние, передающая и приемная радиоантенны. Акустическая антенна, как правило, располагается посередине между радиоантеннами. Такая схема расположения антенн в совокупности с указанной выше комбинацией зондирующих радио- и акустического сигналов (схема построения системы) получила название «основной». К середине 80-х годов прошлого столетия, когда, в основном, сформировались принцип построения и структура доплеровской системы РАЗ, в мире насчитывалось около 10 работающих установок, большинство из которых были построены по основной схеме [1]. Отличия известных установок состояли в используемых диапазонах длин волн, мощностях излучения и числах длин волн в акустическом импульсе, временная длительность которого определяет пространственную разрешающую способность измерений. Все имевшиеся к тому времени системы (кроме РАЗ-10) были стационарными. В качестве передающих и приемных радиоантенн чаще всего использовались параболические зеркальные антенны, в качестве акустических излучателей – решетки динамиков. Некоторые структурные особенности имеет установка РАЗ, разработанная в Харьковском институте радиоэлектроники (ныне ХНУРЭ) [2]. Здесь радио- и акустическая антенны размещаются так же, как и в основной схеме, только на вращающейся платформе, а акустическая антенна, кроме того, может перемещаться в направлении, перпендикулярном линии, соединяющей центры радиоантенн. Сделано это с целью компенсации в небольших пределах ветрового переноса звукового пакета. Работоспособность установки при смещенной акустической антенне обеспечивается путем вращения платформы до появления в приемнике отраженного радиосигнала. Затем акустическую антенну смещают дальше по линии и добиваются получения сигнала из следующей точки профиля. Это позволяет увеличить дальность действия системы и производить измерения скорости и направления горизонтального ветра. Разработанные в дальнейшем системы РАЗ [3-5.] не имеют принципиальных отличий, только в силу возросшей производительности компьютеров в них реализуются дополнительные возможности по обработке и отображению результатов зондирования. Если ранее (в 70-80-е годы) большинство систем РАЗ разрабатывалось группами экспериментаторов и изготавливалось в единичных экземплярах, то позднее (наряду с уникальными, единичными разработками) был начат также мелкосерийный выпуск подобных станций. Разработчиками систем РАЗ, предназначен-

ных для промышленного производства, являются, как правило, те же научные коллективы, которые изготавливают экспериментальные установки для «себя».

Радиоканал систем РАЗ реализуется по схеме «истинной когерентности», когда выходной сигнал радиопередатчика и все гетеродинирующие напряжения приемника формируются от одного высокостабильного задающего генератора путем умножения его частоты в необходимое число раз. Такая схема построения позволяет при использовании задающего генератора, обладающего достаточной кратковременной стабильностью частоты, получать необходимую точность оценок скорости звука в атмосфере. Измеритель доплеровской частоты может быть реализован в аналоговом или цифровом виде. ЭВМ выполняет функции синхронизации, управления и адаптации, а также обработки результатов измерений. Особенность систем РАЗ состоит в необходимости выполнения условия Брэгга, которая диктуется как энергетическими, так и информационными соображениями. При использовании простых акустического и электромагнитного зондирующих сигналов изменение с высотой температуры и радиальной скорости ветра приводит к нарушению соотношения Брэгга. Достаточно сильный отраженный сигнал существует только в некотором диапазоне высот, причем, чем больше длительность акустического импульса, тем меньше этот диапазон [1]. Настройка на условие Брэгга при больших градиентах температуры для каждой из точек профиля («площадок») вручную путем изменения частоты излучаемого звукового сигнала занимает достаточно много времени, которое в зависимости от количества точек профиля может составлять 0,1 – 3 ч [1,2]. Используемый алгоритм измерений значительно ограничивает оперативность получения профилей метеовеличин – качество, являющееся одним из основных достоинств метода РАЗ. Кроме того, такое время соизмеримо со временем квазистационарности процессов в атмосфере, в течение которого можно производить осреднение. В связи с изложенным, с самого начала развития метода РАЗ стали делаться попытки получения профилей «по одной посылке» [1], с установкой частоты акустического генератора для начала, середины и конца всей трассы [2], однако достаточный для уверенной регистрации уровень сигнала даже при благоприятных метеоусловиях удается получить только для нескольких соседних точек профиля. Нарушение условия Брэгга в крайних точках, в которых удается зарегистрировать сигнал, приводит к появлению погрешностей в определении температуры порядка 0,5 – 1,0 °С [1]. Такая погрешность не превышает случайных погрешностей радиозондов, но оказывается коррелированной с градиентом скорости звука, причем градиент всегда занижается по абсолютному значению. И хотя общее время измерения температурного профиля по такой методике значительно уменьшается, однако появляется неслучайная погрешность, которая не может быть уменьшена осреднением и коррекцией результатов измерений. Кардинальным решением вопроса о повышении оперативности РАЗ и точности измерения метеовеличин может стать подстройка частоты электромагнитного излучения под условие Брэгга по мере распространения простого акустического импульса в атмосфере. Разработке таких способов посвящены публикации [1,5] и другие. Поскольку обеспечить выполнение условия Брэгга во всем диапазоне изменения акустических длин волн с помощью подстройки частоты радиосигнала не представляется возможным, то медленные (сезонные и суточные) изменения метеовеличин целесообразно компенсировать подстройкой частоты звукового генератора. Такая периодическая подстройка частоты звука может быть выполнена по результатам прямых измерений температуры и скорости ветра у поверхности земли (автоматически или оператором). Компенсацию быстрых изменений длины акустической волны (в течение времени распространения акустического пакета по трассе зондирования) необходимо производить изменением частоты радиоизлучения. Однако сведения об успешной реализации подобных процедур на практике отсутствуют, что объясняется технической сложностью задачи, с одной стороны, и несовершенством алгоритмов управления частотами зондирующих сигналов – с другой. В системах РАЗ могут применяться дискретные приемные радиоантенны, в том числе и значительных размеров при зондировании до больших высот. Для эффективного использования апертуры решетки передающие электромагнитная и акустическая антенны

могут в этом случае перемещаться при изменении метеоусловий, занимая положение с наветренной стороны, либо используется некоторое количество передающих антенн, которые перемещаются [6]. Разработаны и соответствующие алгоритмы обработки сигналов для такой схемы [6], позволяющие, в частности, оценивать координаты центра пятна рассеянных сигналов, перемещающегося в процессе измерений по апертуре решетки.

Отметим, что все вопросы системного, технического характера возникающие при разработке систем РАЗ, решались до 2000 года инженерным, экспериментальным путем. После прихода к «основной» схеме построения таких установок усилия разработчиков были направлены на совершенствование различных элементов структуры. Рассматривались возможности использования различных видов антенн, акустических излучателей, радиоприемников, устройств выделения сигнала доплеровской частоты, схем и алгоритмов спектрального анализа. Достаточно удачная комбинация зондирующих сигналов, получившая широкое распространение на практике: импульсный акустический сигнал с синусоидальным заполнением и непрерывный монохроматический радиосигнал – также предложена инженерами. Ряд публикаций научного характера [7-9], посвященных исследованию свойств некоторых типов зондирующих сигналов, появились позднее. Полученные в них результаты подтвердили правильность инженерной интуиции, подсказавшей использование данной комбинации сигналов, и несколько расширили представления о свойствах и возможностях других видов зондирующих колебаний. В упоминавшихся работах использовался достаточно сложный математический аппарат, затрудняющий восприятие излагаемого материала инженерами, занимающимися аппаратурой, и делавший проблематичным его развитие и рассмотрение других видов сигналов. Именно этими обстоятельствами объясняются ошибки и заблуждения, встречающиеся в упоминавшейся литературе, несмотря на высокую квалификацию авторов. О некоторых имевших место заблуждениях говорится также в работе [1]. Аппаратурные задачи имеют небольшой удельный вес среди публикаций, посвященных зондированию атмосферы с использованием звуковых волн, и этот вес постоянно уменьшается [1.5]. Если до 1983 года более чем в 50 % докладов на симпозиумах ISARS рассматривались методические и аппаратурные вопросы, то на последующих симпозиумах таких докладов было менее 10 – 15% (основное внимание в них уделяется ветровым профилерам и комбинированным системам). Остальные сообщения посвящены различным геофизическим проблемам. В докладах ведущих ученых неоднократно высказывалась мнение о том, что разработка вопросов построения систем РАЗ практически завершена и происходит поворот к их практическому использованию. Таким образом, на определенном этапе развития в области разработки систем РАЗ атмосферы сложилась ситуация, когда основными методами проектирования являлись инженерная интуиция, основанная на опыте аналогичных и подобных решений в других областях, и эксперимент. Работы по созданию теории радиоакустических систем по-прежнему не производились, задачи синтеза и оптимизации систем, устройств, сигналов не ставились. Это обусловлено, видимо, тем, что ведущие позиции и научный авторитет в вопросах зондирования атмосферы принадлежат специалистам по атмосфере – физикам и, особенно, радиофизикам, занимающимся вопросами распространения и рассеяния волн в атмосфере, среди которых такие известные имена как Обухов А. М., Татарский В. И., Каллистратова М. А., Кон А. И., Красненко Н. П. и др. Ряд установок РАЗ, особенно содаров, созданы под идейным руководством специалистов данного направления. Вопросы же, связанные с проектированием аппаратуры, решались, в основном, путем заимствования известных решений из радиолокации с учетом метеоусловий и особенностей радиоакустического зондирования. Используемый подход в значительной степени предопределил достигнутые на определенном этапе успехи в развитии метода и систем РАЗ, однако же, он и замедлил последующее развитие данного направления, поскольку далеко не все вопросы системного технического характера в этой области можно эффективно решить таким в силу специфики систем РАЗ. Отдельно в ряду исследований данного направления стоят работы ученых ХНУРЭ, в которых системы РАЗ выступают как объект исследования. Учеными университета созданы основы

построения доплеровских систем данного класса, предложены и исследованы различные схемы обработки сигналов, другие радиоустройства, а разработка и метрологическая аттестация методов измерения параметров атмосферы производятся в этих работах с учетом не только геофизических, но и аппаратурных погрешностей. Значительные успехи достигнуты в достаточно близкой к системам РАЗ области – разработке радиолокационных ветровых профилеров (РВП). Ветровой профилер, по существу, представляет собой электромагнитный канал радиоакустической системы, спроектированный и построенный таким образом, чтобы принимать слабые сигналы, полученные от распределенных в пространстве турбулентных неоднородностей. Естественно, что, являясь сложным стационарным (дорогостоящим) сооружением, РВП способен принимать и радиосигнал, рассеянный на когерентной акустической волновой посылке (АВП). Однако, чтобы реализовать заложенные в нем богатые, прежде всего, энергетические возможности при работе с АВП, необходимо в процессе проектирования (или доработки) учитывать появляющиеся системообразующие связи. Поскольку РВП представляют собой РЛС с высоким энергетическим потенциалом, предназначенные для работы по объемно-распределенным целям с очень малым ЭПР, то при использовании в них в качестве рассеивающего объекта когерентной пространственной структуры – АВП, образуется некоторый «избыток» потенциала, позволяющий применить сложный акустический сигнал. Частота радиоизлучения в РВП может быть выбрана постоянной (а не изменяющейся для обеспечения условия Брэгга) [11]. Наиболее часто в РВП используют самое очевидное техническое решение – ЛЧМ звуковой сигнал. Акустические сигналы с широким спектром применяются в настоящее время и в ряде установок РАЗ с «обычным», более низким энергетическим потенциалом радиоканала.

Для создания эффективных систем РАЗ необходима глубокая теоретическая разработка соответствующих вопросов аппаратурного характера с использованием адекватных подходов, поскольку многие вопросы данного направления не содержатся в теории радиолокационных систем.

Изложим кратко основные теоретические результаты, полученные в последнее время, прежде всего учеными ХНУРЭ. Обнаружена закономерность в формировании рассеянного на звуке радиосигнала как взаимная корреляционная функция по дальности излучаемых электромагнитного и акустического колебаний. Закономерность вытекает из известных соотношений, полученных теоретическим путем, и подтверждается многочисленными экспериментальными результатами. Созданы адекватные конструктивные модели информационных локационных каналов – радиоакустического и акустического. Введена двумерная взаимокорреляционная функция акустического и радиосигналов – функция рассеяния, теоретическим путем определены ее основные свойства, выражающие наиболее общие характеристики рассеянных сигналов. Задача рассеяния электромагнитной волны на звуке представлена с помощью аппарата теории сигналов и функционального анализа, вследствие чего значительно повышается конструктивность рассмотрения.

Функция рассеяния, «вобрав» в себя свойства среды взаимодействия и характеристики зондирующих акустического и электромагнитного колебаний, позволяет достаточно просто находить вид рассеянного сигнала, соответствующий разнообразным условиям. Благодаря этому открываются широкие возможности для исследования различных видов зондирующих колебаний и развития теории рассматриваемых систем в целом.

Разработаны методы исследования зондирующих акустических и электромагнитных сигналов. Представление функции рассеяния в различных математических формах и графически в виде поверхностей – тел рассеяния позволяет, используя различные виды сечений тел, осуществлять эффективный анализ зондирующих векторных радиоакустических сигналов. Изучены виды сигналов – наиболее часто используемые на практике и перспективные.

Показано, что применяемые в настоящее время в радиоакустических системах алгоритмы обработки принимаемых сигналов, заимствованные из радиолокации, не адекватны процессам, происходящим в радиоакустическом локационном канале, поскольку не учитывают

изменение структуры сигнала при рассеянии на звуковой посылке. Это приводит к существенному ухудшению показателей качества станций. в частности точности измерения температуры (погрешность может достигать единиц градусов). Для получения оценок максимального правдоподобия измеряемого параметра опорные сигналы в различных точках диапазона возможных значений данного параметра должны отличаться видом, формой, а не являться копией излучаемого радиосигнала. как это принято. Формы опорных колебаний многоканального устройства обработки следует определять с помощью функции рассеяния, отображающей особенности преобразования сигналов в канале.

Синтезированные алгоритмы обработки сигналов можно рассматривать как обобщение результатов теории радиосистем на случай, когда форма сигнала при рассеянии преобразуется по детерминированному закону. Если рассеивающий объект вырождается в точечную цель, то принимаемый и опорный сигналы становятся копией зондирующего, излучаемого радиосигнала. Предложенные процедуры обработки сводятся в этом случае к известным ранее алгоритмам оценивания параметров колебания.

Развитие метода радиоакустического зондирования в ХНУРЭ

Первые сообщения о возможности реализации метода РАЗ атмосферы появились в 1961 году. В опубликованном докладе Смита П. Л. [12] была изложена сущность метода, выполнен анализ системы, рассмотрена возможность измерения скорости и направления ветра с помощью трех, разнесенных в пространстве, систем РАЗ. В докладе Феттера Р. В. [13] излагался принцип построения системы ЕМАС, была приведена структурная схема и результаты ее экспериментальных исследований. Система ЕМАС не оправдала возлагаемых на нее надежд, так как высота зондирования составила лишь 30 м. Результаты энергетического расчета метода РАЗ, полученные в 1962 году Атласом Д. [14], дали слишком завышенные оценки метода. Поэтому метод был признан неперспективным, дальнейшие его исследования были приостановлены и возобновлены лишь через 10 лет, в 1972 году, после обоснования Маршаллом И. М. [15] причин неудачи выполненных в 1961-1962 годах теоретических и экспериментальных исследований метода РАЗ.

В годы, когда метод РАЗ был признан неперспективным, он получил развитие в Харьковском институте горного машиностроения, автоматики и вычислительной техники (ныне Харьковский национальный университет радиоэлектроники). В 1965-1966 годах на кафедре конструирования радиоаппаратуры для исследования рассеяния электромагнитного излучения на звуковых волнах и для проверки критичности дифракции Брэгга при РАЗ атмосферы была создана экспериментальная моностатическая система РАЗ, по существу повторяющая ЕМАС. Система состояла из доплеровского радиолокатора с непрерывным излучением радиоволн частотой 10 ГГц и формирователя звуковых посылок, содержащего источник сжатого воздуха, ресивер, регулятора давления, клапан запуска и свисток Гартмана, излучающий звуковые волны на частоте 22 кГц. Последний размещался в фокусе параболической антенны радиолокатора, которая формировала диаграммы направленности радио и звукового излучений. Экспериментальные исследования данной системы повторили результаты, полученные системой ЕМАС: максимальная дальность зондирования составила 40 м. Было установлено, что газоструйные преобразователи звука, такие как свистки Гартмана и сирены, позволяют получать значительные мощности звукового излучения, однако они не обладают требуемой стабильностью частоты звука, не обеспечивают работу в импульсном режиме и подстройку частоты для выполнения условия Брэгга вдоль трассы зондирования. Для таких устройств требуются мощные компрессоры, особенно при работе систем в дециметровом и метровом диапазонах радиоволн. Поэтому в последующих разработках систем РАЗ, выполненных уже в Харьковском институте радиоэлектроники (ХИРЭ), использовались электродинамические излучатели звука, которые обеспечивают высокую стабильность частоты, работу в импульсном режиме и, практически, безынерционную подстройку частоты для соблюдения условия Брэгга при зондировании. Выполненные в период 1966-1970 годов теоретические исследования метода РАЗ дали следующие результаты.

1. Установлено, что причиной малой дальности обнаружения рассеянных звуковой волной радиосигналов системами ЕМАС и РАЗ-1 (ХИГМАВТ) является большое затухание в атмосфере используемой частоты звуковых волн (22 кГц).

2. Разработан способ наклонного зондирования последовательно в трех направлениях, позволяющий определять высотное распределение температуры воздуха, скорости и направления ветра одной системой РАЗ.

3. Получено уравнение дальности радиоакустического зондирования, в котором учтены технические характеристики системы, затухание звуковых волн в атмосфере и их ветровая рефракция.

На основании этих результатов в 1969 году была создана мобильная бистатическая система РАЗ-2, доплеровский радиолокатор которой работал в непрерывном режиме на частоте 3 ГГц [16]. В качестве излучателя звука использовалась акустическая решетка, состоящая из рупорных громкоговорителей. Система позволяла дистанционно измерять высотное распределение температуры воздуха, скорости и направления ветра в нижнем 100-метровом слое атмосферы с высоким пространственным разрешением. Аппаратура была размещена в кузове автомобиля, на крыше которого была смонтировано антенное устройство. Результаты полевых испытаний системы подтвердили перспективность метода РАЗ для мониторинга атмосферного пограничного слоя.

Исходя из положительных результатов теоретических и экспериментальных исследований в 1971 году Постановлением правительства Украины в ХИРЭ была создана Проблемная научно-исследовательская лаборатория зондирования атмосферы, в которой продолжились исследования метода и систем РАЗ. К сентябрю 1974 года сотрудниками лаборатории было завершено создание макета мобильной 10-см системы РАЗ-3 с внутренней когерентностью и следующими техническими параметрами: мощность радиопередатчика – 0,5 Вт; чувствительность радиоприемника – 10^{-11} Вт; максимальная электрическая мощность генератора акустических импульсов – 1000 Вт. В этой системе РАЗ имелись два режима работы: вертикальное температурное зондирование и наклонное температурно-ветровое зондирование. С ноября 1974 по март 1975 года впервые в мировой практике были проведена сравнительная регистрация вертикальных профилей температуры воздуха, скорости и направления ветра 10-см системой РАЗ и штатными датчиками высотной 300-метровой метеомачты (ВММ) Института экспериментальной метеорологии (ИЭМ, г. Обнинск) на короткой базе (сравниваемые средства измерений находились на расстоянии около 150 м). Максимальная высота вертикального зондирования – 180 м, вид устройства для накопления данных зондирования – малогабаритное печатающее устройство МПУ16-2. Среднеквадратические отклонения результатов сравнительных измерений: по температуре воздуха – (0,1 – 0,5) К; по скорости ветра – (0,2 – 0,6) м/с; по направлению – (1,5–5)⁰. Такие погрешности метода и аппаратуры РАЗ удовлетворяют практике метеонаблюдений. Была замечена сильная изменчивость вертикальных профилей метеовеличин при их регистрации аппаратурой РАЗ по сравнению с профилями, полученными метеодатчиками. В дальнейшем эта 10-см система РАЗ подверглась существенной модернизации, в результате которой достигнуты следующие параметры: максимальная мощность радиопередатчика – 5 Вт; чувствительность радиоприемника – 10^{-14} Вт; вид накопления данных зондирования – перфолента. С использованием данной системы с ноября 1977 по март 1978 года была проведена вторая серия сравнительных измерений на территории ВММ. Максимальная высота регистрации температуры воздуха – 300 м; скорости и направления ветра – 200 м. По результатам сравнительных измерений были отработаны методики зондирования в различных метеоусловиях, в том числе и при повышенных скоростях ветра. Достигнутые результаты в развитии метода РАЗ позволили использовать модернизированную систему РАЗ-3 для научных исследований по физике атмосферы и для некоторых прикладных задач. Так, в августе 1979 года лаборатория с этой системой приняла участие в экспедиционных обследованиях загрязнения воздушного бассейна в районе алюминиевого завода в Карелии (организатор – Главная геофизическая обсерватория

им. Воейкова, г. Ленинград). В этих экспериментах данные температурного зондирования системой РАЗ-3 сравнивались с данными верголетного зондирования. А с июля по октябрь 1980 года модернизированная система РАЗ-3 использовалась в работах по активным воздействиям на гидрометеорологические процессы (рассеивание континентальных туманов, г. Софиевка Днепропетровской обл.) под эгидой ИЭМ. С ноября 1980 года началась разработка способов зондирования и создание макета двухчастотной системы РАЗ-4 для экспериментов по дистанционному измерению еще одной важной метеовеличины – влажности воздуха. К концу 1982 году создан макет системы РАЗ-4 со следующими характеристиками: длина рабочих волн радиоканала – 10 см и 20 см; максимальная мощность радиопередатчика канала 20 см – 30 Вт; устройство для управления и обработки результатов зондирования – микро-ЭВМ ДЗ-28 «Электроника» с возможностью раздельной работы каналов. В дальнейшем отрабатывались методики зондирования с целью синхронной регистрации температуры и влажности воздуха в разных метеоусловиях. А с мая 1984 года по май 1992 года макет двухчастотной системы РАЗ-4 использовался в исследованиях по рассеиванию теплых прибрежных туманов (организатор – ИЭМ, г. Одесса). По данным радиоакустического зондирования в экспериментах наблюдалась явная трансформация вертикального температурного профиля на различных стадиях эволюции тумана: возникновении, существовании и разрушении. При выполнении этих исследований были проведены сравнительные измерения температуры и влажности воздуха, скорости и направления ветра вертикальным зондированием аппаратурой РАЗ и автоматизированными датчиками 50-метровой метеомачты Одесского гидрометеорологического института. В это же время было проведено комплексирование макета двухчастотной системы РАЗ с акустическим локатором вертикального зондирования ИРЭ АИ СССР (для увеличения объема и качества получаемой метеорологической информации). С апреля 1988 года по октябрь 1990 года 20-см канал двухчастотной системы РАЗ использовался в исследованиях влияния бризовой циркуляции на вертикальное распределение коэффициента преломления для радиоволн в прибрежной зоне (температурно-ветровое зондирование). Для уверенной регистрации появления бризовой ячейки (ее верхней границы) высота зондирования системы РАЗ-4 оказалась недостаточной. С начала 1993 года по конец 1995 года в лаборатории был создан макет стационарной системы РАЗ-5, комплексированной с акустическим локатором и предназначенной для исследования процессов в пограничном слое атмосферы над лесостепью. Основные технические параметры: рабочая частота радиолокатора – 440 МГц, рабочая частота акустического локатора – 1 кГц, устройство управления и обработки данных зондирования – персональный компьютер АТ ХТ 286. В дальнейшем, до сентября 1999 года, проводилась экспериментальная отработка методик комплексного вертикального зондирования атмосферы с помощью этого комплекса. С 2000 года осуществлен переход от макетно-аппаратного моделирования систем РАЗ к математическому.

Проблемы и перспективы развития метода и аппаратуры РАЗ

Несмотря на почти 50-летнюю историю развития, метод РАЗ пока не занял своего достойного места в ряду эффективных способов метеонаблюдений, широко применяющихся на практике, несмотря на реальную возможность дистанционного и оперативного получения больших объемов количественной метеоинформации и высокой (для дистанционных средств) точностью. В работе [17] изложены основные способы радиоакустического зондирования, разработанные в ХНУРЭ для дистанционной регистрации вертикальных профилей основных метеовеличин: температуры и влажности воздуха, скорости и направления ветра в пограничном слое. В ходе реализации этих способов с помощью макетов аппаратуры РАЗ сотрудниками лаборатории накоплен огромный опыт, полученный при настройке, экспериментальном зондировании и при проведении комплексных работ по физике атмосферы и ее загрязнении. Тщательный анализ эффективности использования аппаратуры РАЗ в различных метеоусловиях и обстоятельствах позволил выделить ряд факторов (технических, атмосферных, социальных и пр.), ограничивающих возможности этого метода. Можно указать на

такие факторы, влияющие на эффективность радиоакустического зондирования и его внедрение в практику метеонаблюдений:

- фокусирование рассеянных сигналов в пятно конечных размеров (в отличие от поля рассеянных сигналов, возникающего при радиолокации точечных целей);
- смещение пятна по подстилающей поверхности вследствие переноса пакета звуковых волн горизонтальным ветром;
- поворот фазового фронта звуковых волн под действием градиентов температуры воздуха и скорости ветра;
- наличие в атмосфере вертикального градиента температуры воздуха, что приводит к нарушению установленного условия Брэгга;
- суточный и годовой ход метеовеличин;
- порывистость ветра и изменчивость его по направлению;
- поворот ветра с высотой;
- наличие вертикальной составляющей скорости ветра;
- молекулярное поглощение энергии звуковых волн;
- турбулентное рассеяние звуковых волн;
- разрушающее действие турбулентности атмосферы на зондирующий пакет (нарушение продольной и поперечной когерентности фазовых фронтов звуковых волн);
- наличие осадков различной интенсивности и агрегатного состояния;
- миграция рассеивающего объема атмосферы в пределах зондирующего пакета волн;
- неидентичность условий рассеяния от зондируемого слоя при двухчастотном зондировании:
- усреднение значений метеовеличин по объему зондирующего пакета (в отличие от традиционных для метеорологии точечных измерений);
- наличие «холостых» зондирований, особенно при порывистом ветре;
- отсутствие методологии использования метеорологической информации, поступающей с большой скоростью и в огромных количествах;
- сильная изменчивость зарегистрированных единичных профилей метеовеличин;
- недостаточная для некоторых приложений (например, для исследований микрофизических процессов в атмосфере) точность измерения метеовеличин, в частности, влажности воздуха;
- отсутствие научно обоснованной методики метрологической аттестации систем РАЗ;
- шумовое загрязнение в зоне размещения систем РАЗ.

Соотношение некоторых факторов по степени их влияния на эффективность зондирования при измерении метеовеличин методом РАЗ.

Влияние ветра на радиоакустическое зондирование. Многолетние наблюдения, выполненные в ходе экспериментальных работ по изучению возможностей метода и аппаратуры РАЗ, показали, что ветер оказывает сильное влияние на результаты измерений основных метеовеличин: температуры и влажности воздуха, скорости и направления ветра [17]. Для выделения действия ветра на эффективность вертикального РАЗ атмосферы были проведены эксперименты с помощью 20-см системы РАЗ [17]. В этих экспериментах акустический излучатель, состоящий из четырех модулей (4×4 электродинамических громкоговорителя каждый модуль), составленных вплотную, был преобразован в распределенный излучатель (см. рис. 1). В таком варианте акустического излучателя модули размещались вдоль направляющей фермы на расстоянии 0,5 – 1,0 м друг от друга в зависимости от скорости приземного ветра и задач эксперимента. В методике проведения эксперимента заложено предположение о том, что при малых расстояниях между модулями (по сравнению с высотой зондирования) условия распространения акустических зондирующих пакетов, излученных отдельными модулями одновременно, будут практически одинаковыми, а их горизонтальный перенос будет определяться значением горизонтального ветра. На рис. 2 представлен вид отраженных сигналов, полученных при одновременном использовании четырех модулей, разнесенных на

расстояние 0,5 м и запитанных одинаковой мощностью. Анализ вида полученных таким образом отраженных сигналов позволяет сделать ряд интересных выводов. Во-первых, при таком зондировании акустические пакеты, излученные отдельными модулями, горизонтальным ветром последовательно переносятся через сведенные диаграммы направленности антенн радиоканала, начиная с акустического пакета, излученного первым модулем. Во-вторых, поочередное прохождение пакетов дает группу отраженных импульсов со спадающей амплитудой. В-третьих, как видно из соотношения амплитуд первого и последнего импульсов, можно предположить, что главную роль в уменьшении амплитуды отраженного сигнала при РАЗ играет горизонтальный перенос пакета, а не нарушение условия Брэгга вследствие существования вертикального градиента температуры воздуха.

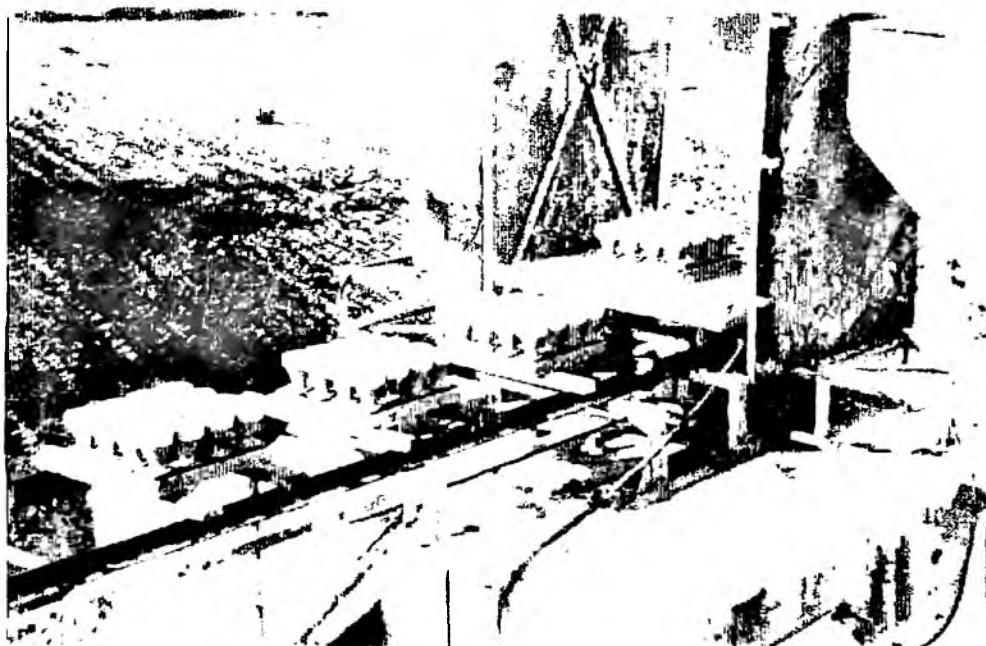


Рис. 1

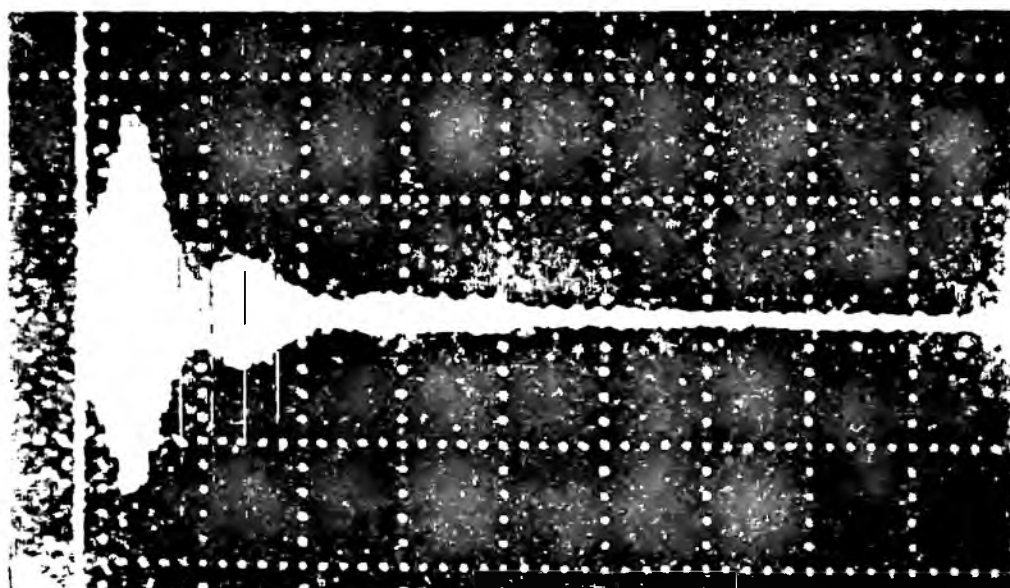


Рис. 2

В целом же по результатам эксперимента с распределенным излучателем можно отметить следующее. Высоту регистрации температуры и влажности воздуха, скорости и направления ветра вертикальным зондированием ограничивает, в большей степени,

горизонтальный ветер. Он же увеличивает погрешность определение влажности воздуха двухчастотным амплитудным РАЗ (по методу работы [17]), так как коэффициент молекулярного поглощения по данной методике рассчитывается по экспоненте заднего фронта одного отраженного импульса, а его следует рассчитывать по огибающей максимумов амплитуд всех импульсов. Кроме того, с помощью распределенного излучателя можно не только увеличить высоту вертикального зондирования и повысить точность определения влажности, но и одновременно измерять скорость и направление горизонтального ветра.

Молекулярное поглощение – турбулентное рассеяние В течение ряда лет в лаборатории зондирования атмосферы разрабатываются способы регистрации вертикальных профилей влажности воздуха. В основу одного из способов была положена известная зависимость поглощения звуковой энергии от частоты звука и расстояния. При этом полагалось, что используемое для расчета влажности отношение амплитуд отраженных сигналов, измеренных одновременно на двух разных (например, кратных) частотах, будет зависеть лишь от разности коэффициентов молекулярного поглощения звука; влияние же турбулентности на это отношение при таком подходе будет исключено. Поэтому в эксперименте ожидали появления двух огибающих амплитуд отраженных сигналов, задние фронты которых имели бы вид экспонент с различными показателями. Созданной для проверки возможностей данного способа аппаратурой РАЗ амплитудные измерения производились череспериодно (через 1 с): вначале на низкой частоте (3,4 кГц) частоте, затем на высокой (6,8 кГц). В условиях неподвижной атмосферы две последовательно зарегистрированные, а затем совмещенные во времени, огибающие амплитуд действительно оказывались подобными по форме, но с различными показателями экспонент. Однако по мере возникновения и развития турбулентности степень коррелированности между огибающими амплитуд заметно снижалась, а результаты расчета влажности становились некорректными. Для выяснения механизма влияния турбулентности на эффективность рассматриваемого способа были проведены дополнительные исследования. Теоретически установлено, что учет частотных зависимостей коэффициента турбулентного рассеяния звука и поперечного масштаба когерентности фазового фронта звуковой волны может обуславливать возникновение погрешности измерения до (20-40 %) относительной влажности. Снизить погрешность измерений можно путем коррекции данных амплитудных измерений на основе расчета коэффициента турбулентного рассеяния звука и поперечного масштаба когерентности по данным о значениях структурных постоянных пульсаций температуры и скорости ветра для конкретных условий зондирования. Допустимость череспериодного зондирования была проверена с помощью упомянутой выше аппаратуры РАЗ. В ходе эксперимента в атмосферу излучался акустический импульс с искаженным синусоидальным заполнением частотой 3,4 кГц. При этом предполагалось, что за счет такого искажения в объеме атмосферы, занимаемом акустическим пакетом, возникает ряд гармоник излученной частоты. Поддерживая условие Брэгга для первой и второй гармоник акустических колебаний в атмосфере, регистрировали одновременно обе огибающие амплитуд сигналов, отраженных от акустического пакета. Основным результатом эксперимента заключается в следующем: местоположение максимумов огибающих амплитуд на оси высот (при постоянной излучаемой частоте) весьма изменчиво; оба максимума амплитуды чаще всего не совпадают ни по высоте, ни по значению. Заметим, что эксперимент проводился в условиях умеренного порывистого ветра (скорость 5-7 м/с). В приложении к методу РАЗ максимальное значение огибающей амплитуды сигналов, отраженных от акустического пакета, распространяющегося по всей трассе зондирования, возникает в том случае, когда согласованы длины волн электромагнитного и акустического излучений. Такое согласование происходит при определенной температуре воздуха (точнее, при определенной скорости звука). И если в какой-то момент времени максимумы огибающих амплитуд сигналов, синхронно зарегистрированных на двух частотах, не совпадают по высоте, то это может означать, что температурные неоднородности двух масштабов (10 см и 5 см, соответствующие зондирующим частотам), формирующие два отраженных сигнала, и скорости их вертикального перемещения

неодинаково распределены в объеме атмосферы, занимаемом акустическим пакетом в данный момент времени. Следовательно, даже синхронное двухчастотное зондирование не обеспечивает одинакового влияния турбулентности атмосферы на амплитуды отраженных сигналов. Поэтому очень важным становится подход к выбору интервала метеонаблюдений аппаратурой РАЗ: он должен быть таким, чтобы реализации амплитуд, используемые для расчета влажности, были представительными.

Преимущества систем РАЗ по сравнению с другими дистанционными средствами получения количественной информации об основных метеовеличинах:

- экологическая чистота (малые уровни электромагнитных излучений);
- малое энергопотребление;
- способность систем РАЗ измерять одновременно несколько метеовеличин (температуру и влажность воздуха, скорость и направление ветра);
- достаточная для большинства приложений точность дистанционной регистрации вертикальных профилей метеовеличин;
- возможность высокой степени автоматизации процесса измерения и дистанционного управления;
- возможность создания мобильных систем для локального или регионального мониторинга атмосферы.

Возможные пути повышения эффективности метода и аппаратуры РАЗ:

- создание оптимальной структуры аппаратуры систем РАЗ и обеспечение ее технических и тактических параметров, наиболее подходящих для организации систематических наблюдений за основными метеовеличинами в пограничном слое;
- построение антенного поля приемных антенн;
- автоматизация сохранения условия Брэгга при распространении пакета звуковых волн по всей трассе зондирования (применением вероятностных методов при выборе вида зондирующих звуковых сигналов на основе априорной информации или быстродействующей подстройки высокостабильного радиопередатчика);
- стабилизация уровней принимаемых сигналов при доплеровских способах обработки данных зондирования;
- продолжение разработок по созданию эффективного способа измерения влажности атмосферного воздуха;
- выбор времени усреднения поступающей информации за стандартные для метеорологии отрезки;
- комплексирование с другими дистанционными средствами, например с содарами, ветровыми профилерами и пр. (или для повышения точности метеоизмерений, или для расширения функциональных возможностей).

Список литературы: 1. *Каллистратова М. А., Кон А. И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 196 с. 2. *Бабкин С. И., Прошкин Е. Г., Ульянов Ю. Н.* Дистанционная регистрация температурных профилей в условиях умеренных и сильных ветров. 2-й Всесоюз. сим. «Технические средства для государственной системы наблюдений и контроля среды (ГСКП)». Тез. докл., ч. II. Обнинск, 1983. С. 187-189. 3. *P. Trivero, A. Masorati, P. Maracchi, G. Bonno.* Improvements of a Demetric RASS // Proc. of ISARS'98.-Vienna, Austria, 1998. P.196-199. 4. *Y. Akai, T. Kanzaki.* The Application of a Mobile RASS to Observation of an Urban Heat Island // Proc. Of ISARS'98. Vienna, Austria. 1998. P.200-203. 5. *Vogt S.* Advantes in RASS since 1990 and practical application of RASS to air pollution and the ABL studies // Proc. of ISARS'96. Moscow, 1996. P. G.37 – G.50. 6. *Карташов В.М.* Особенности обработки радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом // Радиотехника.1998. №105. С.75-79. 7. *Кон А.И., Налбандян О. Г.* Радиоакустическое зондирование атмосферы непрерывным звуковым излучением // Изв. АН СССР. Физика тмосферы и океана. 1981. Т.17. №8. С.824-836. 8. *Гурвич А. С., Кон А. И., Налбандян О. Г. и др.* Методы радиоакустического зондирования атмосферы. Препр. ИФА АН СССР. М.: Наука,1976. 43 с. 9. *Азизян Г. В.* О частотном спектре рассеянного сигнала в системах радиоакустиче-

ского зондирования атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981 Т.17, №8. С.885-886. 10. Петров А. В., Яковлев А.А. Анализ и синтез радиотехнических комплексов. М.: Радио и связь, 1984. 246 с. 11. Wind profiler assessment report. NOAA, Silver Spring, Maryland. 1994. 141 p. 12. Smith P.L. Remote measurements of wind velocity by the electromagnetic-acoustic probe. I. System analysis. // Conf. proc. 5 th Annu. convention on military electronics. Wash (D.C.), 1961, rep № 419. P.43-53. 13. Fetter R.V. II. Experimental system // Там же. P. 54-59. 14. Atlas D. Indirect probing techniques. Bull.Amer.Meteorol.Soc.,vol.43, № 9, p. 457-466. 15. Marshall I.M. A radio acoustic Sounding System for the remote measurements of atmosphere parameters, Sci.Rep. #39.SU-SEL-72-003, Stanford Electronics Laboratories.1972. P.152. 16. А. В. Зелинский, Е. Г. Прошкин, Ю. Л. Пилипенко. О применении метода многократного гетеродинирования в доплеровских системах прецизионного измерения скорости // Материалы юбилейной науч.-техн. конференции профессорско-преподавательского состава Харьковского института радиоэлектроники, посвященной 50-летию Великого Октября. Харьков, ХИРЭ, 1968. С.31 – 34. 17. Дистанционные методы и средства исследования процессов в атмосфере Земли / Под ред. Кащеева Б.Л., Прошкина Е.Г., Лагутина М.Ф. Раздел 2. Радиоакустическое зондирование пограничного слоя атмосферы. С.44-98. Харьков: Коллегиум, 2002. 429 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 10.11.2006

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ОДИНОЧНОГО ИМПУЛЬСА МЕТОДОМ ПАКЕТНОГО СОВПАДЕНИЯ

Для большинства лазерных локационных и дальномерных систем определяющим требованием является высокая точность измерения координат, одна из погрешностей измерения дальности обусловлена ошибками в измерении временных интервалов, соответствующих зонцирующим и отраженным импульсам, а также искажениями этих импульсов. Методы косвенного преобразования, используемые для измерения импульсов малой длительности, основаны на трансформации исходного интервала в другую физическую величину либо в более длительный временной интервал и их измерение. Осуществим масштабное-временное преобразование длительности одиночного импульса при помощи метода пакетного совпадения [1].

Поставленная цель достигается за счет уменьшения шага квантования, являющегося разностно-периодной мерой, создаваемой на двух потоках импульсов стандартной частоты f_0 и потока импульсов частоты f_1 , образованных при помощи задержки исследуемого импульса на линиях задержки.

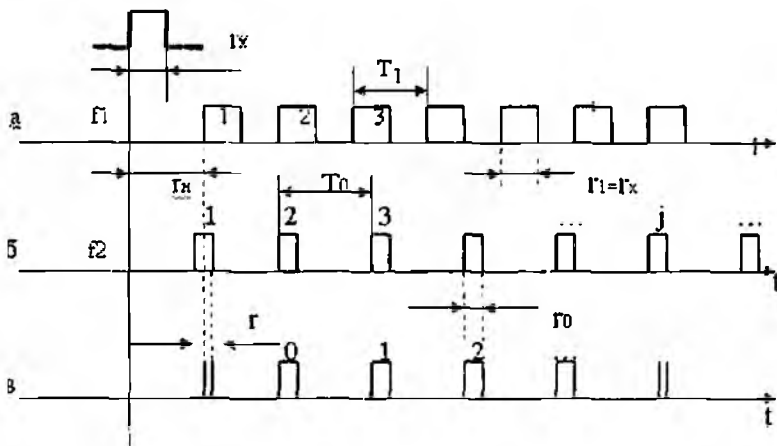


Рис. 1

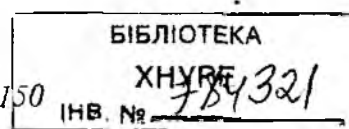
Импульсы стандартной частоты (рис. 1, б) и частоты f_1 поступают на схему совпадения, на выходе которой образуется пакет совпадения (рис. 1, в). При совпадении импульсов длительности τ_0 и τ_1 (рис. 1, а, б), независимо от их соотношения образуется пакет, первый импульс, который имеет длительность $\Delta\tau = T_1 - T_0$, вторым – импульс длительности $2\Delta\tau$ и т.д. до тех пор, пока длительность импульса пакета станет равной τ_0 , (τ_1). Такая же картина наблюдается и в конце пакета, в начале и в конце которого количество таких импульсов равно n для симметричных импульсов. Очевидно, что амплитуды n первых и n последних импульсов пакета являются меньшими по сравнению с n_1 (рис. 1, в) центральными импульсами пакета.

Начальная фаза импульсов, следующих с частотой f_1 , равна t_n , величина которой может быть установлена путем изменения, например, длины первой секции кабельной линии задержки. При этом первый импульс последовательности, следующих с частотой f_1 , обязательно совпадает на величину $\Delta\tau$ с первым импульсом последовательности, следующей с частотой f_0 .

Эффективность предлагаемого метода заключается в том, что количество импульсов совпадения может быть сделано сколь угодно большим, а $\Delta\tau$ сколь угодно малым, что достигается соответствующим подбором частот f_0 и f_1 .

Рассмотрим пример построения преобразователя, реализующего данный метод (рис. 2).

К источнику измеряемого импульса подключена ЛЗ 2, генератор ударного возбуждения (ГУВ) 1, триггером 7, схема ИЛИ 3. В состав устройства входят также усилитель 6, схемы совпадения 4, 5, счетчики 8 и 9, микропроцессор 10.



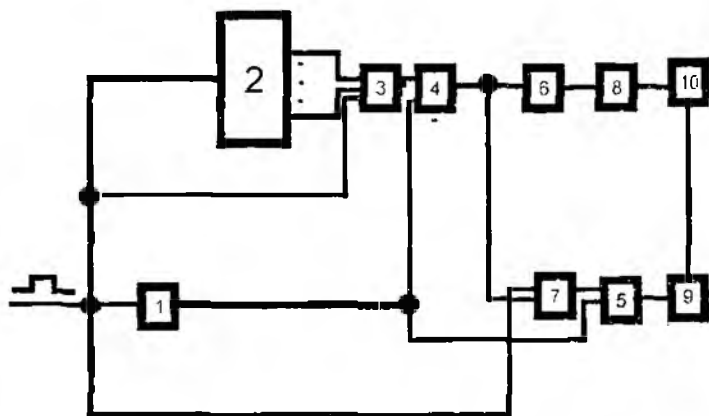


Рис. 2

Измеряемый импульс запускает ГУВ, который представляет собой, например, LC – генератор с контуром ударного возбуждения. Этот же импульс поступает на ЛЗ с отводами промежутков длины, таким образом, чтобы на выходах отводов кабельной линии появилась серия импульсов, временные расстояния между которыми, соответствуют длинам линии между отводами. И оно представляет собой регулярную последовательность периода T_1 .

Начальная фаза этой последовательности импульсов, т.е. положение первого импульса, путем варьирования длины первой секции линии задержки делается такой, чтобы этот импульс обязательно совпадал с первым импульсом ГУВ на величину Δt (рис. 1, в). Для того чтобы осуществлялось это условие, необходимо задаться величиной погрешности измерения, т.е. шагом квантования Δt ; частотой f_0 ГУВ. Тогда начальная фаза серии импульсов на выходе линии задержки будет равна $\tau_H = T_0 + \Delta t$, а период следования импульсов с ЛЗ должен быть $T_1 = T_0 - \Delta t$.

Для обеспечения этого условия необходимо построить линию задержки с длиной первой секции, равной $l_1 = V \cdot \tau_H$ и длинами остальных секций $l = V \cdot T_1$, где V – скорость распространения электромагнитной энергии по кабелю. Число отводов кабеля $M = \tau_{\text{тmax}} / \Delta t$, где $\tau_{\text{тmax}}$ – максимально возможная длительность измеряемого импульса. Общая длина кабеля

$$l_{\text{общ}} = (l-1)M + l_1.$$

Серия импульсов, образовавшаяся на выходе ЛЗ 2, поступает на схему ИЛИ 3 либо на несколько схем ИЛИ таким образом, чтобы коэффициент объединения схемы ИЛИ 3 был большим или равным числу отводов ЛЗ 2.

На выходе схемы 4 образуются импульсы совпадения, которые после усиления усилителем 6 (эмиттерный повторитель) поступают в счетчик 8. В идеальном случае количество этих импульсов представляет собой количество квантов Δt , укладывающихся в длину измеряемого импульса. Однако, вследствие того, что шаг квантования Δt (перекрывание первых пар импульсов) является очень малой величиной, также импульсы не в состоянии превзойти уровень сигнала, необходимый для срабатывания счетчика 8, и потому в нем сосчитают только некоторое количество импульсов n_1 (рис. 1, в), а количества импульсов n в начале и в конце пакета совпадений счетчиком 8 сосчитаны не будут. Тем не менее, очевидно, что при выбранных фазовых соотношениях импульсных потоков (рис. 1, а, б), перекрывание на величину Δt имеет место уже на первой паре импульсов. Этот факт можно зафиксировать не по первому импульсу совпадения (рис. 1, в), а путем организации дополнительной схемы измерения в виде триггера 7, схем 5 и 9, причем триггер 7 S-входом соединен со входом измеряемого импульса t_x , входом R-с выходом схемы совпадения 4. Благодаря этому счетчик 9 с момента прихода измеряемого импульса считает импульсы ГУВ до тех пор, пока на выходе схемы 4 не образуется достаточно мощный импульс, способный переключить триггер 7. Таким образом, счетчик 9 прекращает счет импульсов ГУВ и в нем фиксируется код n , соответствующий количеству маломощных импульсов в начале пакета совпадений. Очевидно, что для симметричных измеряемых импульсов аналогично счетчик 8 не зафиксирует n маломощных импульсов и в конце пакета совпадений. Показания счетчиков 8 и 9 равны N_1 и N соответственно, они поступают в микропроцессор 10, в котором определяется цифровой эквивалент измеряемого импульса, равный $2N + N_1$ и значение длительности импульса $\tau_x = (2N + N_1) \cdot \Delta t$.

При анализе инструментальных погрешностей основными дестабилизирующими факторами, влияющими на точность преобразования, являются термодинамические шумы и пульсации напряжения питания, накладывающиеся на пороговый уровень на выходных схем совпадений, искажений импульсов в линиях задержки.

Влияние теплового шума при образовании пакетов совпадения проявляется в изменении числа импульсов пакета. Ширина полосы временной неопределенности Δt_m при преобразовании интервала, равного длительности импульса, зависит от крутизны огибающей пакета совпадения и действующего значения термодинамического шума, величина которого определяется следующим образом:

$$U_m = \sqrt{4k\theta_{\Delta f} \cdot R} \quad (1)$$

Полоса частот Δf входящая в выражение (1), определяется шириной спектра импульсов пакета совпадения и зависит от их формы и длительности t_u . При этом произведение $\Delta f \cdot t_u$ для импульсов прямоугольной формы равно единице, а для импульсов треугольной формы $\Delta f \cdot t_u = 2$. Треугольная форма импульсов наиболее характерна для устройств наносекундной техники, поэтому примем $\Delta f = 2 / t_u$. Для симметричных треугольных импульсов крутизна фронта нарастания и среза определяется следующим образом:

$$K_u = U_0 / t_{\phi} \quad (2)$$

где U_0 – максимальное значение амплитуды импульсов; t_{ϕ} – длительность фронта импульса.

Тогда временная неопределенность при пересечении импульсов совпадений с пороговым уровнем U_m , образуемая тепловым шумом, составит

$$\Delta t_m = \frac{\sqrt{4k\theta \cdot \Delta f R}}{k_u} \quad (3)$$

При построении калиброванных линий задержки на коаксиальном кабеле калибровка может быть выполнена с точностью 10^{-14} с [77] для временных задержек наносекундного диапазона, что соответствует точности изготовления $0,3 \cdot 10^{-2}$ мм.

Для задержки импульса без искажения его формы используются линейные цепи с распределенными или рассредоточенными параметрами, акустические, оптические линии задержки и т. д. Линии задержки характеризуются временем задержки – время между одинаковыми по уровню значениями входного и выходного импульсов. В большинстве случаев линии задержки обратимы, т.к. их свойства не изменяются при переключении входа и выхода. Поэтому их достаточно характеризовать одним входным сопротивлением. В линиях с распределенными параметрами зависимостью этого сопротивления от частоты обычно можно не считаться.

В наносекундном диапазоне времени задержки в ЛЗ определим скорость распространения электромагнитного поля. Импульсы длительности единицы и доли наносекунд имеют активную ширину спектра до 1 ГГц и выше. В этой области частот значительно возрастает влияние потерь в диэлектрике, а также влияние неоднородностей линии и взаимных помех между коаксиальными цепями. Например, потери в диэлектрике по отношению к потерям в проводниках за счет поверхностного эффекта в обычных коаксиальных линиях на частоте $0,1$ ГГц составляет 20 %, а на частоте 1 ГГц более чем 50 %. Для сверхпроводящих КК потери в диэлектрике в диапазоне частот до 1 ГГц приобретают решающее значение. Например, потери в диэлектрике сверхпроводящей линии на частоте $0,1$ ГГц превышают потери в проводниках на порядок, а на частоте 1 ГГц примерно равны потерям в проводниках. Таким образом, для высокоскоростных КК при расчете искажений импульсов необходимо учитывать наряду с потерями в проводниках на поверхностный эффект, потери на поляризацию в диэлектрике. Расчеты показали, что для КК сечением $5/21$ мм и менее при использовании импульсов прямоугольной формы длительностью $0,1$ нс и более высшие типы волн не возникает, следовательно, ВХЛ таких линий являются монотонными функциями.

Поскольку затухание в линиях с распределенными параметрами невелико, при анализе и расчете линий потерями часто пренебрегают. В качестве линий задержки наибольшее распространение получили коаксиальные, полосковые и спиральные линии.

Потери в проводниках линии и диэлектрике, как показывают экспериментальные исследования и расчеты, влияют, в основном, на затухание α , ограничивая полосу пропускания линии. При задержке импульсных сигналов изменение их формы почти целиком будет определяться амплитудно-частотными искажениями. Поэтому переходная характеристика коаксиального кабеля зависит от его длины.

При анализе и расчете коаксиальных линий задержки точные формулы для расчета затухания получить не удастся, так как потери в линиях сложным образом, трудно поддающимся количественной оценке, зависят от ее конструкции и частоты. Наиболее полное описание искажений наносекундных импульсов при прохождении их по коаксиальному кабелю получены в работе [2].

Показано, что при прохождении наносекундных импульсов через отрезки коаксиального кабеля наблюдаются искажения их формы, если длительность импульса порядка наносекунды и менее. При этом необходима оценка искажений импульсов в кабеле при учете потерь, как в проводниках, так и в диэлектрике до частоты порядка 10^{10} Гц.

Волоконно-оптические ЛС обладают рядом преимуществ по сравнению с обычными кабельными ЛС: большей шириной полосы частот, световоды свободны от индуктивных помех и перекрестных искажений.

Временные свойства цепи связи определяются ее переходной функцией $h(t)$ или импульсной переходной функцией $g(t) = dh(t)/dt$. Для нахождения сигнала на выходе линии связи применяется обычно операторный или спектральный метод, основанный на преобразованиях Лапласа или Фурье, или временной метод, основанный на использовании интеграла Дюамеля. Конечный результат в обоих случаях эквивалентен, выбор одного из методов зависит обычно от удобства вычислений.

При нахождении искажений импульсов в линиях связи воспользуемся методикой, изложенной в [2].

Входные импульсы, имеющие простую форму (близкую к прямоугольной или трапециевидальной), можно описать аналитически:

$$U_{bx}(t) = U_{kbx} \left[\operatorname{erfc} \frac{\delta}{2\sqrt{t}} - \operatorname{erfc} \frac{\delta}{2\sqrt{t-t_u}} \right], \quad (4)$$

где $U_{kbx} = K_v U_{bx}$; U_{bx} – максимальное значение входного импульса; K_v – поправочный коэффициент аппроксимации; t_u – длительность импульса.

Для удобства использования выражения (4) перейдем к нормированному времени $q = t/\delta\sqrt{x}$, где $\tau/\delta\sqrt{x} = \delta^2/4$. Тогда

$$U_{bx}(q) = U_{kbx} \left[\operatorname{erfc} \frac{\delta}{\sqrt{q}} - \operatorname{erfc} \frac{\delta}{\sqrt{q - q_{ubx}}} \right], \quad (5)$$

где $q_{ubx} = t_u/\tau\delta\sqrt{x}$.

Функция $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$, $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-y^2} dy$ – интеграл вероятности или функции Лапласа.

Параметр δ характеризует длительность фронта входного импульса. В случае нарастания фронта от 0 до 0,7 своего максимального значения $\delta = 0,53\sqrt{t_{0,7}}$; $\tau/\delta\sqrt{x} = 0,0717 t_{0,7}$.

Коэффициент $K_v = 1/\operatorname{erfc}(1/0,7q_{ubx})$. Выражение для расчета искажений импульсов в линии определяется следующим образом:

$$U_{hbx}(q_{1\delta}) = U_{kbx} [h(q_{1\delta}) - h(q_{1\delta}) - h(q_{1\delta} - q_{2\delta})], \quad (6)$$

где $q_{1\delta} = t_u/\tau\delta$.

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что за время от $1,2 \cdot 10^{-11}$ с до $2,4 \cdot 10^{-10}$ с на выходе кабеля крутизна фронта нарастания выходного сигнала достаточно для срабатывания схем совпадения при образовании временных интервалов.

Временная неопределенность за счет искажения импульсов в ЛЗ составила величину $\Delta T_{\text{ЛЗ}} = 1,2 \cdot 10^{-13}$ с.

Список литературы: 1. Пат. №2012025РФ, МКИ G 04 F 10/04 / О.И. Кадацкая, А.И. Каменюка, Е.А. Канарейкина. Способ измерения длительности одиночного импульса и устройство для его осуществления // (Украина): №4912393; Заявл. 20.01.91; Оpubл. 30.04.94, Бюл. №8. 18с. 2. Андреев В. А. Временные характеристики коаксиальных линий связи. М.: Радио и связь, 1986. 104с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 05.06.2007

К ВОПРОСУ ОБ ОДНОМ СВОЙСТВЕ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ

Многочисленные экспериментальные данные [1–4], полученные на различных высотах и различными способами свидетельствуют о существовании в атмосфере Земли двух новых ранее неизвестных эффектов – эффектов анизотропии молекулярных процессов. Один из них свидетельствует о том, что величины хаотической скорости молекул в вертикальном и горизонтальном направлениях различны. В соответствии с другим величина хаотической скорости молекул, лежащих вверх и вниз, неодинакова. Эффекты эти явно выражены, изменяются со временем суток, со временем года, с погодными условиями и с высотой. Ни методические ни аппаратурные ошибки не способны объяснить наблюдаемые эффекты, и потому факт существования их можно считать реальным.

Выполненные специальные теоретические [5] и экспериментальные [6] исследования позволили раскрыть механизм, вызывающий эти эффекты. Согласно этим работам, им является действие одновременно трех факторов на вертикальные скорости молекул: Земного ускорения (g), градиента плотности атмосферы (ρ) и длины свободного пробега молекул (λ).

На рис. 1 представлены в качестве иллюстрации экспериментальные данные, полученные в [1–3], которые свидетельствуют о существовании эффекта различия хаотической скорости молекул (v) и длины свободного пробега молекул (λ) в вертикальном и горизонтальном направлении.

На рис. 1, а представлена экспериментальная зависимость коэффициента амбиполярной диффузии (D_a) и начального радиуса метеорного следа (r_0) от угла α (где α – угол между вертикалью и направлением радиолуча). Эти величины связаны с длиной свободного пробега молекул (λ) и хаотической скоростью молекул (v) известными соотношениями: $D_a \sim \lambda v$ а величина $r_0 \sim \lambda$. При отсутствии анизотропии этих величин на графиках их зависимости должны быть представлены линиями, параллельными оси X . Представленные на рис. 1, а данные получены в результате радиолокации ионизованных метеорных следов [1].

На рис. 1, б представлены экспериментальные данные временной зависимости фазы акустического эхо-сигнала (φ), полученные в результате акустического импульсного моноста- тического зондирования пограничного слоя атмосферы одновременно в трех различных по углу α (где α – угол между вертикалью и направлением зондирования) направлениях: в вертикальном – Δ и под углом $\alpha = 22^\circ$ от вертикали в двух противоположных по азимуту направлениях (в западном – \oplus и восточном – \bullet). Здесь фаза (φ) обратно пропорциональна хаотической скорости молекул (v), т.е. $\varphi \sim \frac{1}{v}$. Результаты [2] получены 20.03.2004 г. В случае отсутствия анизотропии величины v , кривые, полученные для вертикального направления и под углом $\alpha = 22^\circ$, должны совместиться.

На рис. 1, в показана временная зависимость температуры атмосферы, измеренная одновременно для вертикального (+) и горизонтального (•) направлений. Результаты получены путем непосредственного измерения температуры атмосферы (точнее, сопротивления R , пропорционального температуре) с помощью специально разработанного устройства [3], на высоте ≈ 20 м в г. Харькове 17.11.2004 г. В случае отсутствия анизотропии кривые на рис. 1, в должны совместиться.

На рис. 1, г представлены экспериментальные зависимости сопротивления температуры R , обратно пропорционального температуре воздуха. Эти данные получены в результате измерения температуры воздуха одновременно в вертикальном и горизонтальном направлениях

в течение времени с 1300 до 1400. Измерения проводились 23.08.2005 г. на полигоне на высоте 1,5 м. В случае отсутствия анизотропии температуры представленные зависимости на рис. 1, 2 должны были совместиться.

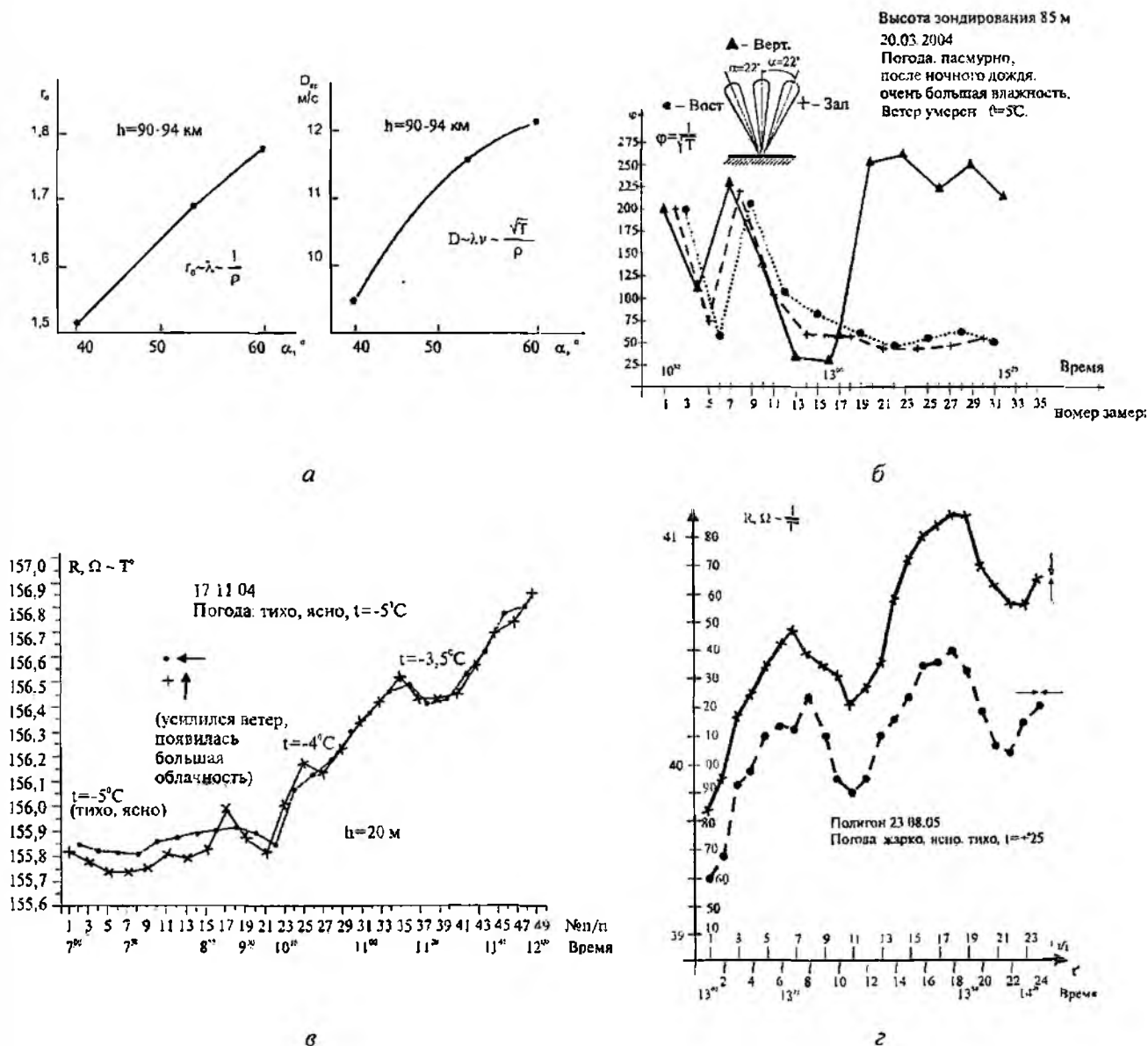
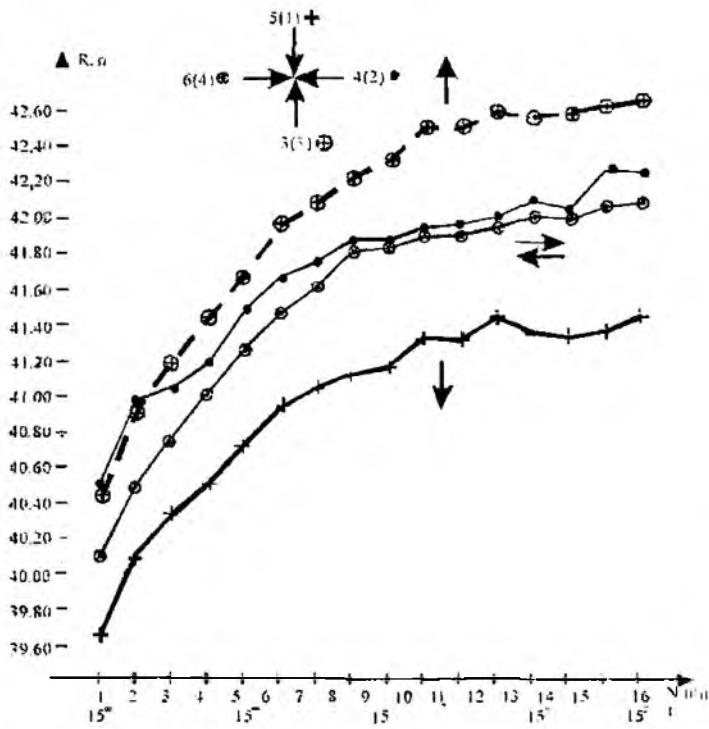


Рис. 1

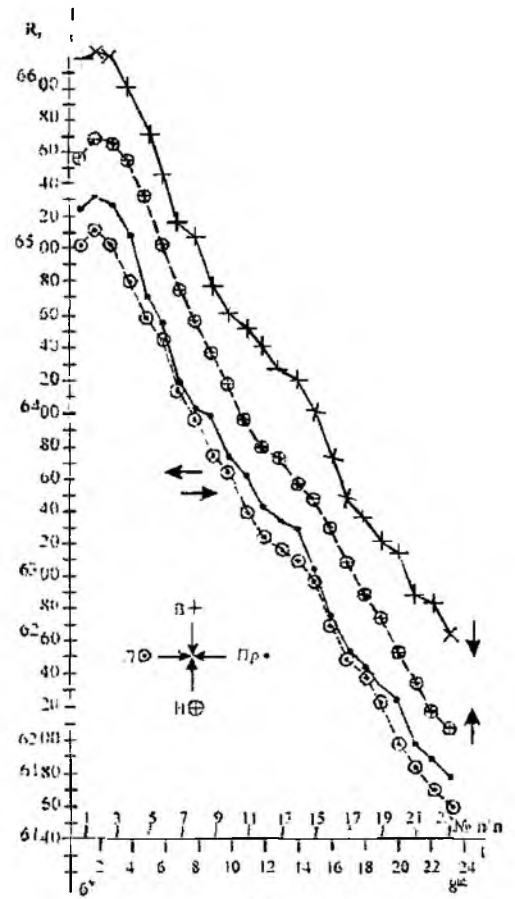
Рис. 1 является лишь фрагментом из многочисленных экспериментальных данных [1–4], которые свидетельствуют о существовании на указанных высотах явно выраженного различия величины хаотической скорости молекул (v) и длины свободного пробега молекул (λ) для вертикального и горизонтального направления.

На рис. 2, а, б представлены экспериментальные данные, иллюстрирующие существование второго эффекта в атмосфере – эффекта различия хаотической скорости молекул для молекул, летящих вверх и вниз. На рис. 2, а представлена экспериментальная зависимость температуры (вернее, сопротивления термистора, обратно пропорционального температуре воздуха), измеренная одновременно в четырех направлениях 14.09.2005 г. на полигоне на высоте 1,5 м специально разработанным термометром [4], который позволяет измерять температуру воздуха одновременно в четырех направлениях для молекул, летящих сверху (+), снизу (⊕), справа

(•) и слева (⊙). Как следует из рис. 2, а, для горизонтально летящих молекул значения температуры примерно совпадают, тогда как для молекул, летящих вверх и вниз, значения ее существенно отличаются.



а



б

Рис. 2

На рис. 2, б представлена экспериментальная зависимость для температуры атмосферы, полученная таким же образом, как и на рис. 2, а, но в других условиях: в Харькове на высоте ~ 20 м 21.08.2006 г. Рис. 2, б также иллюстрирует различие температуры, измеренной для молекул, летящих вниз и вверх.

Итак, рис. 2, а, б свидетельствуют о существовании в атмосфере Земли другого эффекта – эффекта различия скорости для молекул, летящих вниз и вверх.

В работе [5] теоретически раскрыт механизм, вызывающий наблюдаемые эффекты, а в работе [6] этот механизм экспериментально подтвержден.

Дальше вопрос стоит так: каким образом при хаотическом движении молекул и при столь малой длине свободного пробега молекул (λ) (на высоте ~ 95 км $\lambda = 2$ см, а на высоте ~ 1 м ее величина на несколько порядков меньше, чем на высоте ~ 95 км) мы можем столь длительное время наблюдать проявление описанных эффектов.

Вероятно, здесь нужно допустить существование какого-то неизвестного свойства газа, позволяющего нам наблюдать эти эффекты. Это свойство газа должно, по-видимому, состоять в его способности передавать направленно кинетическую энергию через его среду, поступающую направленно от внешнего источника в любом, заданном этим внешним источником направлении, без существенных искажений.

Для того чтобы раскрыть этот механизм, мы рассмотрели передачу кинетической энергии через газ при упругом столкновении молекул, т.е. без потерь кинетической энергии при столкновении. Молекулы газа мы приняли за шары одинакового размера и массы. Сначала мы рассмотрели передачу кинетической энергии от горизонтально летящих молекул

к вертикальным движениям молекул. При столкновении молекул мы имеем дело либо с центральным ударом (когда центры шаров совпадают с направлением летящей молекулы), либо с «косым» ударом (под некоторым углом к направлению движения молекул). Причем, столкновения рассматривались с неподвижными молекулами. При центральном столкновении двух молекул (шаров) – (рис. 3), летящая молекула m_1 может полностью передать свою кинетическую энергию неподвижной молекуле m_2 в том же направлении, в котором молекула m_1 летела. При «косом» ударе только часть кинетической энергии молекулы m_1 передается в перпендикулярном основному направлению, а часть – в прямом направлении (рис. 4).

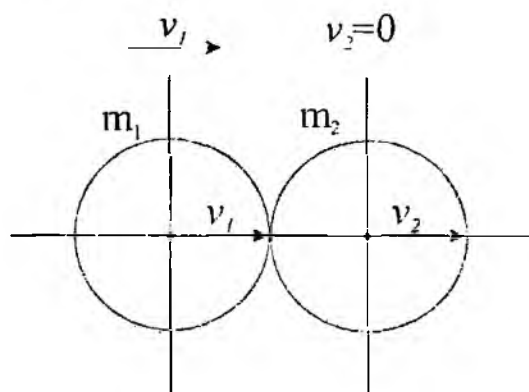


Рис. 3

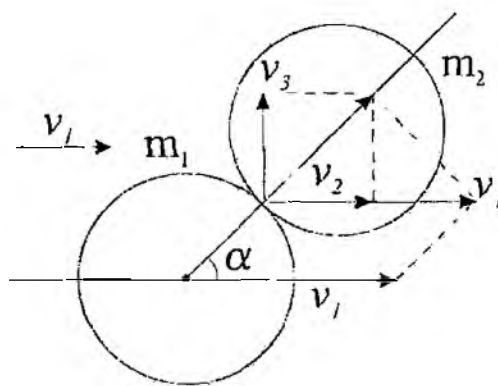


Рис. 4

Элементарные расчеты показывают, что максимальная величина скорости при «косом» столкновении двух молекул (шаров), которая передается в перпендикулярном основному направлению (в дальнейшем «боковая скорость»), не будет превышать $1/2$ скорости основного направления. Причем, эта максимальная величина будет наблюдаться при столкновении двух молекул под углом 45° . Это следует из рис. 4, где схематично представлено столкновение двух шаров m_1 и m_2 , причем, шар m_2 неподвижен. В этом случае «боковая скорость» (v_3) будет определяться как

$$v_3 = v_1 \cos \alpha \sin \alpha, \quad (1)$$

а ее величина не будет превышать $0,5v_1$ и это значение боковые скорости будут иметь при «косом» столкновении под углом $\alpha = 45^\circ$ к основному направлению.

При столкновении трех шаров, два из которых летят в горизонтальном направлении навстречу друг другу со скоростью v_1 и v_2 , а третий – неподвижен, максимальная боковая скорость при «косом» столкновении этих трех шаров будет $v_3 = 0,5v_1 + 0,5v_2$. Если $v_1 = v_2$, то тогда $v_3 = v_1 = v_2$, т.е. при одинаковой величине v_1 и v_2 боковые скорости будут равны центральной, как это показывает рис. 5.

Итак максимальная величина скорости, передаваемая от горизонтально летящих молекул к молекулам, летящим перпендикулярно горизонтальному направлению, при двойном «косом» столкновении составляет $0,5v_1$, а при тройном столкновении (два шара (молекулы) летящие навстречу друг другу, сталкиваются при «косом» ударе с неподвижным шаром – молекулой) v_1 , может достигать скорости горизонтально летящих молекул (при этом принимается, что скорости шаров (молекул), летящих навстречу друг другу, равны между собой).

Передача скорости молекул от горизонтально летящих в прямом направлении к молекулам, летящим навстречу им, происходит через вертикальные движения точно так же, как происходит передача скорости от горизонтально летящих молекул к вертикально летящим. Здесь роль горизонтально летящих молекул играют вертикально летящие молекулы. Схематично это представлено на рис. 6.

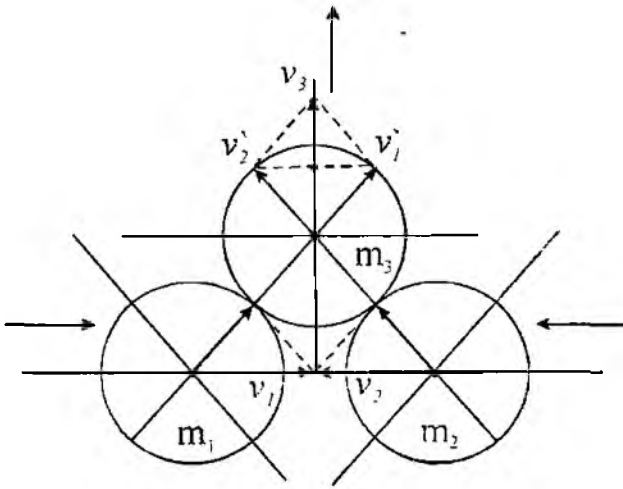


Рис. 5

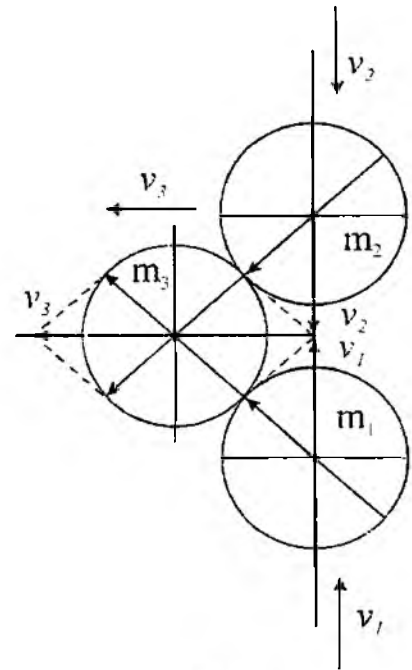


Рис. 6

Таким образом, при таком тройном столкновении встречно летящие молекулы получают дополнительно скорости от вертикально летящих молекул, которые станут равными вертикальным скоростям. А так как вертикальные скорости в результате тройных столкновений горизонтально летящих молекул с вертикально летящими стали равны горизонтально летящим, то выходит, что все скорости молекул во всех направлениях должны со временем стать практически одинаковыми по величине. Но если мы здесь учтем фактор различия частоты тройных и двойных столкновений, то оказывается, из-за того, что число двойных и тройных столкновений в единицу времени различно, то среднее значение этих скоростей, измеряемое каждое мгновение, будет различно.

Среднее значение хаотической скорости молекул v_{cp} для каждого направления определяется выражением

$$v_{cp} = \frac{\sum v_{n1} + v_{n2} + \dots + v_{nm}}{n} \quad (2)$$

В этом случае, поскольку число тройных столкновений [7] в единицу времени меньше, чем двойных, то для направления, перпендикулярного основному направлению, поскольку для этого направления добавочные скорости образуются за счет тройных столкновений, среднее значение скорости будет всегда меньше, чем для основного (горизонтального), для которого передача кинетической энергии от молекулы к молекуле происходит при двойном столкновении.

Выше мы отметили, что точно так же происходит передача кинетической энергии от вертикально летящих молекул к встречным. Здесь роль горизонтально летящих молекул будут выполнять вертикально летящие молекулы, а роль боковых – встречно летящие. Поскольку передача кинетической энергии здесь между молекулами для вертикального направления происходит при двойном столкновении, а для встречного направления – при тройном, то можно заключить, что средняя величина измеряемой скорости молекул для встречного направления всегда будет меньше, чем для вертикального направления, а вертикально летящие молекулы будут иметь, как показано выше, меньшие скорости, чем скорости горизонтально летящих молекул.

Сказанное схематично поясняется рис. 7.

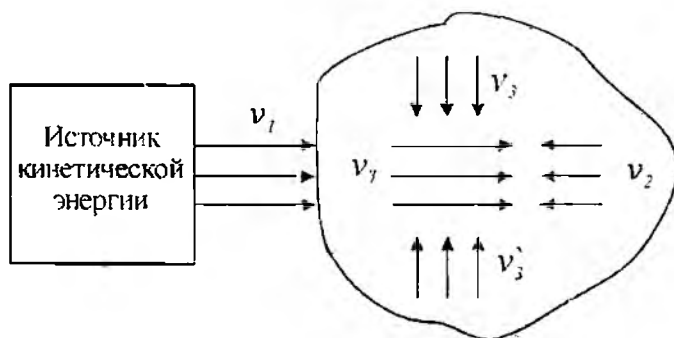


Рис. 7

Мы рассмотрели передачу кинетической энергии через газовую среду. в исходном состоянии молекулы которой были неподвижны. Однако картина передачи кинетической энергии через газовую среду не изменится, если молекулы ее в исходном состоянии будут находиться в хаотическом движении. В данном случае через газовую среду будут передаваться изменения той составляющей хаотической скорости молекул, в направлении которой поступают изменения кинетической энергии извне.

На основании представленного выше анализа, можно сформулировать следующую гипотезу.

Всякий нейтральный газ должен обладать свойством упорядоченно передавать молекулами газа кинетическую энергию, поступающую от внешнего источника, в любом, заданном этим источником направлении, сохраняя это направление. и создавая определенную анизотропию в хаотическом движении молекул в этом потоке таким образом, что в заданном внешним источником направлении средняя скорость движения молекул будет отличаться от средней скорости молекул в направлении, перпендикулярном заданному направлению и во встречном направлении в ту или иную сторону в зависимости от знака заданного потока кинетической энергии.

Таким образом. эта гипотеза позволяет объяснить. каким образом нам удается наблюдать обнаруженные новые эффекты анизотропии молекулярных процессов в атмосфере Земли.

Сформулированная гипотеза в ближайшее время будет проверяться экспериментально.

Список литературы: 1. Делов И.А. Анизотропия параметров ионизованного метеорного следа, связанных с молекулярными процессами в атмосфере // Изв. АН СССР. Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26, №2. С. 265–268. 2. Делов И.А., Слитченко Н.И. Результаты экспериментальных исследований анизотропии молекулярных процессов атмосферы с помощью акустического зондирования // Прикладная радиоэлектроника 2004. Т. 3, №3. С. 27–36. 3. Бондаренко М.Ф., Слитченко Н.И., Делов И.А., Леонидов А.В. Результаты измерений анизотропии температуры атмосферы в приземном слое Земли контактным способом // Прикладная радиоэлектроника. 2005. Т. 4, №4. С. 383–393. 4. Делов И.А., Слитченко Н.И., Леонидов А.В. Анизотропия вертикальной составляющей хаотической скорости молекул атмосферы Земли // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 2007. Вып. № 148. С. 288–298. 5. Делов И.А., Слитченко Н.И., Леонидов А.В. К вопросу о влиянии силы тяжести и плотности атмосферы на величину вертикальной составляющей хаотической скорости молекул // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 2006. Вып. № 125. 6. Делов И.А., Слитченко Н.И., Леонидов А.В. О механизме, вызывающем наблюдаемый эффект анизотропии молекулярных процессов в атмосфере Земли // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 7. Кикоин И.К., Кикоин А.К. Молекулярная физика: Учеб. пособие для физических институтов и факультетов. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1963. 500 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 06.08.2007

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПО ЭФФЕКТУ ФАРАДЕЯ ПРИ СЛАБОЙ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ОБЫКНОВЕННОЙ И НЕОБЫКНОВЕННОЙ КОМПОНЕНТАМИ НЕКОГЕРЕНТНО РАССЕЯННОГО СИГНАЛА

Введение

При измерениях параметров ионосферной плазмы методом некогерентного рассеяния (НР) полученный при импульсном зондировании относительный высотный профиль электронной концентрации нуждается в привязке к абсолютному значению в максимуме ионизации [1]. Обычно это значение получают с помощью автоматической ионосферной станции, однако в некоторых случаях возникает необходимость в альтернативном способе определения абсолютной величины электронной концентрации. Наиболее употребимыми в диапазоне рабочих частот радара НР $100 \div 400$ МГц являются способы, в основе которых лежит эффект Фарадея [2 – 7].

При практической реализации этих способов проявляется ряд существенных недостатков, связанных с ослаблением корреляции между обыкновенной и необыкновенной компонентами рассеянного сигнала. Этот фактор характеризуется коэффициентом корреляции ρ [8] и является следствием разброса в ориентации плоскостей поляризации сигналов, рассеянных независимыми элементарными участками импульсного объема, а также следствием немонохроматичности зондирующего сигнала. Из известных методов достаточно достоверные результаты при слабой корреляции между сигналами обыкновенной и необыкновенной волн дает только метод, приведенный в [4]. При этом и для случая $\rho \rightarrow 0$ измерения могут проводиться с высотным разрешением, определяемым длительностью зондирующего импульса, однако количество высот, на которых возможны измерения, ограничено числом точек экстремума [3] и может оказаться недопустимо малым из-за низкого интегрального содержания электронов. Поэтому целью данной работы является разработка способа, который, обладая основным достоинством метода [4], обеспечивал бы дополнительно возможность измерений на любой заданной высоте и при низком интегральном содержании электронов.

Обсуждение

На рис. 1 представлена структурная схема устройства [6], которое, как будет показано ниже, является прототипом для предлагаемого решения и позволяет измерять разность фаз между обыкновенной и необыкновенной компонентами принятого НР-сигнала.

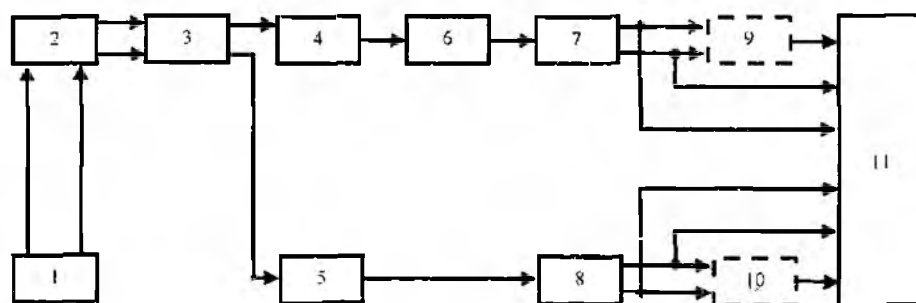


Рис. 1

Принцип работы устройства состоит в следующем. Радиопередающее устройство 1 и антенна 2 формируют либо один линейно поляризованный зондирующий импульс, либо пару когерентных зондирующих импульсов с противоположными направлениями вращения плоскости поляризации. Рассеянный ионосферой сигнал принимается той же антенной и разделяется на сигналы обыкновенной u_o и необыкновенной u_n волн с помощью волноводного моста 3. Сиг-

налы u_o и u_n усиливаются в приемных устройствах 4 и 5. Сигнал, соответствующий первому импульсу, задерживается в линии задержки 6 до совпадения с сигналом второго импульса. Затем проводится синхронное детектирование сигналов u_o и u_n , причем синхронные детекторы 7 и 8 имеют квадратурные выходы. В результате на выходах детектора сигнала u_o образуются синусная и косинусная компоненты u_{os} и u_{oc} , а на выходах детектора сигнала u_n – компоненты u_{ns} и u_{nc} . Сигналы с выходов синхронных детекторов подаются на блок обработки и накопления 11, который вычисляет квадратурные компоненты взаимно корреляционной функции (ВКФ) сигналов обыкновенной и необыкновенной волн согласно алгоритмам [6]:

$$\gamma_s = u_{oc} \cdot u_{ns} - u_{os} \cdot u_{nc}; \gamma_c = u_{oc} \cdot u_{nc} + u_{os} \cdot u_{ns}. \quad (1)$$

Квадратурные компоненты ВКФ описываются выражениями:

$$\gamma_s = R(\tau) \cdot \rho \cdot \sin \varphi, \gamma_c = R(\tau) \cdot \rho \cdot \cos \varphi. \quad (2)$$

Здесь $R(\tau)$ – автокорреляционная функция (АКФ) огибающей НР-сигнала; φ – разность фаз между сигналами обыкновенной и необыкновенной волн. Отсюда имеем:

$$\varphi = \arctg(\gamma_s / \gamma_c). \quad (3)$$

Значение φ может быть измерено на любой заданной высоте, а величина электронной концентрации в предположении ее постоянства между выбранными высотами h_1 и h_2 пропорциональна величине $|\varphi(h_2) - \varphi(h_1)| / |h_2 - h_1|$.

Используя выражение для дисперсии разности фаз [6], получим выражение для относительной погрешности определения величины электронной концентрации:

$$\delta N_{ef} = \frac{11,88 \cdot F^2}{N_e \cdot M \cdot |h_2 - h_1|} \cdot \sqrt{\frac{(1+4q)}{8 \cdot n \cdot \rho^2 \cdot q^2}}. \quad (4)$$

Здесь F – рабочая частота, M – продольная компонента геомагнитного поля, q – отношение сигнал/шум по мощности, n – количество независимых измерений.

Из анализа выражений (2) видно, что квадратурные компоненты ВКФ содержат информацию о величине ρ , однако в [6] эта информация не используется. Отсюда, помимо очевидной невозможности измерений при $\rho \rightarrow 0$, вытекает второй существенный недостаток метода [6]: относительная погрешность определения электронной концентрации не может быть оценена с помощью выражения (4), поскольку не учитывается величина ρ .

Получить значение величины ρ позволяет способ [9]. В основе предложенного решения лежит дополнительное измерение АКФ огибающей НР-сигнала. При этом принципиально важно, чтобы для определения АКФ огибающей использовались те же самые значения $u_{os} \cdot u_{oc}$ и $u_{ns} \cdot u_{nc}$, которые используются для вычисления квадратурных компонент ВКФ сигналов обыкновенной и необыкновенной волн. Это требование выполняется при введении в структурную схему устройства [6] дополнительных блоков 9 и 10 определения АКФ огибающей так, как это показано на рис. 1.

Предлагаемый подход позволяет определить для любой заданной высоты значение модуля коэффициента корреляции ρ между сигналами обыкновенной и необыкновенной волн:

$$|\rho| = \frac{\sqrt{\gamma_s^2 + \gamma_c^2}}{|R(\tau)|}. \quad (5)$$

Это дает возможность не только рассчитать величину погрешности измеренного значения электронной концентрации по формуле (4), но и определить значение электронной концентрации по зависимости $\rho(N_e)$ подобно тому, как это делается в [4]. При ‘‘мгновенной’’ выборке принятого сигнала разрешающая способность по высоте равна $(c \cdot \tau_u) / 2$, где τ_u – длительность зондирующего импульса.

В общем случае зависимость коэффициента корреляции ρ от величины электронной концентрации имеет весьма сложный вид [10]. В качестве примера приведем график (рис. 2, а) зависимости $\rho(N_e)$, полученный при допущениях, принятых в [8], для продольной компоненты геомагнитного поля 31 А/м, длительности зондирующего импульса 130 мкс, частоты несущей 158 МГц. Данные значения соответствуют местным условиям и одному из режимов работы радара ИР Института ионосферы.

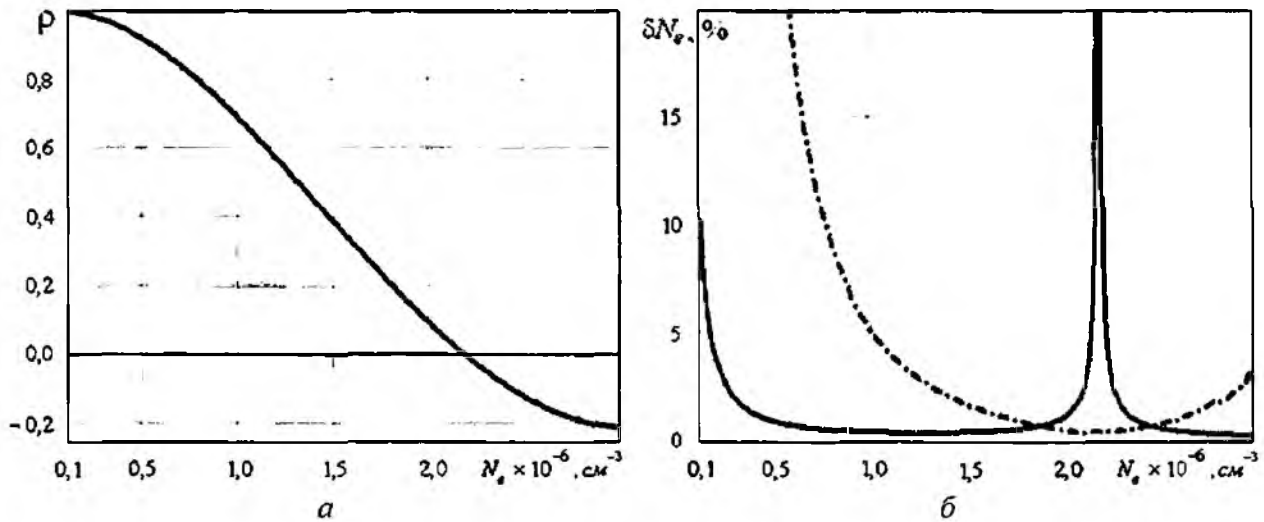


Рис. 2

С использованием выражений для дисперсий квадратурных компонент ВКФ сигналов обыкновенной и необыкновенной волн [6] можно получить, что абсолютная погрешность определения значения $|\rho|$ описывается формулой

$$\sigma_{\rho} = \sqrt{\frac{1}{n} \left[\left(\frac{1}{2q} + \frac{1}{8q^2} \right)^2 + 2\rho^2 \left(1 + \frac{1}{q} \right)^2 \right]}. \quad (6)$$

На рис. 2, б приведен характер поведения относительной погрешности $\delta N_e(N_e)$ для зависимости $\rho(N_e)$, приведенной на рис. 2, а, по способу [6] (сплошная линия) и по предложенному способу (штрих-пунктир) в случае использования прямоугольного радиоимпульса с выше приведенными характеристиками и линейной поляризацией. Для адекватного сравнения способов принято, что $|h_2 - h_1| = (c \cdot \tau_e) / 2$. Количество независимых измерений $n = 1464$, что соответствует сеансу длительностью 1 мин при частоте излучения зондирующих импульсов 24.4 Гц. Дополнительно учтена зависимость [1] величины мощности ИР-сигнала от значения электронной концентрации. Диапазон величин электронной концентрации соответствует реально возможным для географических координат радара ИР Института ионосферы значениям.

Анализ кривых показывает, что существует область значений электронной концентрации, для которой погрешность способа [6] резко возрастает. В узком же интервале определение электронной концентрации становится попросту невозможным, тогда как применение предлагаемого способа дает вполне удовлетворительные результаты.

Так как при малых значениях электронной концентрации погрешность предлагаемого способа больше, то целесообразно совместно применять способы [6 и 9]. При этом после обработки и накопления производятся следующие действия:

- по формуле (5) вычисляется значение $|\rho|$;
- по заранее полученной зависимости $\rho(N_e)$ производится предварительная оценка величины электронной концентрации;

– с использованием значения $|\rho|$ и предварительной оценки величины N_e рассчитываются погрешности определения электронной концентрации для способов [6 и 9];

– рассчитывается окончательная оценка электронной концентрации по тому из способов, который дает меньшую погрешность.

Возможная неоднозначность при интерпретации результатов измерений, связанная со знакопеременным видом зависимости $\rho(N_e)$, легко преодолевается, так как при НР измеряются высотные профили мощности и отношения электронной и ионной температур. Диапазон доступных для измерений значений электронной концентрации ограничен сверху величиной, соответствующей второму нулю зависимости $\rho(N_e)$.

Выводы

Совместное использование способа [6] и предлагаемого способа [9] позволяет определять величину электронной концентрации на любой заданной высоте с высокой точностью. в том числе и в случаях, когда применение других вариантов обработки, основанных на эффекте Фарадея, не обеспечивает получение достоверных результатов или является невозможным.

Список литературы: 1. *Эванс Дж.* Теоретические и практические вопросы исследования ионосферы методом некогерентного рассеяния // ТИИЭР. 1969. Т. 57, № 4. С. 139 – 175. 2. *Дэвис К.* Радиоволны в ионосфере. М.: Мир. 1973. 502 с. 3. *Григоренко Е.И.* Исследования ионосферы по наблюдениям эффекта Фарадея при некогерентном рассеянии радиоволн // Ионосферные исследования. 1979. № 27. С. 60 – 73. 4. *Головин В.И.* Определение концентрации электронов по измерению глубины фарадеевской модуляции // Вестник Харьк. политехн. ин-та. Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния. 1981. № 183. С. 12 – 17. 5. *Котов Д.В.* О возможностях улучшения разрешающей способности радара НР при определении электронной концентрации по эффекту Фарадея // Вестник ХГИИ. Электроэнергетика и преобразовательная техника. 2005. № 35. С. 103 – 106. 6. *Ткачев Г.Н. Карлов В.Д.* Измерение разности фаз между обыкновенными и необыкновенными компонентами сигнала, рассеянного на тепловых флуктуациях электронной концентрации ионосферы // Вестник Харьк. политехн. ин-та. Исследование ионосферы методом некогерентного рассеяния. 1981. № 183. С. 18 – 27. 7. *Рогожский Е.В., Таран В.И., Гетман В.П. и др.* Способ определения электронной концентрации в заданной области ионосферы и устройство для его осуществления // Патент на изобретение № 2018872 (Российская Федерация). 1994. 8. *Flood W.A., Sammis H.C.* // Journal of geophysics' resolutions. 1965. Ch. 70. № 17. P. 4391 – 4393. 9. *Котов Д.В., Пуляев В.О., Рогожский Е.В.* Спосіб визначення концентрації електронів у максимумі іонізації іоносфери // Деклараційний патент України на корисну модель № 14102. Опубл. 15.05.2006 р. Бюл. № 5. 10. *Ткачев Г.Н., Розуменко В.Т.* Эффект Фарадея некогерентно рассеянных радиолокационных сигналов // Геомагнетизм и аэронавигация. 1972. Т.12. № 4. С. 657 – 661.

*Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт"
Институт ионосферы НАН и МОН Украины*

Поступила в редколлегию 02.02.2007

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ДВИЖЕНИЯ ПЕРЕДАТЧИКА И ПРИЕМНИКА БИСТАТИЧЕСКОЙ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ С СИНТЕЗИРОВАНИЕМ АПЕРТУРЫ АНТЕННЫ И ИХ ВЛИЯНИЯ НА РАЗРЕШАЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ

Введение

В работе [4] проведен общий анализ пространственной селекции объектов в бистатической радиолокационной системе с синтезированием апертуры (РСА). Дистанционное зондирование поверхности по бистатической схеме позволяет получить больший объем информации о состоянии поверхности. Практически все задачи дистанционного зондирования решаются на основе анализа функции неопределенности системы. При этом качественные показатели такой системы определяются разрешающей способностью или шириной функции неопределенности на определенном уровне (обычно выбирается примерно 0,4...0,7 [3]).

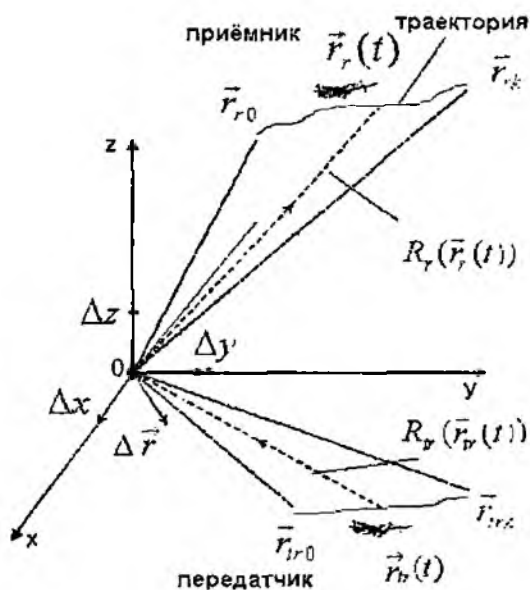


Рис.1

Постановка задачи

Пространственная разрешающая способность как бистатической так и моностатической

РСА в направлении \vec{r} (рис. 1.) определяется шириной спектра траекторного сигнала, формируемого при движении элементов системы относительно объекта наблюдения в пространстве [1]:

$$\delta \vec{r} = \frac{2\pi}{\Delta\omega(\Delta\vec{r})} \quad (1)$$

Для упрощения расчетов совместим объект облучения в точку (0,0,0). Траектории носителей имеют произвольную форму, но размер траекторий постоянный. Пространственная функция неопределенности траекторного сигнала бистатической РСА:

$$\Psi(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = \int_0^T s \left(t, \vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t) \right) \cdot s^* \left(t, \vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t), \Delta\vec{r} \right) dt \quad (2)$$

где $s \left(t, \vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t) \right) = S \left(t, \vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t) \right) \cdot \exp jk \left\{ R_{\Sigma} \left(\vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t) \right) \right\}$ – траекторный единичный сигнал,

$S \left(t, \vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t) \right)$ – комплексная огибающая единичного сигнала,

$R_{\Sigma} \left(\vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t) \right) = R_{tr} \left(\vec{r}_{tr}(t) \right) + R_r \left(\vec{r}_r(t) \right)$ – суммарное расстояние передатчик-точка поверхности-приемник, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число,

$s^* \left(t, \vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t), \Delta\vec{r} \right) = S^* \left(t, \vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t), \Delta\vec{r} \right) \cdot \exp jk \left\{ -R_{\Sigma} \left(\vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t), \Delta\vec{r} \right) \right\}$ – опорный сигнал приемника, комплексно сопряженный принятому сигналу.

Цель работы – исследование влияния траекторий элементов бистатической РСА на пространственную разрешающую способность бистатической РСА.

Решение задачи

В области малых значений Δx , Δy и Δz определяющее влияние на разрешающую способность оказывает *фазовая функция* (выражение под экспонентой в интеграле для ФН (2) разложенное в ряд) [2]:

$$f(t, \vec{r}_{ir}(t), \vec{r}_{r}(t), \Delta \vec{r}) = \frac{\vec{r}_{ir}(t) \cdot \Delta \vec{r}}{R_{ir}(\vec{r}_{ir}(t))} + \frac{\vec{r}_{r}(t) \cdot \Delta \vec{r}}{R_r(\vec{r}_{r}(t))} = f_{ir}(t, \vec{r}_{ir}(t), \Delta \vec{r}) + f_r(t, \vec{r}_{r}(t), \Delta \vec{r}). \quad (3)$$

Рассмотрим разрешающую способность в плоскости XOY и представим элемент разрешения в полярных координатах, что позволит наглядно оценить вид сечения ФН в различных направлениях. С учетом замены $\Delta x = r \cdot \cos \alpha$ и $\Delta y = r \cdot \sin \alpha$ фазовая функция имеет вид

$$f(t, \vec{r}_{ir}(t), \vec{r}_{r}(t), \alpha) = r \cdot \cos \alpha \cdot x(t) + r \cdot \sin \alpha \cdot y(t), \quad (4)$$

$$x(t) = \frac{x_{ir}(t) \cdot R_r(\vec{r}_{r}(t)) + x_r(t) \cdot R_{ir}(\vec{r}_{ir}(t))}{R_{ir}(\vec{r}_{ir}(t)) \cdot R_r(\vec{r}_{r}(t))}, \quad y(t) = \frac{y_{ir}(t) \cdot R_r(\vec{r}_{r}(t)) + y_r(t) \cdot R_{ir}(\vec{r}_{ir}(t))}{R_{ir}(\vec{r}_{ir}(t)) \cdot R_r(\vec{r}_{r}(t))}. \quad (5)$$

Тогда размер сечения ФН r в направлении α определяется соответствующей шириной спектра пространственных частот и зависит от пространственного положения носителей в начальных и конечных точках траекторий (индексы 0 и k):

$$\begin{aligned} \Delta \omega(r, \alpha) &= \omega_k(r, \alpha) - \omega_0(r, \alpha) = k \cdot \left| f(\vec{r}_{ir_k}, \vec{r}_{r_k}, r, \alpha) - f(\vec{r}_{ir_0}, \vec{r}_{r_0}, r, \alpha) \right| = \\ &= k \cdot \left| (x_k \cdot \cos \alpha + y_k \cdot \sin \alpha) - (x_0 \cdot \cos \alpha + y_0 \cdot \sin \alpha) \right|. \end{aligned} \quad (6)$$

Рассмотрим разрешающую способность в плоскости XOY . Для этого есть траектории в плоскости XOY , которые будут являться проекциями траекторий общего вида в эту плоскость. Данное допущение практически соответствует случаю, когда дальность от носителей до точки поверхности значительно превышает высоту полета.

Тогда фазовую функцию можно представить в виде

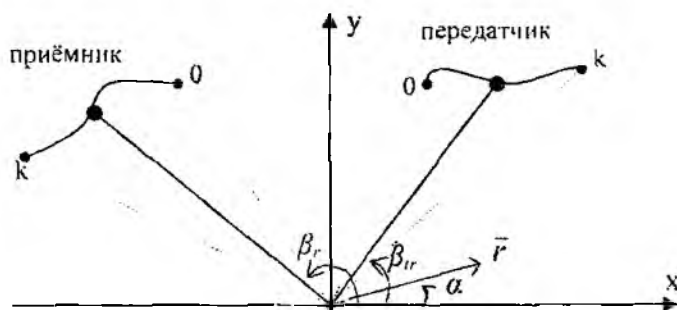


Рис. 2

$$\begin{aligned} f(t, \vec{r}_{ir}(t), \vec{r}_{r}(t), \alpha) &= (\cos \beta_{ir}(t) \cdot \cos \alpha + \sin \beta_{ir}(t) \cdot \sin \alpha) + \\ &+ (\cos \beta_r(t) \cdot \cos \alpha + \sin \beta_r(t) \cdot \sin \alpha), \end{aligned} \quad (7)$$

где β_{ir} , β_r – углы, определяющие положение передатчика и приемника на траектории в плоскости XOY .

Ширина спектра пространственных частот в направлении α согласно (6):

$$\begin{aligned} \Delta \omega(r, \alpha) &= k \cdot \left| \cos \alpha \cdot (\cos \beta_{ir_k} - \cos \beta_{ir_0}) + \sin \alpha \cdot (\sin \beta_{ir_k} - \sin \beta_{ir_0}) + \right. \\ &\left. + \cos \alpha \cdot (\cos \beta_{r_k} - \cos \beta_{r_0}) + \sin \alpha \cdot (\sin \beta_{r_k} - \sin \beta_{r_0}) \right|. \end{aligned} \quad (8)$$

Разрешающую способность по направлению x и y можно определить из (1), положив в (8) $\alpha=0$ и $\alpha=\pi/2$ соответственно. Ширину спектра перепишем в виде

$$\Delta\omega(r, \alpha) = \Delta\omega_x \cdot \cos \alpha + \Delta\omega_y \cdot \sin \alpha. \quad (9)$$

Таким образом, разрешающая способность бистатической РСА в плоскости XOY в направлении α зависит от длины волны и углового сектора траекторий $\Delta\beta_{ir} = \beta_{ir_k} - \beta_{ir_0}$, $\Delta\beta_r = \beta_{r_k} - \beta_{r_0}$, которые проходят передатчик и приемник за время синтезирования. Сам вид траекторий внутри секторов влияет на вид пространственного спектра и соответственно на вид функции неопределенности и не оказывает существенного влияния на разрешение.

Оценим поведение фазовой функции (7) в зависимости от положения передатчика и приемника в плоскости XOY . Представим фазовую функцию в виде

$$f(t, \vec{r}_{tr}(t), \vec{r}_r(t), \alpha) = \cos(\beta_{tr}(t) - \alpha) + \cos(\beta_r(t) - \alpha). \quad (10)$$

На рис. 3 представлен характер изменения фазовой функции (10) в зависимости от взаимного углового расположения передатчика и приемника для характерных значений углов α для случая, a – когда приемник неподвижный, b – приемник и передатчик движутся с одинаковыми скоростями (рис. 4).

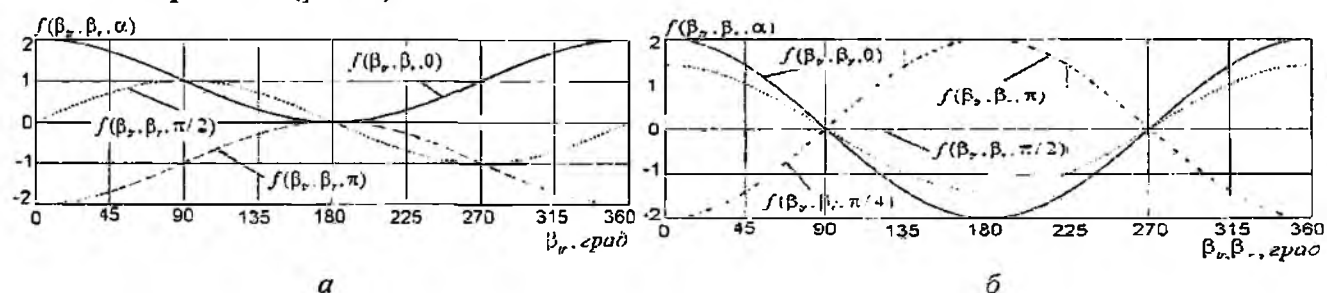


Рис. 3

По приведенным зависимостям можно оценить наибольшую ширину спектра пространственных частот и, соответственно, предельную разрешающую способность, а также определить характер движения передатчика и приемника для получения наилучшего разрешения. Очевидно, предельную разрешающую способность $\delta r = \lambda/4$ получим при таких траекториях движения носителей за время синтезирования, когда ширина спектра пространственных частот достигнет наибольшего значения $\Delta\omega_{max} = 4k$. Для моностатической РСА такое разрешение в любом направлении α можно получить при полете носителя, например, по окружности, и осуществлении непрерывного слежения за центром района картографирования (рис. 4, a) [1].

Для бистатической РСА, в случае, когда передатчик (приемник) неподвижный, РСА можно рассматривать как пассивную систему, где фазовый набег формируется за счет движения одного из носителей. Наилучшее разрешение $\delta r = \lambda/2$ во всех направлениях также получается при обходе передатчика (приемника) полного сектора в 360 град. (рис. 3, a).

Если движутся оба носителя, то фазовый набег будет определяться суммарным набегом по передатчику и приемнику. В этом случае в зависимости от скорости движения, начального положения носителей в определенные моменты времени возможны компенсации доплеровской частоты, т.е. фазовая функция (10) обращается в ноль (рис. 3, b).

Таким образом, для того, чтобы обеспечить необходимое разрешение в определенном направлении α нужно обеспечить за время когерентного накопления соответствующий набег пространственных частот в этом направлении. То есть выбрать характер движения носителей бистатической РСА. Необходимо отметить, что наличие перекрывающихся пространственных частот не улучшит разрешения, а может только лишь увеличить интенсивность соответствующих пространственных гармоник [1,4].

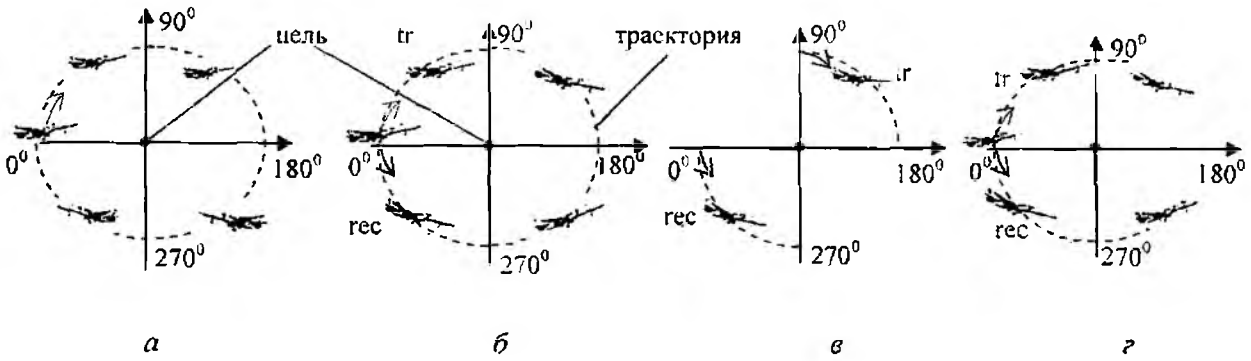


Рис.4

Например, если приемник и передатчик движутся с одинаковой скоростью по траекториям, изображенным на рис. 4, б можно получить следующие значения разрешений согласно фазовым функциям на рис. 3: по оси x ($\alpha = 0$) $\delta r = \lambda/4$, для $\alpha = \pi/4$ $\delta r = \lambda/2.83$, по оси y ($\alpha = \pi/2$) разрешение отсутствует за счет компенсации фазового набега по передатчику и приемнику. Для рис. 4, г – по x $\delta r = 1.84$, по y отсутствует, при $\alpha = \pi/4$ $\delta r = 2.6$. Для траектории на рис.4, в разрешение по оси x $\delta r = 3.142$, для $\alpha = \pi/4$ отсутствует, по оси y тоже 3.142.

Необходимо отметить, что в реальных условиях полета бистатической РСА предельные времена синтеза не превышают нескольких секунд, поэтому угловые сектора траекторий носителей обычно намного меньше π .

Дальнейшие исследования фазовой функции распространим на область неопределенности траекторного сигнала бистатической РСА и определим направления α , соответствующие максимальному и минимальному размерам сечения области неопределенности в плоскости XOY (рис. 5).

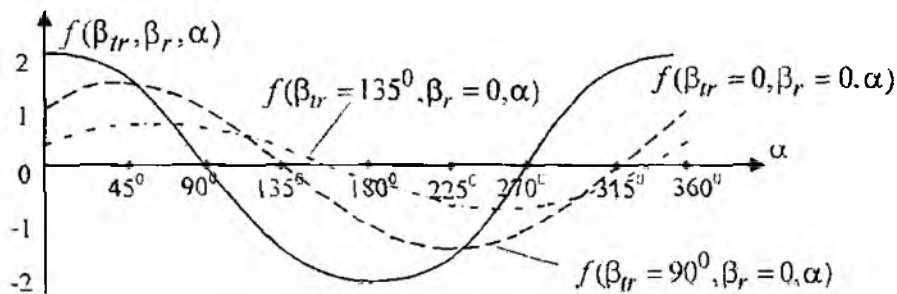


Рис. 5

Пусть $\Delta\beta_{tr} = const$ и $\Delta\beta_r = const$, тогда разрешающая способность будет зависеть от крутизны изменения фазовой функции. Не теряя общности рассмотрения, в дальнейшем допустим, что носители движутся в направлении x .

Таким образом, для моностатической системы наихудшее разрешение соответствует направлению наблюдения, а наилучшее разрешение перпендикулярно направлению наблюдения. Для бистатической РСА согласно рис. 5 направление наименьшей крутизны фазовой функции (наихудшего разрешения) соответствует биссектрисе бистатического угла

$\beta_{bist} = \frac{\beta_{tr} + \beta_{rec}}{2}$, а наилучшую разрешающую способность получают по направлению

$$\alpha = \frac{\beta_{bist}}{2} + \frac{\pi}{2}, \alpha = \frac{\beta_{bist}}{2} + \frac{3\pi}{2}.$$

Кроме того, значения разрешения также зависят от взаимного положения передатчика и приемника. Например, δr_{min} и δr_{max} для рис. 6, б меньше, чем для рис. 6, в, а наилучшее разрешение получим, когда носители движутся параллельно друг другу. Изменение

разрешения при различных пространственных положениях передатчика и приемника можно оценить по отношению крутизны соответствующих фазовых функций в точках максимума и перегиба. Очевидно, при увеличении бистатического угла и неизменных угловых размерах траекторий разрешающая способность будет ухудшаться (рис. 5, 6, з).

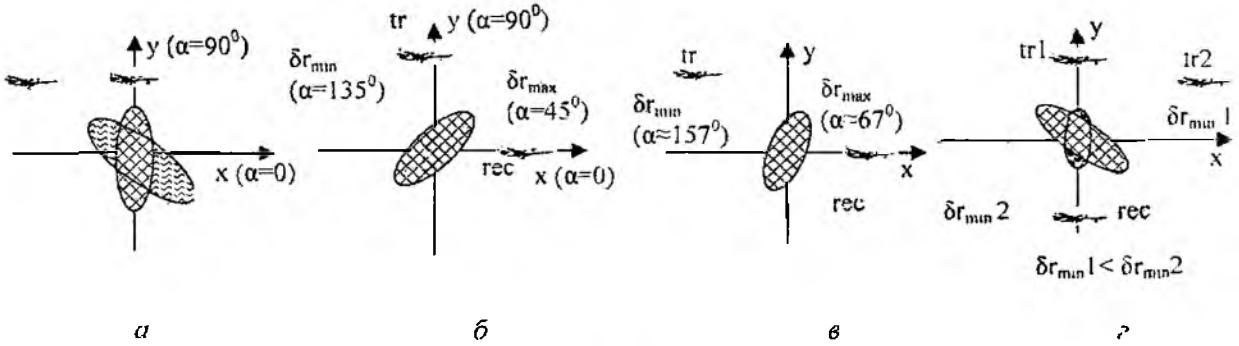


Рис. 6

Разрешающая способность определяется поведением фазовой функции за период формирования траекторного сигнала, то есть шириной спектра пространственных частот (8), которую можно переписать в виде

$$\Delta\omega(r, \alpha) = 2k \cdot \left| \sin(\beta_{tr} - \alpha) \cdot \sin \frac{\Delta\beta_{tr}}{2} + \sin(\beta_{rec} - \alpha) \cdot \sin \frac{\Delta\beta_r}{2} \right| \quad (11)$$

где $\beta_{tr} = \frac{\beta_{k_{tr}} + \beta_{0_{tr}}}{2}$, $\beta_{rec} = \frac{\beta_{k_r} + \beta_{0_r}}{2}$ – углы наблюдения передатчика и приемника.

Тогда минимально возможное разрешение достигается при бистатическом угле 0 или 180 град., т.е. если направления наблюдения носителей совпадают:

$$\delta r_{\min} = \frac{\lambda}{2 \cdot \left(\sin \frac{\Delta\beta_{tr}}{2} + \sin \frac{\Delta\beta_r}{2} \right)} \quad (12)$$

Максимальное разрешение находится в области максимума или минимума фазовой функции (10), что соответствует наименьшему значению крутизны, и определяется минимально возможной шириной спектра для заданных значений угловых размеров траекторий и пространственной конфигурации носителей (рис. 5):

$$\delta r_{\max} = \frac{\lambda}{2 \cdot \left| \cos \frac{\beta_{dist}}{2} + \cos \frac{\beta_{dist}}{2} - \cos \left(\frac{\beta_{dist}}{2} + \frac{\Delta\beta_{tr}}{2} \right) - \cos \left(\frac{\beta_{dist}}{2} + \frac{\Delta\beta_r}{2} \right) \right|} \quad (13)$$

Для малых значений угловых секторов траекторий, когда дальность до точки наблюдения значительно превышает линейные размеры ($R_{tr} \gg X_{tr}$, $R_r \gg X_r$) справедливы формулы:

$$\delta r_{\min} = \frac{\lambda}{\frac{X_{tr}}{R_{tr}} \cos \beta_{tr} + \frac{X_r}{R_r} \cos \beta_{rec}} \quad (14)$$

Оценим разрешающую способность в зависимости от дальности и направлений наблюдения при постоянных линейных размерах траекторий $X_{tr} = const$, $X_r = const$ (рис. 7).

При увеличении дальности наблюдения уменьшаются соответственно угловые размеры траекторий и разрешающая способность, при условии постоянства бистатического угла. Для бистатической системы появляются дополнительные возможности. Например, при постоянных линейных размерах траекторий одинаковое разрешение (область высокой корреляции) можно получить для угловых секторов $(\Delta\beta_{1tr}, \Delta\beta_{3rec})$ и $(\Delta\beta_{3tr}, \Delta\beta_{1rec})$ или для $(\Delta\beta_{2tr}, \Delta\beta_{3rec})$ и $(\Delta\beta_{3tr}, \Delta\beta_{2rec})$, если не изменяется значение бистатического угла (рис. 7). Если рассматривается одно выбранное направление α , можно определить траектории и области пространства.

где удовлетворяются заданные требования по разрешению. При этом значение бистатического угла можно изменять.

$$\delta r_{\max} = \frac{\lambda}{2 \cdot \left| \cos \frac{\beta_{hst}}{2} + \cos \frac{\beta_{hst}}{2} - \cos \left(\frac{\beta_{hst}}{2} + \frac{X_{tr}}{2R_{tr}} \cos \beta_{tr} \right) - \cos \left(\frac{\beta_{hst}}{2} + \frac{X_r}{2R_r} \cos \beta_{tr} \right) \right|} \quad (15)$$

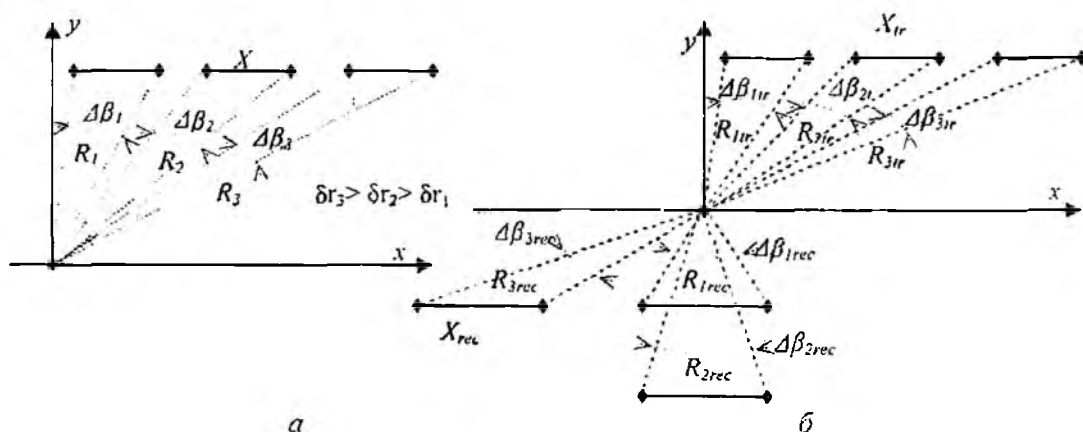


Рис. 7

Рассмотрим случай, когда угловой размер траекторий носителей $\Delta\beta_{tr} = const$, $\Delta\beta_r = const$ и $R_{tr} = const$, $R_{rec} = const$. Тогда, очевидно, для обеспечения постоянного разрешения необходимо изменять линейные размеры траекторий в соответствии с изменением угла наблюдения передатчика и приемника, и сохранять неизменным значение бистатического угла (рис. 8). Или дополнительно учитывать изменение бистатического угла, изменяя соответствующим образом угловые размеры траекторий так, чтобы ширина пространственного спектра (разрешающая способность) в выбранных направлениях оставалась постоянной.

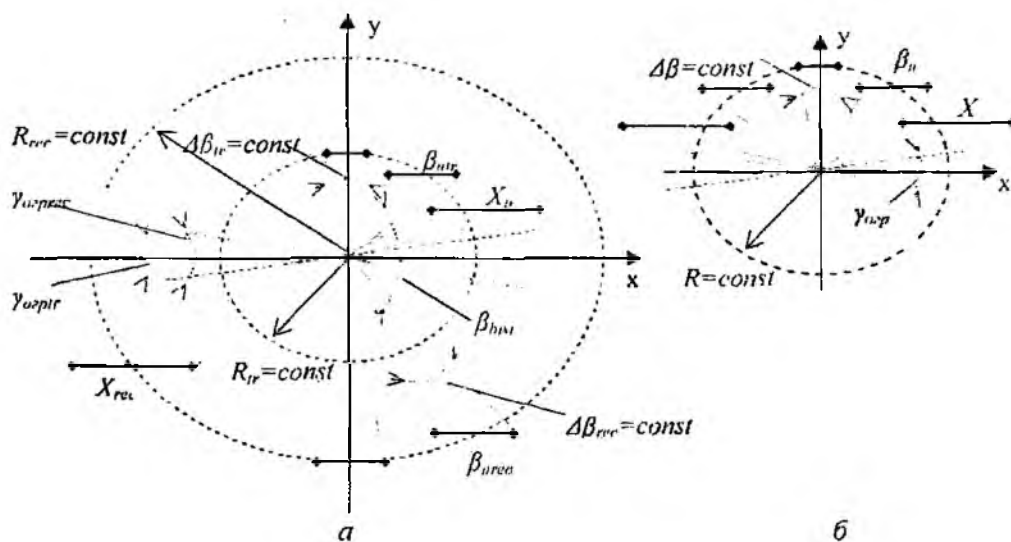


Рис. 8

Для данного случая необходимо учитывать, что при переходе через ось x в некотором угловом секторе $\gamma_{огр\,rec}$ и $\gamma_{огр\,tr}$ невозможно сохранить угловые размеры постоянными. Причем чем больше угловой сектор $\Delta\beta$, тем больше $\gamma_{огр}$.

В зависимости от решаемой задачи возможны различные комбинации траекторий движения передатчика и приемника. Например, если для получения постоянного разрешения не удастся обеспечить постоянство углового сектора траектории передатчика (рис. 8. а), то его можно скомпенсировать на следующем интервале синтеза соответствующим

увеличением углового сектора траектории приемника, увеличив скорость его движения или уменьшив дальность наблюдения.

Выводы

Представленным выше способом можно определить селективные свойства бистатической системы в других плоскостях (X,Z) и (Y,Z). Для этого достаточно определить проекции траекторий приемника и передатчика на выбранную плоскость, их угловые размеры относительно точки наблюдения и угловое положение передатчика относительно приемника в этой плоскости. Рассмотрение всех проекций позволяет определить объем разрешаемого пространства объектов бистатической РСА. Таким образом, бистатическая РСА, как и моностатическая, даже при немодулированном зондирующем сигнале обладает селективными свойствами во всех направлениях в пространстве. Однако степень селекции различна и зависит от скорости изменения фазовой функции в этом направлении.

Однако для бистатической РСА появляются новые возможности наблюдения объекта и проектирования станций, обладающих постоянной разрешающей способностью в пределах широких диапазонов углов наблюдения бокового сектора.

Полученные результаты можно расширить для реальных условий полета РСА применительно к различным видам обзора земной поверхности, приняв во внимание влияние на разрешающую способность различного рода дестабилизирующих факторов.

Список литературы: 1. *Реутов А.П., Михайлов Б.А., Кондратенков Г.С., Бойко Б.В.* Радиолокационные станции бокового обзора / Под. ред. А.П. Реутова. М.: Сов. радио, 1985. 360 с. 2. *Кондратенков Г.С., Фролов А.Ю.* Радиовидение. Радиолокационные системы дистанционного зондирования Земли. Учеб. пособие для вузов / Под ред. Г.С. Кондратенкова. М. Радиотехника. 2005. 368 с. 3. *Фальков С.Е., Волосяк В.К., Горбуненко О.А.* Радиотехнические системы дистанционного зондирования. Учеб. пособие. Харьков: Нац. аэрокосмический ун-т «ХАИ», 2002. 157 с. 4. *Волосяк В.К., Ксендзук А.В., Волощук Р.П.* Общие закономерности селекции целей в бистатической радиотехнической системе с синтезированием апертуры антенны // *Авиационно-космическая техника и технология. Радиотехнические системы и средства летательных аппаратов.* 2006. № 5(31). С. 64-67.

*Харьковский университет Воздушных сил
Национальный аэрокосмический университет
им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»*

Поступила в редколлегию 02.03.2007

ДВУХЧАСТОТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ВЫСОКИМ КПД

Введение

В радиопередающих устройствах и других применениях встречается потребность усилителю работать на двух достаточно далеко отстоящих частотах. В таких случаях, особенно при работе на резонансную нагрузку и при необходимости обеспечить высокий КПД и низкий уровень побочных составляющих, лучшим решением будет использование усилителя, имеющего две рабочих полосы частот, вместо широкополосного усилителя.

Представляет интерес рассмотреть работу высокоэффективных усилителей классов E и F [1] в таком режиме двух рабочих полос. Основой рассмотрения является работа [2], в которой вследствие применения сложной выходной согласующей цепи получено выполнение условий класса E на двух близко расположенных частотах, что позволяет расширить полосу рабочих частот. На возможность такого решения указывалось в работе [3]. После подачи заявки [2] был опубликован патент [4], в котором предложены методы построения двухполосных усилителей с высоким КПД, но не приводятся характеристики таких усилителей и методы их расчета.

Цель работы – изучение работы ВЧ двухчастотного усилителя на МОП полевом транзисторе.

Условия реализации высокого КПД в усилителях мощности

Высокий КПД в усилителях мощности (УМ) на высоких частотах можно получить при работе в различных режимах – это режимы работы классов E, F, F⁻¹; также продвигаются в диапазоны ВЧ и СВЧ классы DE, E/F и другие гибридные (их оптимальные и субоптимальные) варианты [1, 5, 8-10]. При работе на достаточно разнесенных частотах реализация одного и того же класса затруднена, что объясняется условиями построения выходных согласующих цепей. В таком случае возможна реализация различных классов работы усилителей, удовлетворяющих условию переключения при нулевом напряжении (ПНН) [1]. К ним относятся не только указанные режимы, но и режимы ПНН, в которых формирование условий отсутствия коммутационных потерь осуществляется с использованием демпферного (антипараллельного) диода, включенного вместе с транзистором – субоптимальный режим класса E [7, 8]. В этом режиме выполняются требования по импедансу на гармониках, но не выполняется требование по активному сопротивлению на основной частоте, а в [11] субоптимальным называется режим, в котором не выполняется условие на шунтирующую емкость.

При рассмотрении условий существования режимов E, F, и F⁻¹ [1, 9] в УМ на сверхвысоких частотах для практических расчетов можно ограничиться тремя гармониками тока и напряжения активного прибора, так как реально имеется возможность управлять только конечным числом гармоник. Но для диапазона ВЧ условия класса E на импеданс выполняются с хорошей степенью на всех гармониках благодаря действию последовательной индуктивности и параллельной емкости.

Таблица 1

| Класс | E | Субоптимальный E | F | F ⁻¹ |
|--|-----------------------|-----------------------|---------------|-----------------|
| Импеданс на основной частоте | $R(1 + j1.153)$ | $R + jX(f)$ | $1.3 \cdot R$ | $1.65 \cdot R$ |
| Реактивный импеданс на четных гармониках | Сравним с R и < 0 | Сравним с R и < 0 | 0 | ∞ |
| Реактивный импеданс на нечетных гармониках | Сравним с R и < 0 | Сравним с R и < 0 | ∞ | 0 |

Как указывается в работе [7], для практических целей значения импедансов, равные нулю, могут быть заменены значениями, в несколько раз меньшими, а бесконечности – в несколько раз большими величины R – нагрузочного сопротивления транзистора. Необходимо отметить,

что значения сопротивлений на основной частоте определены для максимального КПД, а эти условия не совпадают с условиями получения максимальной выходной мощности [1].

Построение выходной согласующей цепи для двухчастотного усилителя

Согласно [4] выходная цепь для построения двухчастотного усилителя имеет вид, показанный на рис. 1. Входной импеданс этой цепи (Z_B в сечении В, не учитывая пока шунтирующую емкость C_1) можно записать для элементов без потерь, при сопротивлении нагрузки 50 Ом (проводимость $0,02 \text{ См}$), следующим образом:

$$Z_B(\omega) = j\omega L_2 - \frac{j}{\omega C_2} + \left\{ j\omega C_3 + \left[j\omega L_3 + (j\omega C_4 + 0,02)^{-1} \right]^{-1} \right\}^{-1}. \quad (1)$$

На диаграмме Вольперта-Смита преобразование импеданса отображается так: круглые скобки соответствуют суммированию проводимостей (движение по пунктирной линии от центра диаграммы), затем, после инверсии, в квадратных скобках суммируются сопротивления, затем, после инверсии, в фигурных скобках суммируются проводимости, и после следующей инверсии и суммирования импедансов получается входной импеданс согласующей цепи (рис. 2). Таким образом, данная цепь должна проводить преобразование (в нормированных переменных) единичного импеданса в два значения нагрузки на различных частотах. Это преобразование производится двукратным применением билинейного преобразования (преобразования Мебиуса) $Z(\omega) = (A(\omega)Z_i + B(\omega)) / (C(\omega)Z_i + D(\omega))$, которое является функцией частоты, что делает задачу расчета цепи для выполнения преобразований рис. 2 в полосе частот громоздкой и сложной.

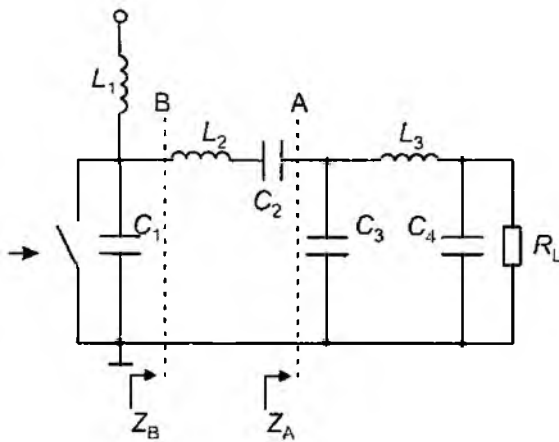


Рис. 1

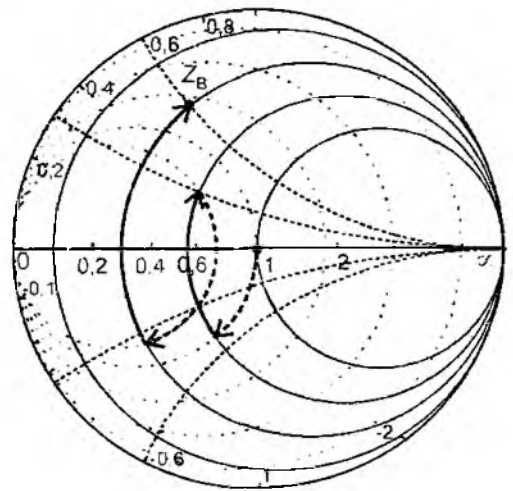


Рис. 2

Исследуемая цепь (рис. 1) содержит 6 элементов, значения которых необходимо определить, при этом сопротивление нагрузки R_L считается равным 50 Ом – стандартное значение для ВЧ применений. Цепь справа от сечения В содержит пять неизвестных (L_2, C_2, C_3, L_3, C_4). Если один из требуемых режимов должен быть режимом класса Е, то реактивность последовательно контура $L_2 C_2$ в классе Е должна удовлетворять условию (q – добротность нагрузочной цепи)

$$X = \omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} = qR = 1,152R. \quad (2)$$

С учетом (2) остается четыре неизвестных, что позволяет составить систему двух комплексных (четырёх действительных) уравнений (1), в которой импеданс Z_B равен соответствующим значениям из табл. 1. Решая систему численно, можно рассчитать цепь, но такое решение находится не всегда, так как зависит от выбора начальных условий. При таком

решении и не проясняется функционирование усилителя. Поэтому рассмотрим другой метод нахождения элементов схемы.

Так как между значениями элементов C_2 и L_2 существует зависимость (2), то сопротивление контура на частотах ω_1 и ω_2 будет определяться одним параметром, в качестве которого удобно взять нагруженную добротность Q на частоте ω_1

$$Q = \omega_1 L_2 / R. \quad (3)$$

Если пренебречь активным сопротивлением элементов L_2 и C_2 , то действительная часть импеданса на рабочих частотах этим контуром не изменяется. Тогда реактивные составляющие импедансов Z_B и Z_A будут отличаться на величину реактивного сопротивления последовательного контура на различных частотах ω_1 и ω_2 . На рис. 3 точками показаны два возможных значения импеданса Z_B на частотах ω_1 и ω_2 , соответствующие классам E и F^{-1} . Звездочки показывают соответствующие значения импеданса в сечении А. Следовательно, ставится задача получения в точке А заданных значений импеданса на рабочих частотах.

Входной импеданс цепи в сечении А близок импедансу цепи, рассмотренной в [3] (рис. 4, а), отличие состоит в том, что параллельное соединение R_L и C_4 заменено их последовательным эквивалентом $R_C C_4$. Но такая замена добавляет еще одну операцию инвертирования в вычисление входного импеданса и изменяет его частотную зависимость, поэтому необходимо рассматривать полную схему (рис. 4, б), в которой также учтено последовательное эквивалентное активное сопротивление катушки индуктивности $L_3 - R_{Si}$. Неучитывание этого сопротивления дает большую погрешность определения элементов. Голограф импеданса Z_A при высокой добротности схемы имеет вид, близкий к окружности (рис. 5). И задача синтеза цепи рис. 4 (в которой C_3 и R_s зависят от частоты) состоит в том, чтобы этот голограф проходил через точки, отмеченные на рис. 3 звездочкой.

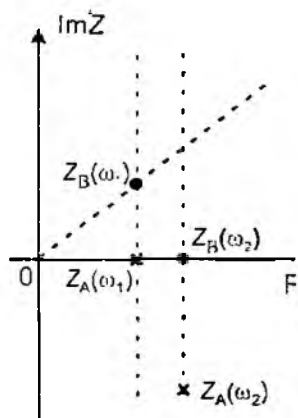


Рис. 3

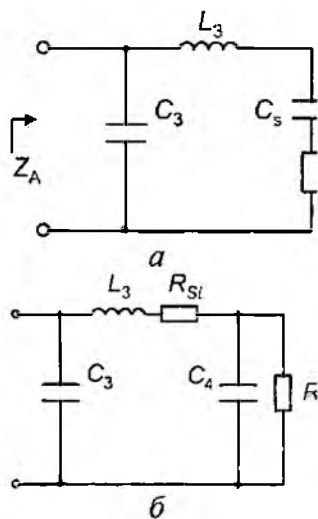


Рис. 4

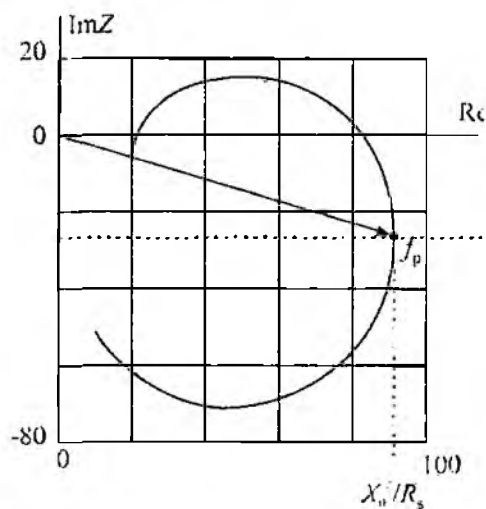


Рис. 5

На рис. 5 можно выделить характерные точки, в которых импеданс принимает определенные значения, например, чисто активный или активная и/или реактивная составляющие достигают экстремума. Частота, при которой достигается максимум активного сопротивления, — частота параллельного резонанса $f_p = \left(2\pi\sqrt{L_3(C_3 C_s / (C_3 + C_s))}\right)^{-1}$. Частота последовательного резонанса $f_s = \left(2\pi\sqrt{L_3 C_s}\right)^{-1}$.

Расчет цепи рис. 4, б

Вначале рассчитаем элементы C_1 и R_1 . Преобразование цепи рис. 1 в цепь рис. 4, а производится аналогично [3]. Используя эквивалентность импедансов

$$Z_s = Z_p \cdot Z_x = R_s + jX_s, \frac{1}{Z_p} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{jX_p} \quad (4)$$

и добротности q при последовательном (индекс "s") и параллельном "p" включении элементов

$$q = R_p / X_p = X_s / R_s, \quad (5)$$

получим

$$R_s(\omega) = \frac{R_1}{1+q^2(\omega)} = \frac{R_1}{1+(R_1\omega C_4)^2}, \quad C_s(\omega) = \left(\frac{\omega X_{C3}}{1+1/q^2(\omega)} \right)^{-1} = C_4 \left[1 + \left(\frac{1}{R_1\omega C_4} \right)^2 \right] \quad (6)$$

Вводя импедансы двух ветвей цепи на рис. 4, б,

$$Z_a = \frac{1}{j\omega C_3}, \quad Z_b = R_s + R_{st} + j\omega L_3 + \frac{1}{j\omega C_s}, \quad (7)$$

импеданс цепи $Z_A = (Z_a Z_b) / (Z_a + Z_b)$. Теперь можно записать действительную и мнимую части импеданса $Z_A = R_A + jX_A$

$$R_A(\omega) = \frac{R_s(\omega) + R_{st}}{(\omega C_3)^2 M(\omega)}, \quad (8)$$

$$X_A(\omega) = \frac{-1}{\omega C_3 M(\omega)} \left[\left(\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_s(\omega)} - \frac{1}{\omega C_3} \right) \left(\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_s(\omega)} \right) + (R_s(\omega) + R_{st})^2 \right], \quad (9)$$

где

$$M(\omega) = (R_s(\omega) + R_{st})^2 + \left(\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_s(\omega)} - \frac{1}{\omega C_3} \right)^2 \quad (10)$$

– квадрат модуля импеданса, полученного при обходе контура на рис. 4, б. Построив зависимость $X_A(\omega)$ от $R_A(\omega)$, получим график рис. 5. Видно, что в отличие от обычного параллельного контура, максимум реальной части импеданса не совпадает с частотой, где равна нулю мнимая часть. При достижении максимального значения $R_A(\omega)$ $X_A(\omega)$ равна $X_0 = 1/\omega_p C_3$. Очевидно, что ω_p должна лежать между требуемыми рабочими частотам.

Если рассмотреть преобразования импеданса, которые производит выходная цепь (рис. 1 и 2) в полосе частот, то можно получить указания для выбора элементов схемы, емкость C_4 создаст зависимость импеданса по окружности равных проводимостей, проходящей через центр круговой диаграммы, вариация индуктивности L_3 дает семейство дугообразных кривых, концы которых лежат на линиях равного сопротивления, емкость C_3 преобразует эти кривые в линии, похожие на части окружности. Изменение C_1 меняет положение центра этих кривых, изменение L_3 вращает эти линии вокруг центра, а изменение C_4 меняет радиус кривых.

Добавление контура $L_2 C_2$ сближает концы этих кривых, превращая в диапазоне частот годограф импеданса в петлю, таким образом можно получить на двух частотах близкий импеданс Z_B , что с учетом различных значений параллельной проводимости $B = \omega C_1$ позволит получить одинаковые значения выходной мощности усилителя [1]. При этом реализовать классы F или F⁻¹ в схеме рис. 1 не удастся из-за невыполнения условий табл. 1 на гармониках. Выполнить эти условия можно усложнением схемы (добавления контура, который бы резонировал с C_1 на частотах гармоник), но это не даст увеличения КПД по сравнению с субоптимальным режимом класса E [10].

Расчет схемы усилителя

Нагрузочное сопротивление усилителя $R = 0,577 \cdot U_{dc}^2 / P_{\text{вых}}$, для получения выходной мощности $P_{\text{вых}} = 1 \text{ Вт}$. с учетом потерь выберем расчетное значение $1,1 \text{ Вт}$. тогда при $U_{dc} = 6 \text{ В}$ $R = 18,9 \text{ Ом}$. Шунтирующая емкость ($C'_1 = C_1 + C_{ds}$, где C_{ds} – емкость сток-исток транзистора) определяется выражением [1, 3, 7]:

$$C'_1 = \frac{0,1836}{2\pi f R} = \frac{0,1836}{\omega R}, \quad C_1 = C'_1 - C_{ds}. \quad (11)$$

Значения элементов C_2 и L_2 можно определить из (2) с учетом (3)

$$L_2 = \frac{QR}{\omega_1}, \quad C_2 = \frac{1}{\omega_1(\omega_1 L_2 - qR)}. \quad (12)$$

Таким образом, остается четыре независимых переменных C_3, L_3, C_4 и Q . Дополнительно на L_2 и C_2 накладывается условие – нагруженная добротность $Q_L = \omega L_2 / R$ должна в классе Е быть $\geq 1,9$ [1]. Это обстоятельство также ограничивает возможные варианты построения двухчастотного усилителя с высоким КПД – класс Е лучше использовать на нижней частоте.

Для расчета пепи выберем два значения нагрузочного импеданса транзистора на верхней и нижней частоте. Эти импедансы из литературных данных и анализа численного моделирования усилителя при отношении верхней и нижней частот 1,5 можно выбрать одинаковыми, равными значению нагрузочного импеданса для класса Е на нижней частоте. Тогда этот импеданс легко вычисляется:

$$Z = R + jX. \quad R = 0,577 \frac{U_{dc}^2}{P_{\text{вых}}}, \quad X = qR = 1,152R. \quad (13)$$

Последовательный контур трансформирует это значение импеданса в сечении В в два значения, отличающие в сечении А на величину $\Delta X(\omega)$, где

$$\begin{aligned} \Delta X(\omega) &= X(\omega_2) - X(\omega_1) = (\omega_2 - \omega_1)L_2 - \left[\frac{1}{\omega_2 C_2} - \frac{1}{\omega_1 C_2} \right] = \\ &= (\omega_2 - \omega_1)L_2 - \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1 \omega_2 C_2} = (\omega_2 - \omega_1)L_2 + \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_1 \omega_2 C_2}. \end{aligned}$$

Вводя $\kappa = f_2 / f_1$ – отношение верхней и нижней частоты и, подставляя (12), получим

$$\Delta X(\kappa) = R(\kappa - 1)(Q + (Q - q)/\kappa). \quad (14)$$

Чтобы иметь возможность задавать разную реактивность на двух частотах в сечении В, введем параметр α , определяющий безразмерное реактивное сопротивление

$$\delta X = X_B(\omega_2) - X_B(\omega_1), \quad \delta X = \alpha R. \quad (15)$$

Теперь для упрощения расчетов перейдем в сечении А к проводимостям $Y_A(\omega) = 1/Z_A(\omega)$ и составим систему уравнений с использованием введенных обозначений для нахождения 4 неизвестных: C_3, L_3, C_4 и Q . Требуемые значения проводимостей слева от сечения А получаются из условия, что они будут равны обратным преобразованным комплексно сопряженным импедансам из сечения В:

$$Z'_A(\omega_1) = R, \quad Z'_A(\omega_2) = R - j(\Delta X(\omega_2) + \alpha). \quad (16)$$

$$Y'_A(\omega_1) = \frac{1}{Z'_A(\omega_1)} = \frac{1}{R}.$$

$$Y'_A(\omega_2) = \frac{1}{Z'_A(\omega_2)} = \frac{1}{R - j(\Delta X(\omega_2) + \alpha)} = \frac{R}{R^2 + (\Delta X(\omega_2) + \alpha)^2} + j \frac{(\Delta X(\omega_2) + \alpha)}{R^2 + (\Delta X(\omega_2) + \alpha)^2}.$$

Согласно (7), введя $R_{s2} = R_s + R_{SL}$,

$$Y_a = j\omega C_3, Y_b = \frac{1}{R_{s2} + j\omega L_3 + \frac{1}{j\omega C_s}} = \frac{R_{s2}}{R_{s2}^2 + \left(\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_s}\right)^2} + j \frac{\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_s}}{R_{s2}^2 + \left(\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_s}\right)^2}.$$

Итоговая проводимость справа от сечения А

$$Y_A(\omega) = \frac{1}{R_{s2} + j\omega L_3 + \frac{1}{j\omega C_s}} = \frac{R_{s2}}{R_{s2}^2 + \left(\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_s}\right)^2} + j \left(\omega C_3 + \frac{\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_s}}{R_{s2}^2 + \left(\omega L_3 - \frac{1}{\omega C_s}\right)^2} \right) = G(\omega) + jB(\omega)$$

Приравнивая проводимости слева и справа от сечения А, получим систему уравнений

$$Y'_A(\omega_i) = Y_A(\omega_i), \quad i = 1, 2, \quad (17)$$

или для действительных значений

$$G'_A(\omega_i) = G_A(\omega_i), \quad B'_A(\omega_i) = B_A(\omega_i). \quad (18)$$

Для лучшей сходимости решения полезно перейти в (18) к нормированным переменным, чтобы неизвестные величины были одного порядка, для этого можно, например, ввести нормированную частоту $\nu = f/10^6$ и на этот же множитель (10^6) умножить значения емкостей и индуктивностей.

Так показывают данные работы [10], для получения максимального КПД при отношении частот $k = f_2/f_1 = 1,5$ субоптимальный режим при сохранении значения емкости C_1 , определяемой из соотношения $B = \omega_1 C_1$, реализуется при $X_B(\omega_2)/R \approx 1$, то есть параметр (15) $\alpha = 1 - 1,152 = -0,152$. Моделирование проводилось и для таких начальных значений, однако характеристики усилителя получались достаточно близкими к варианту с $\alpha = 0$. Поэтому экспериментальные исследования проводились только для такого варианта.

Расчет усилителя был проведен для частот $f_1 = 4$ МГц и $f_2 = 6$ МГц, значение коэффициента заполнения (отношение длительности состояния ВЫКЛ транзистора к периоду входного сигнала) выбиралось равным 0,5. Результаты расчета согласующей цепи приведены в табл. 2. Индуктивность $L_1 = 100$ мкГн. Усилитель по этим данным был промоделирован, изготовлен и экспериментально исследован без подстройки элементов. Расчетный годограф импеданса выходной согласующей цепи с элементами, соответствующими табл. 2, в диапазоне частот от 3 до 18 МГц показан на рис. 6. Штриховая линия показывает частотную зависимость импеданса в сечении В. видно что значения нагрузочного импеданса на частотах 4 и 6 МГц одинаковы. Сплошная линия показывает импеданс на ключе с учетом шунтирующей емкости C_1 .

Моделирование и экспериментальное исследование усилителя

Моделирование усилителя класса Е проводилось по программе схемотехнического моделирования с использованием библиотечной модели транзистора IRF510 [11]. Учитывались активные сопротивления катушек индуктивности L_2 и L_3 – по 0,5 Ом. Остальные элементы предполагались идеальными.

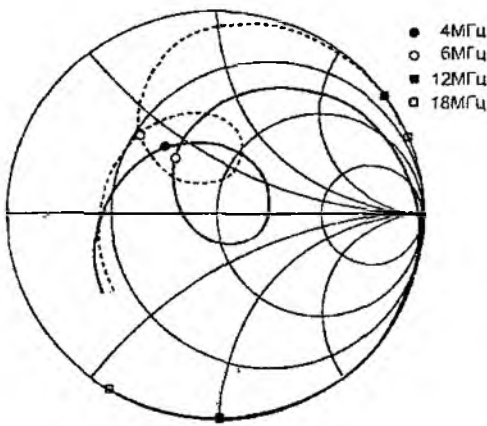


Рис. 6

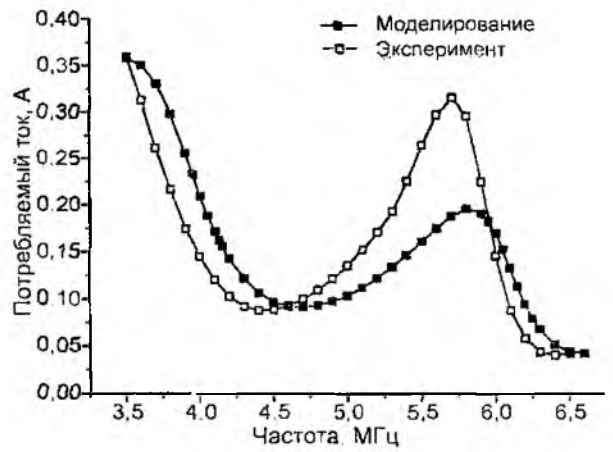


Рис. 7

Результаты моделирования и измерения экспериментального макета показаны на рис. 7-10, а также в табл. 2, где приведены значения элементов усилителя и частот, на которых достигается максимум КПД.

Таблица 2

| | C_1 , пФ | C_2 , нФ | C_3 , нФ | C_4 , нФ | L_2 , мкГн | L_3 , мкГн | $R_{л1}$, Ом | f_1 , МГц | f_2 , МГц |
|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|-----------------|-----------------|------------------|----------------|----------------|
| Расчет | 266 | 1,029 | 1,456 | 1,428 | 2,332 | 1,157 | 0,5 | 4 | 6 |
| Моделирование | 300 | 1,029 | 1,456 | 1,428 | 2,332 | 1,157 | 0,5 | 4,3 | 6 |
| Эксперимент | 230 | 1,1 | 1,4 | 1,4 | 2,1 | 1,1 | 0,5 | 3,6 | 5,9 |

Зависимости рис. 7-9 показывают, что для получения расчетных частот может понадобиться небольшая подстройка элементов выходной цепи, которая затрудняется необходимостью оптимизации элементов в двух различных частотных диапазонах. Повысить КПД в эксперименте можно путем точной настройки усилителя, применением элементов с меньшими потерями и пересчетом усилителя на большее напряжение питания, что снизит среднеквадратичные значения токов в схеме.

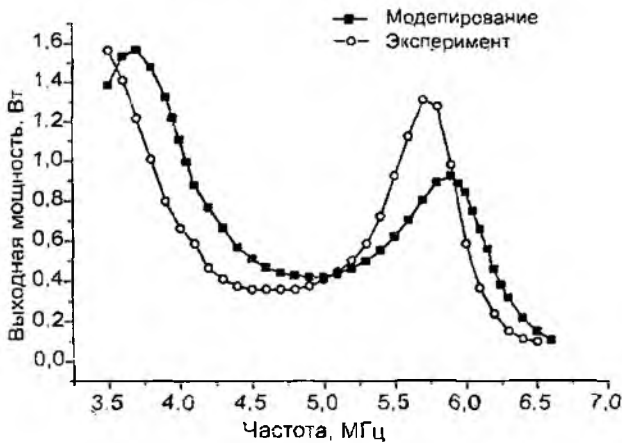


Рис. 8

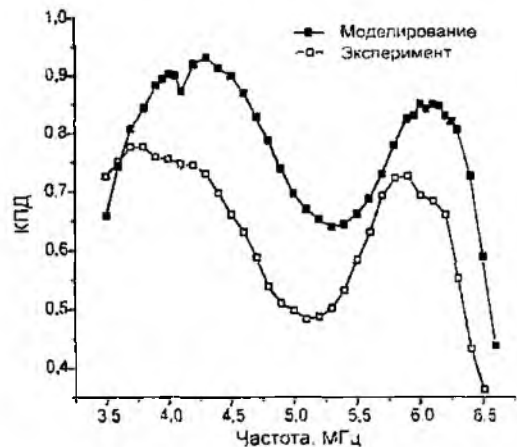


Рис. 9

Рассмотрение частотных зависимостей и форм напряжения на стоке транзистора (рис. 10, слева формы на частоте 4 МГц, справа – 6 МГц) показывают, что они близки к оптимальным формам класса E (на нижней частоте) и субоптимального класса E [6, 10] – на верхней. Таким образом, расчетные значения элементов схемы позволили без дополнительной настройки реализовать достаточное приближение к заданным характеристикам. Эксперимент показал, что для данного мощного МОП транзистора на этих частотах большую роль играют его паразитные элементы и нелинейность выходной емкости, максимальное напряжение на

стоке почти в четыре раза больше напряжения питания, в то время как для идеального класса E это значение равно 3,56. Эти обстоятельства указывают на необходимость детального исследования этих факторов второго порядка для точного проектирования таких усилителей.

По результатам моделирования и эксперимента можно сделать вывод, что для реализации двухчастотного усилителя с высоким КПД пригоден усилитель, работающий в режиме класса E на нижней частоте и в режиме субоптимального класса E на верхней частоте. При этом возможно получение одинаковых значений выходной мощности и приемлемого КПД в обоих частотных диапазонах.

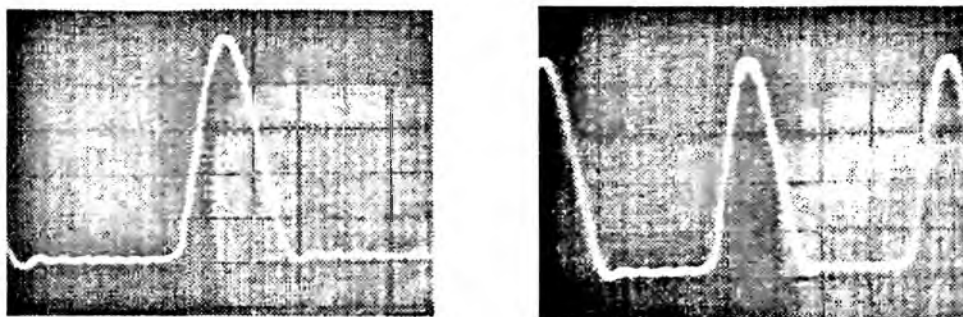


Рис. 10

Выводы

В работе теоретически и экспериментально исследован режим работы усилителя мощности, работающего в двух частотных диапазонах (4 и 6 МГц) с выполнением режимов высокого КПД, на примере усилителя в режиме класса E в нижней частотной полосе и режима субоптимального класса E в верхней полосе усиливаемых частот. Предложена методика расчета усилителя, рассмотрены требования к согласующей цепи и измерены выходные характеристики усилителя мощности на МОП ПТ. Такие усилители могут быть использованы в технологических применениях, в системах обмена информацией с радиочастотными метками (RFID – radio frequency identification device), в радиопередающих устройствах.

Список литературы: 1. Крыжановский В.Г. Транзисторные усилители с высоким КПД. Донецк: Аспект, 2004. 448 с. 2. Крыжановський В.Г., Принцовський В.А., Чернов Д.В. Підсилювач класу E. Патент України на корисну модель №20289, зареєстровано 15.01.2007 р., бюл. №1. Заявка № 200608234 від 21.07.06 р. 3. Крыжановский В.Г. Усилитель класса E, нагруженный на пьезопреобразователь. Радиотехника. 2006. Вып.145. С.40-47. 4. Bohn F., Hajimiri S.-A. Switless multi-resonant, multi-band power amplifier. Pat. USA 7 092 691. H 04B 1/18. Заявл. 5.12.2002, опубл. 15.08.2006. 5. Cripps S.C. RF Power Amplifiers for Wireless Communications. Artech House Books. 1999.376 p. 6. Raab F. H. Broadband class-E power amplifier for HF and VHF / IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, WE-4C-1, pp. 902-905, San Francisco, CA, June 11 – 16, 2006. 7. Kazimierczuk M. K., Bui X. T. Class-E amplifier with an inductive impedance inverter // IEEE Trans. on industrial electronics. V 37.– No. 2, April 1990.P.160-166. 8. Kazimierczuk M. K., Puczek K. Class E tuned power amplifier with antiparallel diode or series diode at switch, with any loaded Q and switch duty cycle // IEEE Transactions on Circuits and Systems, V. 36б Issue: 9. Sept. 1989. P. 1201 –1209. 9. Raab F. H. Class-E, Class-C, and Class-F Power Amplifiers Based Upon a Finite Number of Harmonics // IEEE Trans. of MTT, vol. 49, No 8, (Aug. 2001), p.1462-1468. 10. Raab F. H. Suboptimum operation of class-E RF power amplifiers / Proc. RF Technology Expo '89, Santa Clara, CA, pp. 85 – 98, Feb. 14 – 16, 1989. 11. <http://www.irf.com/product-info/models/SPICE/irf510.spi>

Донецкий национальный университет

Поступила в редколлегию 15.06.2007

*G. A. ALEXEEV, candidate of physics and mathematics sciences.
M. V. BELOBROVA, candidate of physics and mathematics sciences*

EXPERIENCE OF NUMERICAL SOLUTION OF RADIO-OCCULTATION INVERSE PROBLEMS

Introduction

Ground measurements of the satellite radiosignal performances represent wide opportunities for investigation of the regular, quiet and turbulent troposphere. The methods of determination of average parameters (the wind velocity and the refractive index structural characteristic of the troposphere) are described most full [1]. The problems of the reconstruction of the distant profile of the troposphere parameters usually are uncorrected (in the classical sense) and reduce to the linear Fredholm integral equation of the first kind. The determination of the distant dependences of the fluctuation parameters is possible on the radiosignal performances of the second moment, for example, on the correlation (spatial, frequency, polarization) functions any of parameter (amplitude, phase, frequency, angle of wave arrival and polarization coefficient).

The content of the inverse problem thus is obtaining of the integral equation, permitting the numerical solution, choice of the solution optimal method, detection of the optimal radiosignal parameter, giving the most effective and reliable reconstruction of the statistically nonuniform troposphere performances. The present work contains the comparative analysis of opportunities of the numerical solution of the integral equations as applied to the problems of the reconstruction of the height profile of Earth's troposphere refraction index on the elevation dependences of the refraction angle and the distant profile of the troposphere refraction index structural characteristic C_n^2 on the correlation (spatial or frequency) field functions. In the first case measured parameters are dependences of the refraction angle from the apparent elevation of the satellite source. In the second case it is supposed, that the measurement of radiosignal parameters of the monochromatic transmitter, located on the artificial satellite, is carried out by the spaced receivers in the transversal to the direction of the wave propagation plane, or by the receivers, separated on the frequency, with further calculation of the correlation functions. The practical realization of the reconstruction method on the frequency correlation functions supposes an opportunity of the multifrequency operation.

Formulation of the problem

The suggested method of the numerical solution of the radio-occultation inverse problem is based on the conversion of the integral equation into the equation with symmetrical kernel and following employment of the α -regularization method and supposes additional handling of measurements in a certain interval. The linear Fredholm integral equation of the first of kind generally is following

$$\int_0^1 A(\eta, \xi) f(\eta) d\eta = \Phi(\xi), \quad (1)$$

where η – the radiopath coordinate in the troposphere, $A(\eta, \xi)$ – the equation kernel, $\Phi(\xi)$ – measured «system response» on the unknown signal $f(\eta)$, which is or the radial profile of the Earth's troposphere refraction index $n(r)$, or the distant profile of the troposphere refraction index structural characteristic $C_n^2(\eta)$, ξ – measured radio wave parameter.

The numerical solution of this equation, as is well known, requires application of the regularization methods, since it is instable to the right part perturbations [2]. The transformed Fredholm integral equation of the second kind, determining approximate, but stable, numerical solution of the inverse problem by the α – regularization method, is following

$$\alpha f(\xi) + \int_0^1 A(\eta, \xi) f(\eta) d\eta = \Phi(\xi), \quad 0 \leq \xi \leq 1. \quad (2)$$

where α – a regularization parameter. It is real (in the Lavrent'ev's method [3]) or imaginary (in the Bakushinsky's method [4]) number.

In the reconstruction problem of Earth's troposphere refraction index profile $n(r)$ on the elevation dependences of the refraction angle $\xi_R(\varepsilon)$ the functions are equal [5,6]

$$A(\eta, \xi) = A(v, u) = \ln \frac{\sqrt{a_2^2 + v^2} + \sqrt{a_2^2 + u^2}}{\sqrt{a_1^2 + v^2} + \sqrt{a_1^2 + u^2}}, \quad (3)$$

$$\Phi(\xi) = \Phi(v) = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \frac{\xi_R(\varepsilon) \sin \varepsilon d\varepsilon}{\sqrt{v^2 c^2 + \sin^2 \varepsilon}}, \quad (4)$$

$$\xi_R(\varepsilon) = \int_0^1 \frac{\cos \varepsilon F(u) du}{\sqrt{u^2 c^2 + \sin^2 \varepsilon}}, \quad (5)$$

where $u = [r^2 n^2(r) - n_0^2 a^2]^{1/2} [(a + h_T)^2 n_T^2 - n_0^2 a^2]^{-1/2}$; r – a coordinate, counted from Earth's centre; h_T – the transmitter height; a – Earth's radius; $n_0 = n(r = a)$ – the ground value of the refraction index; $n_T = n(a + h_T)$; $[\varepsilon_1, \varepsilon_2]$ – the variation interval of the transmitter apparent elevation ε at the radiosetting, $a_1 = \sin \varepsilon_1 / c_T$, $a_2 = \sin \varepsilon_2 / c_T$, $\Phi(v)$ – the known function, determined by measured dependence of the refraction angle ξ_R from the transmitter apparent elevation ε , $c_T = [(a + h_T)^2 n_T^2 - n_0^2 a^2]^{-1/2} / n_0 a$ – constant, $F(u)$ – a new unknown function, connected with $n(r)$ -profile by means of parametric relations

$$\begin{cases} n(u) = n_0 \exp\left(-\int_0^u F(u) du\right) \\ r(u) = n_0 a (u^2 c_T^2 + 1)^{1/2} / n(u) \end{cases} \quad (6)$$

Relations (3) – (6) correspond to the geometrical optic approximation, supposition spherical layered troposphere, conditions of subcritical refraction and absence of the reflecting layers. As $A(v, u)$ is the self-adjoint (symmetric) positive determined operator, the numerical solution of the inverse problem can be obtained by Lavrent'ev's regularization method [3].

In the reconstruction problems of the distant profile $f(\gamma)$ of the refractive index structural characteristic $C_n^2(\eta)$ on the transversal spatial correlation functions of the amplitude fluctuations $B_\chi(\rho)$, the phase fluctuations $B_\varphi(\rho)$ or on cross correlation function $B_c(\rho)$ of the spherical wave the relations are following [1, 7, 8]

$$A(\eta, \xi) = c \int_{\rho_1}^{\rho_2} K(\rho, \eta) K^*(\rho, \xi) d\rho, \quad (7)$$

$$\Phi(\xi) = \int_{\rho_1}^{\rho_2} K^*(\rho, \xi) B(\rho) d\rho, \quad (8)$$

$$K(\rho, \eta) = \int_0^\infty \kappa J_0(\kappa \eta \rho) \Phi_n(\kappa) g(\kappa, \eta) d\kappa, \quad (9)$$

$$B(\rho) = c \int_0^1 K(\rho, \eta) f(\eta) d\eta, \quad (10)$$

where $\gamma : 1$ is the nondimensional (normalized upon the path length L) distance, counted from the spherical wave source, located on the stationary satellite; $\rho \geq 0$ is the non-dimensional (normalized

upon the Fresnel zone radius λL) distance between the receivers in the plane, orthogonal to the radiopath; $[\rho_1, \rho_2]$ is the variation interval of the normalized distance between the receivers: \aleph is the nondimensional (multiplied by $\lambda_1 L$) wave number of the spatial harmonic in the spectrum of heterogeneities, $J_0(\aleph \eta \rho)$ is Bessel function, $f(\eta) = C_n^2(\eta) / C_n^2(\eta = 1)$; c – constant [1,7].

Under A and Φ in (7), (8) is understood or $A_\chi(\eta, \xi)$, $\Phi_\chi(\xi)$, either $A_\varphi(\eta, \xi)$, $\Phi_\varphi(\xi)$, or $A_c(\eta, \xi)$, $\Phi_c(\xi)$ with the corresponding kernel functions K_χ , K_φ or K_c , determined weight functions $g_\chi(\aleph, \eta)$, $g_\varphi(\aleph, \eta)$ or $g_c(\aleph, \eta)$

$$g_\chi(\aleph, \eta) = \sin^2 \left[\frac{\eta(1-\eta)}{4\pi} \aleph^2 \right], \quad g_\varphi(\aleph, \eta) = \cos^2 \left[\frac{\eta(1-\eta)}{4\pi} \aleph^2 \right], \quad g_c(\aleph, \eta) = \frac{1}{2} \sin \left[\frac{\eta(1-\eta)}{4\pi} \aleph^2 \right] \quad (11)$$

Locally homogeneous (normalized) spectrum $\Phi_n(\aleph)$ of the refraction index fluctuations at modeling of the occultation problem will be supposed as a modified (normalized upon $0,033C_n^2(\eta)$) Carman's spectrum, which is well enough describing the real state of the atmosphere. Then

$$\Phi_n(\aleph) = (\aleph^2 + \aleph_{\min}^2)^{-11/6}, \quad 0 < \aleph < \aleph_{\max}, \quad (12)$$

where $\aleph_{\min} = \sqrt{\lambda_1 L} 2\pi / l_{\max}$, $\aleph_{\max} = \sqrt{\lambda_1 L} 2\pi / l_{\min}$, l_{\max}, l_{\min} – internal and external scales, and accordingly, constant $c = 0,033(2\pi)^4 \lambda^{-7/6} L^{11/6} C_{n0}^2$.

The relations (7) – (10) correspond to the smoothly varying perturbations method in the radio-wave propagation theory [1,7,8]. So $A_\chi(\eta, \xi)$, $A_\varphi(\eta, \xi)$, $A_c(\eta, \xi)$ are the self-adjoint (symmetric) operators, the numerical solution of the occultation inverse problem can be obtained by Bakushin-sky's regularization method (regularizing algorithm of «immersion») [4], which lies in transition to the solution of complex Fredholm equations of the second kind with consequent «comeback» of the solution to the real space.

In the reconstruction problems of the distant profile $f(\eta)$ of the refractive index structural characteristic $C_n^2(\eta)$ on the frequency correlation functions of the amplitude fluctuations of the spherical wave $B_\chi(\Delta)$ the relations are following [9]

$$B_\chi(\Delta) = 8\pi^4 L^{11/6} \lambda_1^{-7/6} 0,033 C_{n0}^2 (1 + \Delta) \int_0^1 K_\chi(\Delta, \eta) f(\eta) d\eta, \quad (13)$$

$$K_\chi(\Delta, \eta) = 2 \int_0^\infty \aleph (\aleph^2 + \aleph_{\min}^2)^{-11/6} \exp(-\aleph^2 / \aleph_{\max}^2) \sin \left(\frac{\eta(1-\eta)}{4\pi} \aleph^2 \right) \sin \left(\frac{\eta(1-\eta)}{4\pi(1+\Delta)} \aleph^2 \right) d\aleph. \quad (14)$$

where $\Delta = (\omega_2 - \omega_1) / \omega_1 > 0$ – the relative frequency separation of radiosignals with the bearing frequencies ω_1, ω_2 ; $C_{n0}^2 = C_n^2(\eta = 1)$ – known (near-earth) value of the structural characteristic in the place disposition of the double-frequency receiver, λ_1 – radiosource wave length, corresponding frequency ω_1 .

Numerical results

The dependence of the algorithm efficiency of the numerical solution of the integral equations with symmetric kernel by α – regularization method was investigated by modeling on the regular profiles corresponding such troposphere states: standard (exponential model); troposphere with surface layer of enhanced intensity of the regular or stochastic components of the refraction index (bi-exponential model); troposphere with the elevated “Gauss” layer of enhanced intensity of the regular or stochastic components of the refraction index.

The analysis of potential opportunities of the refraction index profile reconstruction was carried out as applied to the interferometric method [10], which provides the measurement accuracy of the refraction angle $\sim 0.1^\circ$. In detail the investigation results are submitted in the work [6], in which suggested numerical algorithm was used for reconstruction of the profile on the experimental elevation dependencies [11].

At the analysis it was determined, that reconstruction error is conditioned by the "measuring" accuracy, i.e. by solution accuracy of the direct problem. It decreases with the regularization parameter α and with approaching measuring interval $[\varepsilon_1, \varepsilon_2]$ to the radiohorizon and can reach values of order $0.3N$ units, which is bound to the potential methodical error of the reconstruction. The solution accuracy at calculated computer accuracy weakly depends from "measuring" number. Five measurements of refraction angle suffice to reach the potential accuracy of the reconstruction, if the measuring interval is located near the radiohorizon ($\varepsilon_1 \approx 0.5^\circ$).

However at $\alpha < 10^{-10}$ there is a loss of the solution stability to which the linear residual is more sensitive than mean-square one. The optimal regularization parameter is $\alpha_{opt} \approx 10^{-8}$, when the measuring interval is in the distance from the radiolhorizon ($\varepsilon_1 \approx 10^\circ$) and $\alpha_{opt} \approx 10^{-10}$ – when it is near the radiohorizon ($\varepsilon_1 \approx 0.5^\circ$).

Being determined by the refraction angle measuring accuracy, which at the interferometric method is $\sim 0.1^\circ$, the reconstruction accuracy reaches $20N$ units and permits only large-scale prediction of the refraction index profile. The results of such reconstruction of the model profiles of the reduced refraction index $N = (n-1) \cdot 10^6$ are presented on the Fig. 1 (reconstruction profiles – dashed curves, model profiles – solid curves). The numeral labels of curves on a Fig. 1 correspond to such models: 1 – exponential model (standard troposphere state); 2–5 – bi-exponential models with different parameters.

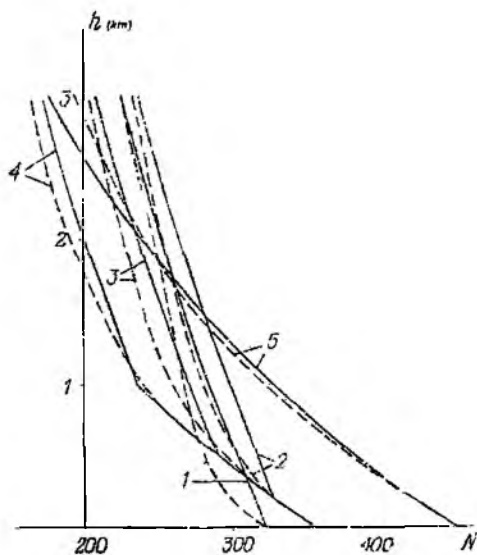


Fig. 1

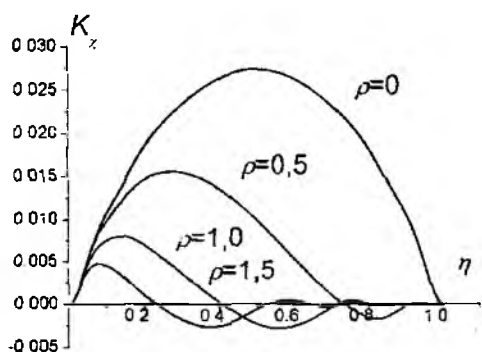
From Fig. 1 it is seen, that at the measuring accuracy 0.1° only enough separated on parameters (near-earth value of the refraction index and its gradient) profiles can be surely recognizable at the radio occultation. Thus confirms an opportunity of refraction index reconstruction at measuring of a refraction angle by an interferometric method with error $\sim 5\%$.

The results of numerical calculations as applied to a reconstruction problem of the refraction index structural characteristic profile $C_n^2(\eta)$ are submitted in the Figs. 2-6.

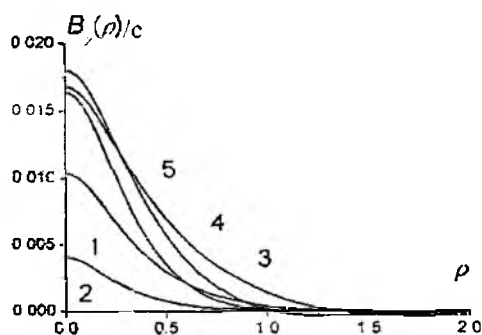
At modeling the near-earth gradient $C_n^2(\eta)$ was supposed equal near-earth gradient of the troposphere refraction index $N(h)$, and the spherical radio wave source supposed located on the radiosonde at height of 10 kms. Then profiles corresponding exponential ("standard"), bi-exponential and models with the elevated "Gauss" layer. note as:

1. $f(\eta) = \exp(-b_s(1-\eta))$, $0 \leq \eta \leq 1$, $b_s = 1,25$;
2. $f(\eta) = \exp(-b_l(1-\eta))$, $\eta_l \leq \eta \leq 1$. $f(\eta) = \exp(-b_l(1-\eta_l))\exp(-b_s(\eta_l-\eta))$, $0 \leq \eta \leq \eta_l$
 $b_s = 1,25$; $b_l = 4,0$; $\eta_l = 0,5$;
3. - 5. $f(\eta) = [1 - \Delta_l \exp(-b_l^2(1-\eta_l)^2)]\exp(-b_s(1-\eta)) + \Delta_l \exp(-b_l^2(\eta-\eta_l)^2)$, $0 \leq \eta \leq 1$
 $b_s = 1,25$; $b_l = 4,0$, $\Delta_l = 1,0$; $\eta_l = 0,3; 0,5; 0,7$ respectively.

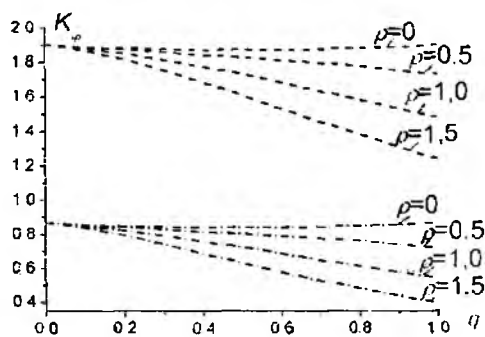
The numerals on the Figs. 3-6 correspond to model numbers.



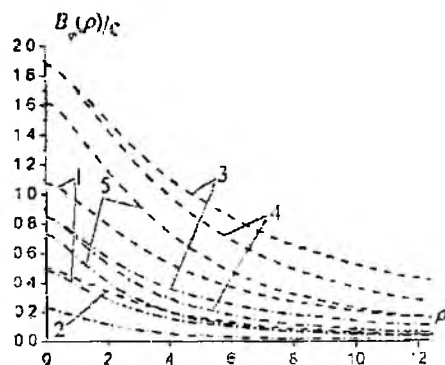
a



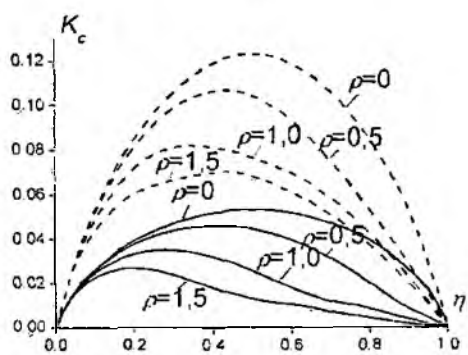
a



b

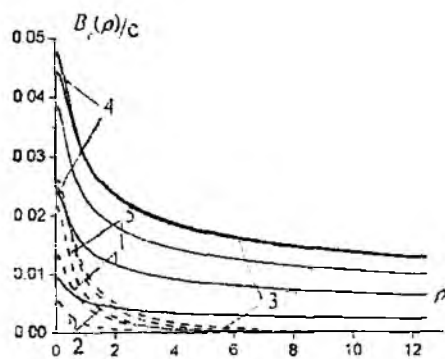


b



c

Fig.2



c

Fig.3

The dependences of kernel filtering functions $K_x(\rho, \eta)$, $K_\sigma(\rho, \eta)$, $K_c(\rho, \eta)$ from spatial coordinate at fixed separation $\rho = 0; 0,5; 1,0; 1,5$ for the cases: $N_{\min} = 0$, $N_{\max} = 20$ (solid curves) $N_{\min} = 0,5$, $N_{\max} = 20$ (dashed curves), $N_{\min} = 0,8$, $N_{\max} = 20$ (dotted curves) are submitted on Figs.2 *a, b, c*.

As it is evident, the filtering effect of the kernel function is the most strongly expressed in the case with the amplitude correlation function (Fig. 2, *a*). Weakly expressed filtering effect in the cases with the phase (Fig. 2, *b*) and joint (Fig. 2, *c*) correlation functions predetermines the difficulties of the inverse problem solution upon its measurements.

The normalized spatial correlation functions of level, phase and joint ones, which are described by the solutions to the direct problem (1) for models 1 – 5 are shown in Fig. 3 for the cases: $N_{\min} = 0$, $N_{\max} = 20$ (solid curves), $N_{\min} = 0,5$, $N_{\max} = 20$ (dashed curves), $N_{\min} = 0,8$, $N_{\max} = 20$ (dotted curves). From Fig. 3 it is evident that the correlation functions of amplitude fluctuations (Fig. 3 *a*) are the most sensitive to the troposphere state (to the structural characteristic profile type), while the spatial correlation functions of phase fluctuations (Fig. 3, *b*) and the joint functions (Fig. 3, *c*) are very sensitive to the troposphere heterogeneities spectrum form and, namely, to the value N_{\min} . But less intensive amplitude correlation functions, formed homogeneously by all of the spatial spectrum harmonics, are little dependent on the spectrum form but rather strong on the profile type. Therefore, formulation of the problem of the structural characteristic profile reconstruction upon phase or joint correlation functions has no practical expediency at fixed assignment of the spectrum form.

Thus, already the analysis of the direct problem of spherical wave propagation within a randomly heterogeneous medium permits to conclude that the application of amplitude spatial correlation functions is the most perspective in order to reconstruction of the structural characteristic profile at the given accuracy of «measuring». The results of such reconstruction of the model profiles are presented on the Fig. 4.

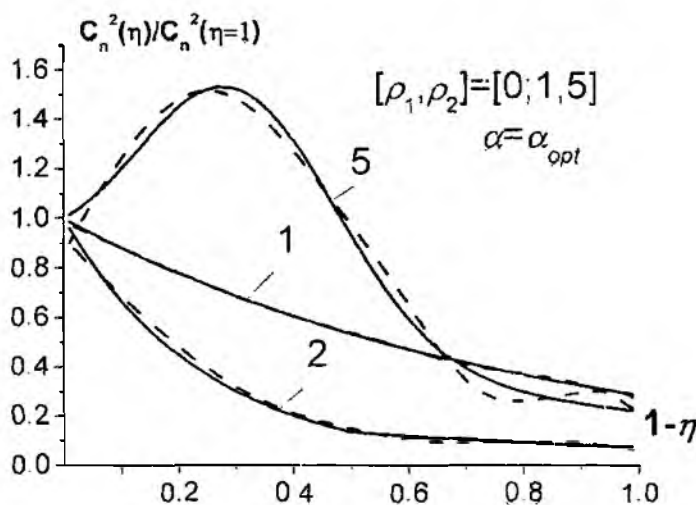


Fig.4

The regularization algorithm analysis shows, that the potential methodological relative error of the reconstruction at the computer accuracy and the absence of noise in the right part (1) comprise the value $\approx 1,5\%$. At the presence of noise the reconstruction error depends on the type of the last.

The refraction index structural characteristic profiles reconstructed at the noise amplitude, which corresponds to the relative measurement error of order $\approx 5\%$, at $[\rho_1, \rho_2] = [0; 1,5]$ and optimal regularization parameter $\alpha = \alpha_{opt}$, for the models 1, 2, 5 are indicated dashed curves in Fig. 4 (the model profiles – solid curves).

Therefore, the suggested method of numerical solution of the radio – occultation inverse problem based on transition from (1) to the integral equation with symmetrical kernel and consequent application of the Bakushinsky's method of α -regularization allows to reconstruct the structural characteristic profile of the troposphere refraction index upon transverse correlation functions of amplitude fluctuations with rather high accuracy ($\sigma_{C_n} \leq 0,022 \cdot 10^{-6} \text{ N-units m}^{-1/3}$) within a wide range of states of the turbulent troposphere at relative error of correlation function measuring about 5-10%.

As applied to the reconstruction problem of the refraction index structural characteristic profiles on the frequency correlation function of amplitude fluctuations the dependences $K(\Delta, \eta)$, $B(\Delta)$ were calculated. However, already the quality analysis of kernel $K(\Delta, \eta)$, which is spatial filtering function, allows estimating of the possibility and the effectiveness of the equation solution (1). The numerical analysis of the kernel function (14) was carried out at different values of Karman's spectrum parameters and at three values of relative frequency separation ($\Delta = 0.1; 0.3; 0.5$). Its results are represented on Fig. 5 for cases $N_{\min} = 5, N_{\max} = 100$ – solid curves, $N_{\min} = 10, N_{\max} = 100$ – dashed curves. Both cases correspond to heterogeneities lying in the far-field zone of the spherical wave source. Just in this zone, as follows from works [12,13], the frequency decorrelation of radio signals essentially depends on heterogeneity typical scales and is appeared most strongly. From Fig. 5 is seen that the kernel functions corresponding to frequency correlation of radiosignals, have weakly defined filtering effect. The calculation results of the correlation coefficient for models 1, 2, 5 are present on Fig. 6 for two cases: $N_{\min} = 5, N_{\max} = 100$ – solid curves, $N_{\min} = 10, N_{\max} = 100$ – dashed curves.

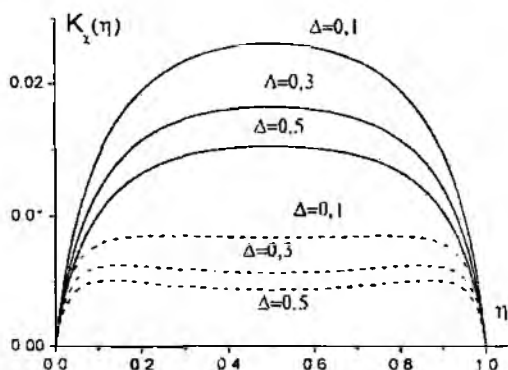


Fig.5

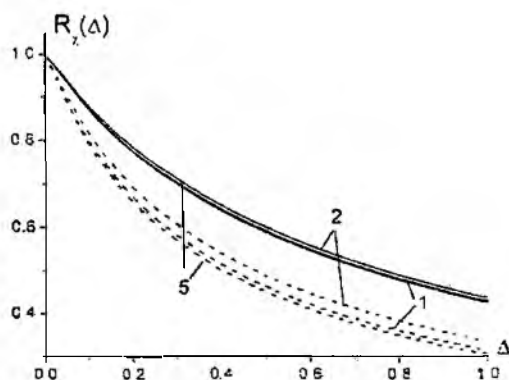


Fig.6

It is seen from Fig. 6, that frequency correlation functions of the amplitude fluctuations are sensitive to the kind of spectrum of the troposphere heterogeneities, but badly depend on structural characteristic distant profile. This result is in complete conformity with a qualitative conclusion following from the analysis of kernel functions, presented on a Fig. 5, and confirms the conclusion that the problem of reconstruction of the refractive index structural characteristic distant profile upon frequency correlation functions of the amplitude fluctuations is poorly conditional. The numerical solution of this problem requires of certain preliminary knowledge of the turbulence spectral characteristics. If this condition is not executed, the problem has no practical expediency. This conclusion is correct within the framework of used assumptions, main of which is smallness of refraction index fluctuations.

Conclusions

In the work two problems of radio-occultation Earth's troposphere were analyzed: the problem of the refraction index profile reconstruction on elevation angle dependence of the refraction angle and the problem of the refraction index structural characteristic profile reconstruction on the trans-

versal spatial or frequency correlation functions. These problems reduced to integral Fredholm equations of the first kind with symmetrical kernel.

The programs of the numerical solution of the radio-occultation problems of the turbulent stochastically heterogeneous troposphere are developed. The suggested numerical algorithm of the solution of problems was tested on the modeling profiles. Set, that it ensures sufficiently high accuracy of the distant profile troposphere characteristic reconstruction. The main problem at the practical realization of the method is the support of the sufficiently high accuracy of the radiosignal parameter measuring, defining the reconstruction precision.

The suggested method of the inverse problem numerical solution bases on using of the α -regularization method and allows reconstructing the Earth's troposphere refractive index profile on the elevation dependence of the refraction angle with high potential accuracy 0.3N units. Being determined by the refraction angle measuring accuracy, which in the interferometric method is about 0.1° , the reconstruction accuracy reaches 20N units and permits only large-scale prediction of the refraction index profile.

The reconstruction of the structural characteristic profile of the troposphere refraction index is possible with sufficiently high accuracy upon transverse spatial correlation functions of amplitude fluctuations at relative error of correlation function measuring about 5 to 10%. The problem of reconstruction of the refractive index structural characteristic distant profile upon frequency correlation functions of the amplitude fluctuations is poorly conditional.

References: 1. *Ishimaru A.* Wave propagation and scattering in random media. Vol. 2. M.: MIR, 1981. 318p. (in Russian). 2. *Tikhonov A.N., Arsenin V.Ya.* Solution methods of ill-posed problems. M.: Nauka, 1986. 287p. (in Russian). 3. *Lavrent'ev M.M., Romanov V.G., Shishatsky S.P.* Ill-posed problems in mathematical physics and analysis. M.: Nauka. 1980, 288p. (in Russian). 4. *Bakushinskii A.B.* On one numerical method of solving Fredholm integral equations of the first kind // *ZhVMMF.* 1965. Vol. 5, No 4, P.744-749 (in Russian). 5. *Pavel'ev A.G.* Solution of refraction inverse problem. *Radiotekhnika and electronica*, vol. 27, No 5, pp. 1037-1039, 1982 (in Russian). 6. *Alexeev G.A., Kusaykin A.P. and Povedinichuk A.Ye.* An analytical numerical method for solution of refraction inverse problem // *Telecommunications and Radio Engineering.* 1999. Vol. 53, No 11, P.1-11. 7. *Alexeev G.A. and Belobrova M.V.* Recovering of structural characteristic profile of the tropospheric refraction index upon field correlation functions // *Telecommunications and Radio Engineering.* 2005. Vol.64, No 7, P.509-521. 8. *Tatarsky V.I.* Wave propagation in the turbulent troposphere. M.: Nauka. 1967. 548p. (in Russian). 9. *Alexeev G.A. and Belobrova M.V.* On the reconstruction of the refractive index structural characteristic profile from frequency correlation function of field fluctuations. *MMET*06 Symposium Proceedings. 11-th International Conference on Mathematical methods in electromagnetic theory, Kharkiv, Ukraine, 2006, June 26 – 29.* P. 298-300. 10. *Anderson K.D.* Interference of refractivity profiles by satellite-to-ground RF measurements // *Radio Science.* 1982. Vol.17, No 3. P. 653-663. 11. *Sinitzky V.B., Turgenyev I.S., Shirmanova S.I.* Measurement and calculation of atmospheric refraction angle under observing the space-borne satellite radiosetting over sea // *Radiotekhnika.* № 96. P. 52-60. Kharkov, 1993 (in Russian). 12. *Tatarskii V.I. and Zhukova L.N.* Chromatic scintillation of stars // *Doklady AN SSSR.* 1959 Vol. 124, No 3. P. 567-570. 13. *Fuks I.M.* Correlation of frequency-spaced signal fluctuations modulations in a randomly-inhomogeneous medium // *Izv.Vuzov. Radiophysic.* 1974. Vol. 17. No 11. P. 1665-1670.

*Институт радиофизики и электроники
им. А.Я.Усикова НАН Украины*

Поступила в редакцию 01.06.2007

*А. В. ВАСЯНОВИЧ, канд. физ.-мат. наук, В. П. ГЕРАСИМОВ канд. физ.-мат. наук,
А. В. ГРИЦУНОВ, д-р физ.-мат. наук, И. В. РУЖЕНЦЕВ*

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДИСПЕРСНЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ

Введение

Техника широкополосных и сверхширокополосных (СШП) электромагнитных импульсов является относительно новой и быстро развивающейся отраслью электродинамики и СВЧ электроники [1]. Эти импульсы могут быть полезны для новых радиолокационных систем, цифровых линий связи с большой скоростью передачи данных и т.п. Главным направлением развития радио- и электронной техники является замена частотно-локализованных (квазигармонических) сигналов локализованными во времени СШП импульсами. В результате основные принципы конструирования радиоэлектронной аппаратуры, сформулированные еще Г. Герцем, А. Поповым, Г. Маркони и др., до некоторой степени устарели и подлежат обновлению. Разумеется, новые инженерные решения могут базироваться только на усовершенствованных математических методах, которые достаточно актуальны сегодня как для электродинамики, так и для радиотехники.

Однако современное компьютерное моделирование и проектирование СШП цепей основано преимущественно на классических методах FDTD (FETD) или FDFD (FEFD) [2]. Причина заключается в том, что большинство известных аналитических методик решения полевых уравнений разработано в середине предыдущего столетия исключительно для узкополосных (квазигармонических) электромагнитных полей и они, как правило, неадекватно работают с СШП импульсами. С другой стороны, учитывая излишнюю потребность методов прямого решения полевых уравнений в компьютерных ресурсах, необходимы новые идеи относительно способов расчета СШП импульсных полей.

Существует универсальный подход к теоретическим исследованиям активных СШП импульсных устройств, который может быть назван спектральным [3]. Его особенность состоит в одновременном анализе всех временных гармоник электромагнитных полей и возбуждающих токов в частотном континууме с учетом их нелинейного взаимодействия между собой и получении частотных зависимостей выходных параметров устройства. Спектральный метод реализуется во временной области с использованием нестационарной методики моделирования. Основным его этапом является вычисление произвольных негармонических полей в дисперсных электродинамических линиях с электронным потоком (это может быть замедляющая система ЛБВ и приборов М-типа или продольно-однородный волновод в приборах быстрой волны).

Цель статьи – разработка методики компьютерного моделирования СШП полей, возбуждаемых в регулярных (т.е. продольно-однородных или продольно-периодических) электродинамических линиях импульсным внешним воздействием или сгруппированным электронным пучком.

Аналитические соотношения

Учитывая, что электронный поток обычно занимает малую часть общего моделируемого пространства СВЧ прибора, для решения поставленной задачи может быть эффективным метод разделения переменных. Предлагаемый алгоритм основан на интегрировании так называемого обобщенного волнового уравнения для регулярной дисперсной и диссипативной электродинамической линии с произвольной геометрией и дисперсионной характеристикой [4]. Данное уравнение является достаточно универсальным. Если, например, одновременно моделируются несколько типов волн, оно может учитывать запаздывающие потенциалы в поперечном (x, y) сечении линии, так же как и в ее продольном направлении z .

Для описания электромагнитных взаимодействий введем так называемый родовой электромагнитный потенциал $\mathcal{A}(t, x, y, z) = \Phi/c$ или \vec{A} , где $\Phi(t, x, y, z)$ и $\vec{A}(t, x, y, z)$ – скалярный и векторный потенциалы в калибровке Лоренца, c – скорость света. Будем находить его в виде ряда по так называемым регулярным модам линии $\mathcal{A}_{rq}(x, y, z, \beta)$, по одной для каждого типа волны (полосы пропускания) $q = 0, 1, 2, \dots$. Здесь $-\pi/D \leq \beta \leq \pi/D$ – продольное волновое число (постоянная распространения), D – период линии. Регулярная мода определяется [4] как комплексная огибающая собственного вида колебаний линии $\mathcal{A}_{eq}(x, y, z, \beta)$ в ее продольном направлении:

$$\mathcal{A}_{eq}(x, y, z, \beta) = \mathcal{A}_{rq}(x, y, z, \beta) \exp(-i\beta z); \quad \mathcal{A}_{rq}(x, y, z, \beta) = \mathcal{A}_{eq}(x, y, z, \beta) \exp(i\beta z).$$

Регулярные моды являются периодическими функциями координаты z с периодом D . Вследствие зависимости их от постоянной распространения, родовой потенциал может быть вычислен с использованием разложения функций \mathcal{A}_{rq} в ряд Тейлора по β :

$$\mathcal{A}(t, x, y, z) = \sum_q \left(\mathcal{A}_{rq0} u_{rq} + i \frac{\partial \mathcal{A}_{rq0}}{\partial \beta} \frac{\partial u_{rq}}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{A}_{rq0}}{\partial \beta^2} \frac{\partial^2 u_{rq}}{\partial z^2} - i \frac{\partial^3 \mathcal{A}_{rq0}}{\partial \beta^3} \frac{\partial^3 u_{rq}}{\partial z^3} + \frac{1}{24} \frac{\partial^4 \mathcal{A}_{rq0}}{\partial \beta^4} \frac{\partial^4 u_{rq}}{\partial z^4} + \dots \right).$$

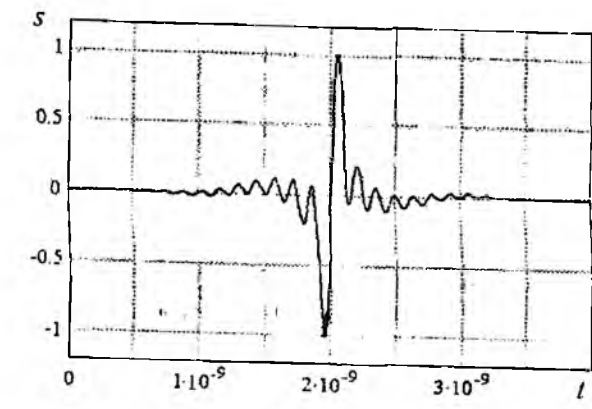
где $u_{rq}(t, z)$ – временная и продольная зависимость мгновенного значения регулярной моды. Индекс 0 означает, что величина вычисляется при $\beta = 0$. Функция u_{rq} является решением обобщенного волнового уравнения, которое может быть выведено путем разложения в ряд Тейлора так называемых парциальных мод линии (подробнее см. [4]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_{rq}}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial}{\partial t} \left(\delta_{eq0} u_{rq} - \frac{1}{2} \frac{d^2 \delta_{eq0}}{d\beta^2} \frac{\partial^2 u_{rq}}{\partial z^2} + \frac{1}{24} \frac{d^4 \delta_{eq0}}{d\beta^4} \frac{\partial^4 u_{rq}}{\partial z^4} - \dots \right) + (\omega_{eq}^2)_0 u_{rq} - \frac{1}{2} \frac{d^2 (\omega_{eq}^2)_0}{d\beta^2} \frac{\partial^2 u_{rq}}{\partial z^2} + \\ + \frac{1}{24} \frac{d^4 (\omega_{eq}^2)_0}{d\beta^4} \frac{\partial^4 u_{rq}}{\partial z^4} - \dots = \frac{1}{2D} \int_{z=D/2}^{z=D/2} d\zeta \int_{S_{\perp}} dx dy \left[\frac{\mathcal{A}_{rq0}^*(x, y, \zeta)}{\tilde{W}_{rq0}} \mathcal{J}(t, x, y, \zeta) - i \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\frac{\mathcal{A}_{rq}^*}{\tilde{W}_{rq}} \right)_0 \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial z} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \left(\frac{\mathcal{A}_{rq}^*}{\tilde{W}_{rq}} \right)_0 \frac{\partial^2 \mathcal{J}}{\partial z^2} + i \frac{\partial^3}{\partial \beta^3} \left(\frac{\mathcal{A}_{rq}^*}{\tilde{W}_{rq}} \right)_0 \frac{\partial^3 \mathcal{J}}{\partial z^3} + \frac{1}{24} \frac{\partial^4}{\partial \beta^4} \left(\frac{\mathcal{A}_{rq}^*}{\tilde{W}_{rq}} \right)_0 \frac{\partial^4 \mathcal{J}}{\partial z^4} - \dots \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

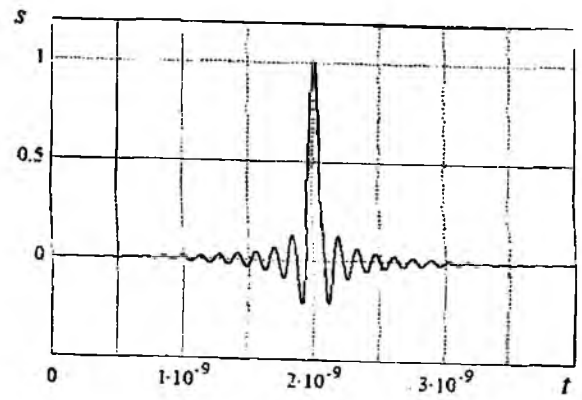
Здесь введена так называемая родовой плотность тока $\mathcal{J}(t, x, y, z) = \text{ср}$ или \vec{j} , где $\rho(t, x, y, z)$ и $\vec{j}(t, x, y, z)$ – объемная плотность заряда и вектор поверхностной плотности тока соответственно. Величины $\omega_{eq}(\beta)$ и $\delta_{eq}(\beta)$ означают собственную частоту и коэффициент затухания q -го собственного вида колебаний линии $\mathcal{A}_{eq}(x, y, z, \beta)$ соответственно. $\tilde{W}_{rq}(\beta)$ – так называемая погонная единичная псевдоэнергия родového потенциала q -й регулярной моды. Дж·с²/л, которая определяется по формуле

$$\tilde{W}_{rq}(\beta) = \frac{\epsilon_0}{2D} \int_D dz \int_{S_{\perp}} dx dy \mathcal{A}_{rq}(x, y, z, \beta) \mathcal{A}_{rq}^*(x, y, z, \beta).$$

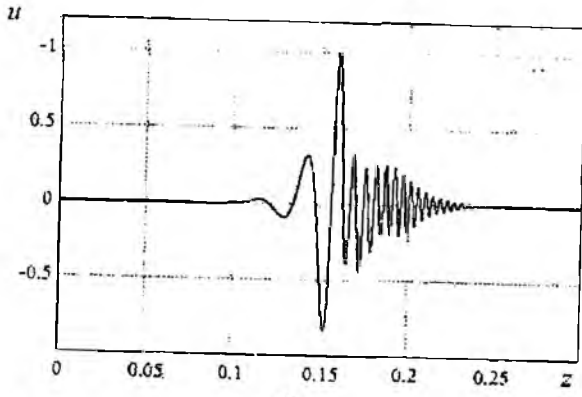
Здесь ϵ_0 – электрическая постоянная, S_{\perp} – поперечное сечение линии. Для продольно-однородной линии величина D определяет значение интервала усреднения, ограничивающего верхний диапазон рассматриваемых значений β .



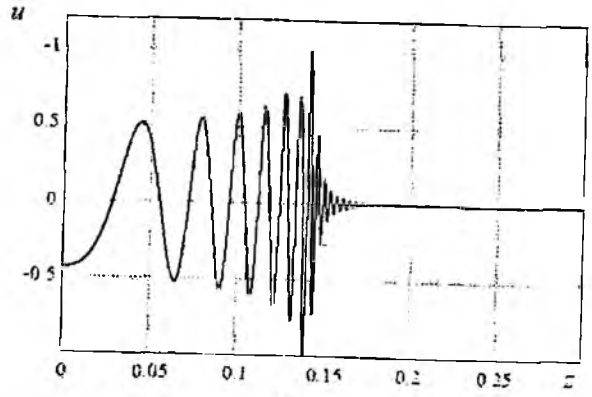
а



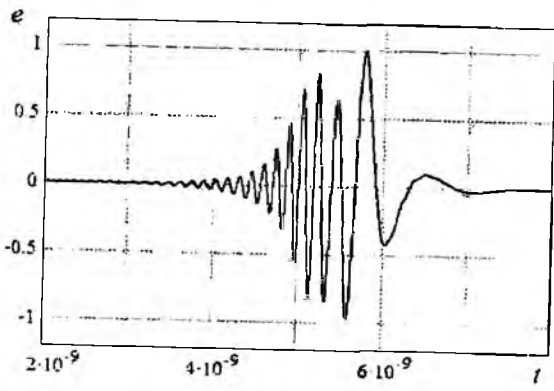
а



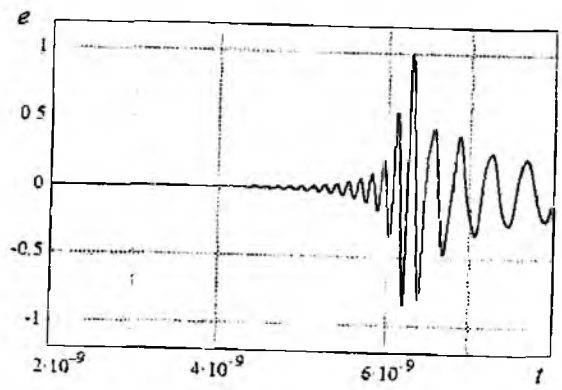
б



б



в



в

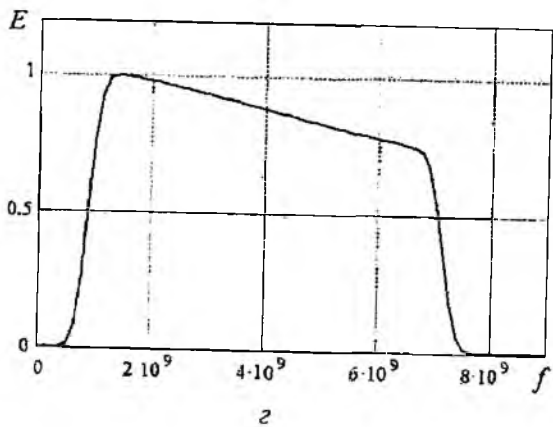


Рис. 1

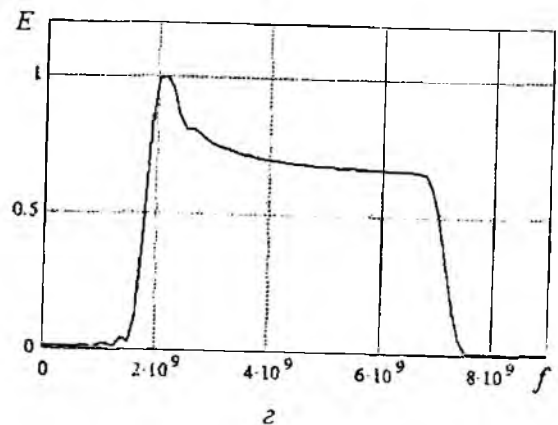


Рис. 2

Классическое волновое уравнение, уравнение Клейна-Гордона и телеграфное уравнение являются подмножествами обобщенного волнового уравнения (1). Несмотря на внешнее

сходство с одномерным волновым уравнением, это полностью трехмерное выражение с помощью которого можно промоделировать, например формирование поперечной структуры поля линии в течение переходного процесса. Правая часть (1) может быть упрощена при использовании энергетической нормировки регулярных мод, когда $\tilde{W}_{rq}(\beta) \equiv 1$ Дж·с²/м.

Численная методика

Рассмотрим возможную методику решения уравнения (1) при моделировании распространения СШП радио- и видеоимпульсов в дисперсной линии. Для простоты ограничимся случаем линии без потерь. Общность изложения не нарушится, если анализировать только один тип волны, поэтому индекс q далее опускается. Предполагая $\delta_e \equiv 0$ и аппроксимируя дисперсионную характеристику линии в пределах рабочего диапазона частот полиномом второго порядка вида $\omega_e(\beta) \approx b_0 + b_1\beta + b_2\beta^2$, получаем конечно-разностный аналог уравнения (1). В нем используется шаблон второго порядка по временной координате и шаблоны второго и четвертого порядков в продольном направлении:

$$\Lambda^2 u_{rk} = (u_{rk-1} - 2u_{rk} + u_{rk+1}) / \Delta z^2; \quad \Lambda^4 u_{rk} = (u_{rk-2} - 4u_{rk-1} + 6u_{rk} - 4u_{rk+1} + u_{rk+2}) / \Delta z^4.$$

Порядки полинома и уравнения в направлении z при необходимости могут быть увеличены. В то же время увеличение порядка в направлении t приводит к неустойчивости решения, типичной для подобного случая при интегрировании смешанных начально-краевых задач [5]. Конечно-разностное уравнение решается с использованием явной трехслойной схемы [6]. Возможно также применение неявной схемы, однако целесообразность такого перехода пока не выяснена.

Поскольку в задачи статьи не входит моделирование электронного потока, правая часть уравнения (1) заменяется некой функцией источника $s(t, z)$, которая имитирует распределение родовой плотности тока в системе, уже проинтегрированной по площади поперечного сечения линии с учетом структуры регулярной моды. С помощью данной функции можно задавать воздействие произвольной формы, как во временной области, так и по продольной координате. В настоящей работе эта возможность используется только для имитации ввола импульса в линию путем подачи входного сигнала (в точке с координатой $z = 0$).

Граничные условия (ГУ) на краях линии могут быть промоделированы аналогично тому, как это делается в дискретном приближении [4]. Для СШП сигналов, заданных во временной области, пригодны два вида согласования линии: а) введение частотно-независимых импедансов ввода и вывода энергии на концах линии; б) расширение линии в обоих направлениях идеально согласованной нагрузкой. В данной работе встречная волна отсутствует, поэтому на входе линии используется первый вид согласования и однородное ГУ второго рода для функции $u_r(t, z)$. ГУ на выходе линии не играют роли, если длительность моделирования не превышает время прохождения компонент входного импульса с наибольшими групповыми скоростями от начала к концу системы.

Примеры

В качестве примера использования описанной методики моделирования на рис. 1 и 2 проиллюстрирован процесс прохождения коротких радио- и видеоимпульсов соответственно в дисперсной замедляющей системе с $b_1 = 2,5 \cdot 10^7$ м/с. Оба импульса имеют прямоугольный входной спектр в диапазоне частот 1...7 ГГц (радиоимпульс) и 0...7 ГГц (видеоимпульс). На обоих рисунках показаны:

- входной сигнал (т.е. функция источника $s(t, 0)$ во временной области);
- «мгновенное» распределение функции $u_r(t, z)$ вдоль системы при $t = 8$ нс;
- некая функция электрического поля $e_r(t, z) = -\partial u_r(t, z) / \partial t$ (производная от векторного потенциала по времени) при $z = 10$ см во временной области;
- та же самая функция в частотной области. Все кривые нормализованы к их максимальным по модулю значениям.

Параметры дисперсии линии для рис. 1 следующие: $b_0 = 0$; $b_2 = 9 \cdot 10^3 \text{ м}^2/(\text{рад} \cdot \text{с})$. Те же величины для рис. 2 такие: $b_0 = 10 \cdot 10^9 \text{ рад/с}$; $b_2 = 0$. Таким образом, радиоимпульс распространяется в линии с сильно нелинейной дисперсионной характеристикой, но без отсечки. Напротив, видеоимпульс движется в линии с почти линейной дисперсионной характеристикой при больших β , но имеющей низкочастотную отсечку (наподобие продольно-однородного волновода).

Как видно из рис. 1, поскольку высокочастотные составляющие радиоимпульса движутся быстрее, чем низкочастотные, спустя некоторое время первые обгоняют вторых. На рис. 2 замедляющая система вообще не пропускает низкочастотные составляющие видеоимпульса, поэтому, пройдя некоторое расстояние, он постепенно превращается в радиоимпульс. Очевидно, что в обоих случаях дисперсия, вызывая «расплывание» импульса в пространстве и времени, понижает относительный уровень высокочастотных составляющих в его спектре. Это относится как к частотной области, так и к области продольных волновых чисел (постоянных распространения).

Выводы

Предлагаемая методика численного моделирования распространения сверхкоротких электромагнитных импульсов в дисперсных электродинамических линиях опробована на данный момент лишь на пассивных СШП цепях. Однако на самом деле она предназначена для спектрального моделирования активных СШП приборов (например, ЛБВ). В связи с этим в дальнейшем необходимо сделать следующее:

- ввести в конечно-разностную схему члены уравнения (1), содержащие коэффициенты затухания;
- разработать методику сглаживания правой части уравнения (1) для уменьшения уровня флуктуаций, создаваемых моделью частиц;
- выяснить оптимальные размеры временного и пространственного шагов, а также целесообразность использования неявной конечно-разностной схемы.

Список литературы: 1. Манькин И.А., Школьников В.Г. Сверхширокополосные сигналы в СВЧ системах. Ч. 1 // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ, 1983. Вып. 3 (926). 52 с.
2. Sadiku M.N.O. Numerical Techniques in Electromagnetics. Boca Raton, FL: CRC Press, 2001. 750 p.
3. Грицунов А.В. О спектральном подходе к моделированию СВЧ-приборов // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49, № 7. С. 882–885. 4. Грицунов А.В. Методы расчета нестационарных негармонических полей в направляющих электродинамических системах // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52, № 6.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1984. 832 с. 6. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука. 1983. 616 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 06.05.2007

СТІЙКІСТЬ ТА ПЕРІОДИЧНИЙ РУХ НЕЛІНІЙНОЇ ДИНАМІЧНОЇ СИСТЕМИ „МАГНЕТРОННИЙ ДІОД”

Дослідженню фізичних явищ та роботі приладів зі схрещеними полями такими як магнетрони, амплітрони, магнетронні діоди тощо присвячено велику низку як теоретичних, так і експериментальних робіт [1 – 13].

З іншого боку дослідженню поведінки різноманітних динамічних систем як механічних, електричних, електромеханічних і т. і. також присвячено велику бібліографію [14 – 20].

Однак дослідження систем зі схрещеними полями як динамічних систем не здійснювалося.

Метою цієї статті є дослідження стійкості та періодичних рухів у найпростішій нелінійній динамічній системі „магнетронний діод”.

Дослідження такої системи здійснюватиметься за методикою, яку запропоновано у [21]. За цю методикою визначається стійкість та періодичний рух оберտальної кулонівської ваги.

Опис моделі

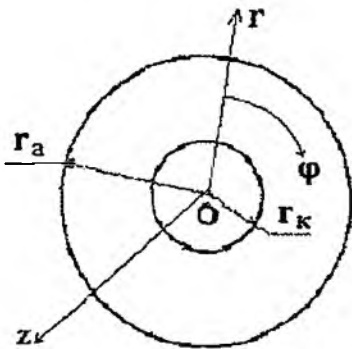


Рис. 1

Схематичний вигляд простору взаємодії найпростішої нелінійної динамічної системи „магнетронний діод” наведено на рис. 1.

Рівняння руху зарядженої частинки у схрещених полях описується в циліндричних координатах (r, φ, z) такою сис-

$$\text{темою рівнянь} \begin{cases} \frac{d^2 r}{dt^2} - \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 r = \eta \frac{\partial U}{\partial r} - \eta r \frac{d\varphi}{dt} B_z \\ r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} = \eta \frac{dr}{dt} B_z \end{cases} \quad \text{з початко-}$$

вими умовами

$$r(0) = r_k; \quad \left. \frac{dr}{dt} \right|_{t=0} = 0; \quad \varphi(0) = \varphi_0; \quad \left. \frac{d\varphi}{dt} \right|_{t=0} = 0,$$

де $\eta = \frac{e}{m}$; e – заряд електрона; m – маса електрона; $U = \frac{U_a}{\ln s_0} \ln \frac{r}{r_k}$; $s_a = \frac{r_a}{r_k}$; U_a – анодна напруга; B_z – магнітна індукція.

Перейдемо до безрозмірного радіусу $s = \frac{r}{r_k}$, тоді рівняння руху та початкові умови матимуть вигляд

$$\begin{cases} \frac{d^2 s}{dt^2} - \left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 s = \eta \frac{\partial U}{\partial s} - \omega_H s \frac{d\varphi}{dt} \\ s \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 2 \frac{ds}{dt} \frac{d\varphi}{dt} = \omega_H \frac{ds}{dt} \end{cases} \quad (1)$$

$$s(0) = 1; \quad \left. \frac{ds}{dt} \right|_{t=0} = 0; \quad \varphi(0) = \varphi_0; \quad \left. \frac{d\varphi}{dt} \right|_{t=0} = 0,$$

де $\omega_H = \eta B_z$.

З другого рівняння системи (1) отримаємо

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega_H}{2} \left(1 - \frac{1}{s^2} \right). \quad (2)$$

Підставляючи (2) у перше рівняння системи (1), отримаємо

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = \frac{\eta}{r_k^2} \frac{U_a}{\ln s_a} \frac{1}{s} - \frac{\omega_H^2}{4} s + \frac{\omega_H^2}{4} \frac{1}{s^3}.$$

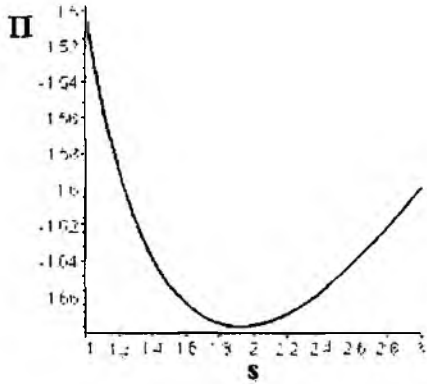


Рис. 2

Позначимо $a = \frac{\omega_H}{2}$, $b = \frac{\eta}{r_k^2} \frac{U_a}{\ln s_a}$, тоді з отриманого рівняння остаточно матимемо рівняння динамічної системи

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = -a^2 s + \frac{b}{s} + \frac{a^2}{s^3} \quad (3)$$

яке є нелінійним.

Потенційна енергія цієї системи задається виразом

$$\Pi(s) = \frac{1}{2} \left(-a^2 s^2 + 2b \ln s - \frac{a^2}{s^2} \right)$$

і має вигляд, який наведено на рис. 2.

Аналіз стійкості нелінійної динамічної системи (3)

Для аналізу стійкості нелінійної динамічної (3) запишемо це рівняння у вигляді системи рівнянь першого порядку:

$$\begin{cases} \frac{ds}{dt} = \xi \\ \frac{d\xi}{dt} = -a^2 s + \frac{b}{s} + \frac{a^2}{s^3} \end{cases} \quad (4)$$

Точкою рівноваги системи (4) буде $\xi_0 = 0$, $s_0 = \frac{\sqrt{b + \sqrt{b^2 + 4a^2}}}{\sqrt{2a}}$.

Щоб з'ясувати поведінку системи (4) в околі точки рівноваги необхідно визначити її

тип, для чого побудуємо характеристичну матрицю $[A] = \begin{bmatrix} -\lambda & 1 \\ -\left(a^2 + \frac{b}{s_0^2} + \frac{3a^2}{s_0^4} \right) & -\lambda \end{bmatrix}$.

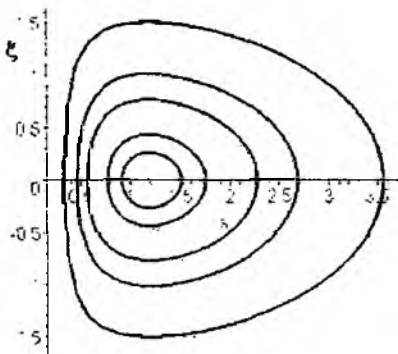


Рис. 3

Тоді характеристичне рівняння матиме вигляд $\det[A] = 0$. звідки $\lambda^2 + a^2 + \frac{b}{s_0^2} + \frac{3a^2}{s_0^4} = 0$.

Корені цього рівняння будуть суто уявними, отже, точка рівноваги є „центром”.

З [14] відомо, якщо рух, який описується рівнянням (3) є періодичним, то фазова траєкторія, що відповідає йому, буде замкненою.

Фазовий портрет цієї системи наведено на рис. 3.

Фазовий портрет цієї системи наведено на рис. 3.

З рис. 3 видно, що фазові траєкторії динамічної системи (4) є замкненими кривими. Отже, нелінійна динамічна система (3) здійснює періодичний рух. Дослідимо його.

Періодичний рух динамічної системи

Для дослідження періодичного руху рівняння (3) розвинемо в ряд його праву частину в околі точки рівноваги. Тоді рівняння (3) матиме вигляд

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = - \left(a^2 + \frac{b}{s_0^2} + \frac{3a^2}{s_0^4} \right) s + \left(\frac{b}{s_0^3} + \frac{6a^2}{s_0^5} \right) s^2. \quad (5)$$

Позначимо

$$\omega_0^2 = a^2 + \frac{b}{s_0^2} + \frac{3a^2}{s_0^4}; \quad \alpha = \frac{b}{s_0^3} + \frac{6a^2}{s_0^5}.$$

З урахуванням цих позначень рівняння (5) матиме вигляд

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + \omega_0^2 s = \alpha s^2. \quad (6)$$

Введемо малий параметр $\varepsilon = \frac{s}{v}$ і безрозмірний час $\tau = \frac{t}{\omega}$, тоді отримаємо $t = \omega\tau$ та $s = \varepsilon v$ і рівняння (6) матиме вигляд

$$\omega^2 \frac{d^2 v}{d\tau^2} + \omega_0^2 v = \alpha \varepsilon v^2. \quad (7)$$

Для отримання періодичного розв'язку рівняння (7) скористаємося методом збурень. Для цього розвинемо ω та v в ряд за малим параметром ε :

$$\omega = \omega_0 + \varepsilon \omega_1 + \varepsilon^2 \omega_2 + \varepsilon^3 \omega_3 + \dots \quad (8)$$

$$v = v_0 + \varepsilon v_1 + \varepsilon^2 v_2 + \varepsilon^3 v_3 + \dots$$

Підставляючи ці значення в рівняння (7) та прирівнявши члени з однаковими ступенями v , отримаємо таку низку рівнянь

$$\frac{d^2 v_0}{d\tau^2} + v_0 = 0, \quad \frac{d^2 v_1}{d\tau^2} + v_1 = \frac{\alpha}{\omega_0^2} v_0^2 - 2 \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{d^2 v_0}{d\tau^2},$$

$$\frac{d^2 v_2}{d\tau^2} + v_2 = \frac{2\alpha}{\omega_0^2} v_0 v_1 - 2 \left[\left(\frac{\omega_1}{\omega_0} \right)^2 + \frac{\omega_2}{\omega_0} \right] \frac{d^2 v_0}{d\tau^2} - 2 \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{d^2 v_1}{d\tau^2}, \quad (9)$$

$$\frac{d^2 v_3}{d\tau^2} + v_3 = \frac{2\alpha}{\omega_0^2} (2v_0 v_2 + v_1^2) - 2 \left(\frac{\omega_3}{\omega_0} + \frac{\omega_1 \omega_2}{\omega_0^2} \right) \frac{d^2 v_0}{d\tau^2} - \left[2 \frac{\omega_2}{\omega_0} + \left(\frac{\omega_1}{\omega_0} \right)^2 \right] \frac{d^2 v_1}{d\tau^2} - 2 \frac{\omega_1}{\omega_0} \frac{d^2 v_2}{d\tau^2}$$

з початковими умовами

$$v_0(0) = \frac{a^2}{\varepsilon}; \quad \left. \frac{dv_0}{d\tau} \right|_{\tau=0} = 0; \quad (10)$$

$$v_i(0) = 0; \quad \left. \frac{dv_i}{d\tau} \right|_{\tau=0} = 0 \text{ для } i \geq 1.$$

В результаті розв'язання рівнянь (9) за початкових умов (10) з подальшою підстановкою розв'язків у ряди (8) отримаємо

$$\omega = \omega_0 + \frac{5}{12} \frac{\alpha^2 a^4}{\omega_0^3} - \frac{1551}{250} \frac{\alpha^4 a^8}{\omega_0^7}, \quad (11)$$

$$s(t) = A_0 + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 3\omega t, \quad (12)$$

де

$$A_0 = \frac{69179}{50000} \frac{\alpha a}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\alpha a}{\omega_0^2} + \frac{\alpha^2 a^2}{\omega_0^4} \right); \quad A_1 = a^2 \left(1 - \frac{\alpha a^2}{\omega_0^2} + \frac{61}{144} \frac{\alpha^2 a^4}{\omega_0^4} \right); \quad A_2 = \frac{1000}{3769} \frac{\alpha^2 a^6}{\omega_0^4} \left(1 + \frac{\alpha a^2}{3\omega_0^2} \right).$$

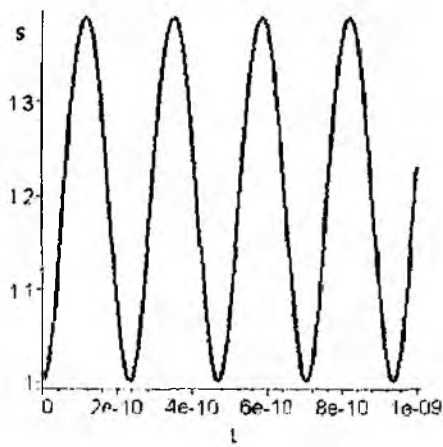


Рис. 4

Порівняння результатів (11) та (12) з чисельним розв'язком нелінійної динамічної системи (3) дає максимальну відносну похибку 0,5%.

Коливальний рух нелінійної динамічної системи „магнетронний діод” наведено на рис. 4.

Таким чином, застосування запропонованої методики дозволило аналітично дослідити поведінку нелінійної динамічної системи „магнетронний діод”, довести існування коливального руху такої динамічної системи та віднайти її коливальний рух. Це дозволить вдосконалити теорію аналітичного дослідження систем зі схрещеними полями. В подальшому доцільно дослідити поведінку нелінійної динамічної системи „магнетронний діод з дисипацією”.

- Список літератури:** 1. Капица П.Л. Электроника больших мощностей // Успехи физических наук. 1962. Т. 76, вып. 2. С. 181 – 265 2. Коллинз Дж. Магнетроны сантиметрового диапазона / Пер. с англ. под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950. Т. 1. 420 с. 3. Коллинз Дж. Магнетроны сантиметрового диапазона / Пер. с англ. под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио. 1951. Т.2. 472 с. 4. Электронные СВЧ-приборы со скрещенными полями / Пер. с англ. под ред. М.М. Федорова. М.: Изд-во иностр. лит. 1961. Т. 1. 456 с. 5. Электронные СВЧ-приборы со скрещенными полями / Пер. с англ. под ред. М.М. Федорова. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 471 с 6. Вайнштейн Л.А., Солнцева В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с. 7. Шевчик В.И., Шведов Г.Н., Соболева А.В. Волноводные и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та. 1962. 335 с. 8. Nikitenko O., Volovenko M. Changed Particles Motion in Crossed-field System under dissipation // Modern problems of radio engineering, telecommunications and computer science. Lviv, 2002. P. 59 – 60 9. Kaup D. J. Theoretical modeling of crossed-field electron vacuum devices // Physics of Plasmas. 2001. V. 8, No 5. P. 2473 – 2480. 10. Воловенко М.В., Нікітенко О.М. Теоретичні дослідження магнетронів міліметрового діапазону довжини хвиль // Вісник Харк. Нац. ун-ту ім. В.Н. Каразіна. № 570. Сер. "Радіофізика та електроніка". 2002. Вип. 2. С. 117 – 123. 11. Нікітенко О.М., Воловенко М.В. Рух заряджених частинок у системах зі схрещеними полями за наявності дисипації // Теоретична радіотехніка / Львів. нац. ун-т ім. І. Франка. 2002. Вип. 56. С. 47 – 53 12. Воловенко М.В., Зінківський В.М., Нікітенко О. М. Траскторний аналіз руху заряджених частинок в системах зі схрещеними полями // Сб. тезисов докладов по материалам 10-й Юбилейной междунар. науч. конф. "Теория и практика передачи, приема и обработки информации". 23 сент.– 1 окт. 2004 г. Харьков – Туапсе. С. 291 – 292. 13. Нікітенко О.М. Рух заряджених частинок у системах зі схрещеними полями циліндричної конструкції (кінематичне наближення) // Радіотехніка: Всеукр.міжвід. наук.-техн.зб. 2004. Вип. 137. С. 139 – 143 14. Моисеев Н.Н. Асимптотические методы нелинейной механики. М.: Наука, 1969. 379 с. 15. Анищенко В.С. Сложные колебательные явления в простых системах: механизмы возникновения, структура и свойства динамического хаоса в радиофизических системах. М., Наука, 1990. 312 с. 16. Кислов В.Я. Динамический хаос и его использование в радиоэлектронике для генерирования, приема и обработки колебаний и информации // Радиотехника и электроника. 1993. № 38. № 10. С. 1783 – 1815. 17. Коллинз Ю.А., Кожевников В.Н., Лазерсон А.С., Александров Г.И., Железовский Е.Е. Сложная динамика и явления динамического хаоса в потоке заряженных частиц, формируемом магнетронно-инжекционной пушкой (численный и физический эксперимент) // Журнал техн. физики. 2000. Т. 72, № 7. С. 83 – 91. 18. Буц В.О., Нерух О.Г. Математичні основи теорії динамічного хаосу в коливальних системах. Х.: ХТУРЕ. 1999. 100 с. 19. Хаяси Т. Нелинейные колебания в физических системах. М.: Мир. 1968. 432 с. 20. Контарович М.И. Нелинейные колебания в радиотехнике (автоколебательные системы). М.: Сов. радио, 1973. 320 с. 21. Fu Mao-lin, Liu Shi-qing Study on the stability and periodic motion of a nonlinear-dynamic system // DaXue wuli. 2004. Vol. 23, No 1. P. 24 – 26.

МАЛОГАБАРИТНЫЕ ДАТЧИКИ МОЩНОСТИ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ТИПА

Рассмотрен метод построения датчиков мощности микроволновых преобразователей интерференционного типа на основе плоских заполненных диэлектриком запердельных волноводов, имеющих общую широкую стенку с основным волноводом и возбуждаемых щелями, прорезанными в этой стенке.

Калибруемые двенадцатиполосные микроволновые преобразователи интерференционного типа широко используются для построения измерителей комплексных параметров СВЧ устройств [1, 2]. Конструктивно они представляют собой отрезок прямоугольного волновода со щелями связи, прорезанными на его широких стенках, над которыми установлены торцовые отрезки запердельных волноводов датчиков мощности. В последних параллельно электрическим силовым линиям установлены СВЧ диоды с квадратичными характеристиками, поэтому напряжения, снимаемые с них, пропорциональны ответвляемым щелями уровням мощности СВЧ. Габаритные размеры таких преобразователей в значительной мере определяются размерами детекторных секций.

Цель работы – разработка малогабаритных детекторных головок на основе плоских запердельных волноводов, оси которых лежат в плоскости параллельной оси основного волновода, что существенно уменьшает размеры преобразователей.

Появление на рынке малогабаритных детекторных СВЧ диодов с барьером Шоттки в SMD исполнении позволило использовать их при разработке малогабаритных детекторных секций для микроволновых преобразователей интерференционного и интерференционно-рефлектометрического типов.

Схематическое изображение двух связанных прямоугольных волноводов с помощью щели (основного волновода – (А) и волновода (В) датчика мощности представлено на рис. 1.

Волновод А стандартного сечения имеет поперечные размеры a_A и b_A . Волновод В, заполненный диэлектриком, имеет размер широкой стенки a_B и весьма малый размер узкой стенки b_B . Возбуждение волновода В осуществляется посредством щели, прорезанной в общей стенке волноводов. В волноводе А распространяется волна типа H_{10} ; электромагнитное поле волны такого же типа возбуждается и в волноводе В. Нормированная комплексная амплитуда U возбужденной волны выражается через распределение магнитных составляющих векторов поля

H_A и H_B в обоих волноводах [3]:

$$U = -\frac{j\omega\mu_A V_m}{2P_n} H_A H_B, \quad (1)$$

где P_n – единичная суммарная мощность; H_A – усредненная напряженность магнитного поля в центре щели волновода А; H_B – усредненная напряженность магнитного поля в центре щели волновода В; V_m – магнитная поляризуемость щели, равная

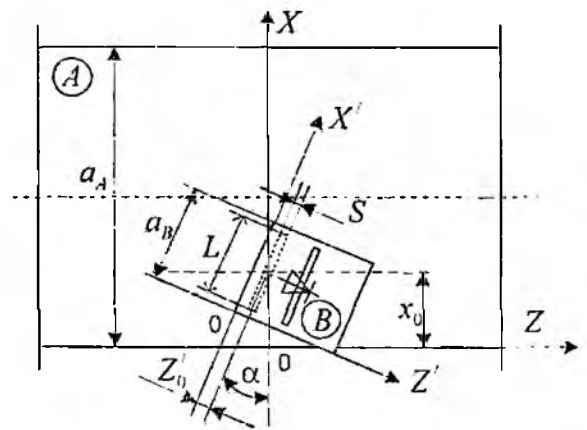


Рис. 1

$$V_m = \frac{\pi L^3}{24 \ln \left[4 \frac{L}{S} - 1 \right]}, \quad (2)$$

где L – длина щели, S – ширина щели, при этом $L \gg S$.

Касательная составляющая усредненной напряженности магнитного поля в центре щели волновода A определяется соотношением [4]

$$H_A = H_{oA} MN \left(\cos \frac{\pi x_0}{a_A} \sin \alpha + j \frac{2a_A}{\lambda_{oA}} \sin \frac{\pi x_0}{a_A} \cos \alpha \right), \quad (3)$$

где α – угол наклона щели; λ_{oA} – длина волны в волноводе A ; x_0 – поперечная координата

центра щели; $H_{oA} = \sqrt{\frac{\pi \lambda_{oA} P_n}{\omega \mu_0 a_A^3 b_A}}$; $M = \frac{\sin \left(\frac{\pi L \cos \alpha}{2a_A} \right)}{\frac{\pi L \cos \alpha}{2a_A}}$; $N = \frac{\sin \left(\frac{\pi L \sin \alpha}{2a_A} \right)}{\frac{\pi L \sin \alpha}{2a_A}}$.

Определяем далее напряженность магнитного поля H_B . Волна типа H_{10} распространяется по волноводу B в двух направлениях – вдоль оси Z' . При $Z' = 0$ волна отражается короткозамыкателем. Магнитное поле суммы падающей и отраженной волн определяется соотношением [3]

$$H_{x'} = j \frac{2a_B}{\lambda_{oB}} H_{oB} \left(\sin \frac{\pi x'}{a_B} e^{j\beta_B Z'} + \sin \frac{\pi x'}{a_B} e^{-j\beta_B Z'} \right), \quad (4)$$

λ_{oB} – длина волны в волноводе B ; $\beta_B = \frac{2\pi}{\lambda_{oB}}$ – коэффициент фазы волновода B ; $H_{oB} = \sqrt{\frac{\pi \lambda_{oB} P_n}{\omega \mu_0 a_B^3 b_B}}$.

Поскольку возбуждающая волновод B щель является поперечной по отношению к нему (расположена параллельно оси x'), то напряженность поля H_B имеет только поперечную составляющую в отличие от H_A , содержащую и поперечную и продольную составляющие.

Используя формулу Эйлера, преобразуем (4) к виду

$$H_{x'} = j \frac{4a_B}{\lambda_{oB}} H_{oB} \sin \frac{\pi x'}{a_B} \cos(\beta_B Z'). \quad (5)$$

Напряженность поля $H_{x'}$ зависит от поперечной координаты щели x' , которая может изменяться от $\frac{a_B - L}{2}$ до $\frac{a_B + L}{2}$ при симметричном расположении щели относительно широкой стенки.

Усредненная величина напряженности

$$H_B = j \frac{4a_B}{\lambda_{oB}} H_{oB} \cos(\beta_B Z') \frac{1}{L} \int_{\frac{a_B - L}{2}}^{\frac{a_B + L}{2}} \sin \frac{\pi x'}{a_B} dx' = j \frac{4a_B}{\lambda_{oB}} H_{oB} M_B \cos(\beta_B Z'), \quad (6)$$

где $M_B = \left(\sin \frac{\pi L}{2a_B} \right) / \left(\frac{\pi L}{2a_B} \right)$.

Максимальная величина напряженности H_B достигается при $Z' = Z'_0 = 0$, однако расстояние Z'_0 не может быть меньше половины ширины щели. Поскольку ширина щели мала

сомножитель $\cos(\beta_B Z'_0)$ незначительно отличается от единицы. Напряженность магнитного поля в центре щели волновода B будет определяться выражением

$$H_B = j \frac{4a_B}{\lambda_{Bn}} H_{0B} M_B \cos(\beta_B Z'_0). \quad (7)$$

Подставив усредненные значения напряженностей магнитного поля H_A (3) и H_B (7) в (1), получаем соотношение для нормированной амплитуды U

$$U = \frac{j\pi^2 L^3 M N M_B \cos \beta_B Z'}{6 \ln \left(\frac{4L}{S} - 1 \right) \sqrt{a_A a_B b_A b_B \lambda_{Bn} \lambda_{An}}} \left(\sin \frac{\pi x_0}{a_A} \cos \alpha - j \frac{\lambda_{Bn}}{2a_A} \cos \frac{\pi x_0}{a_A} \sin \alpha \right).$$

Модуль комплексной амплитуды определяется выражением

$$U = \frac{\pi^2 L^3 M N M_B \cos \beta_B Z'}{6 \ln \left(\frac{4L}{S} - 1 \right) \sqrt{a_A a_B b_A b_B \lambda_{Bn} \lambda_{An}}} \left(\sin^2 \frac{\pi x_0}{a_A} \cos^2 \alpha + \frac{\lambda_{Bn}^2}{2a_A^2} \cos^2 \frac{\pi x_0}{a_A} \sin^2 \alpha \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Переходное затухание между волноводами A и B без учета конечной толщины общей стенки составляет

$$C = -20 \lg U \quad (9)$$

Для определения числового значения переходного затухания необходимо знать поперечные размеры волноводов (a_A, b_A, a_B, b_B) , угол наклона щели α , расстояние x_0 от центра щели до узкой стенки волновода A , длину L и ширину S щели, длины волн в волноводах λ_A и λ_{Bn} на выбранной частоте f .

Экспериментальная обработка детекторных секций осуществлялась на макете микроволнового преобразователя, поперечные размеры основного волновода которого: $a_A = 7,2$ см; $b_A = 3,4$ см. Геометрические размеры щели следующие: $L = \frac{a_A}{4} = 18$ мм; $S = L/10 = 1,8$ мм; $\alpha = 27^\circ$. Относительная диэлектрическая проницаемость материала, заполняющего волновод B равна $\epsilon = 2,56$, а размер узкой стенки волновода $B - b_B = 1$ мм.

Проверка работоспособности датчиков мощности осуществлялась в диапазоне частот одномодового режима: $f_H \leq f \leq f_B$. f_H и f_B – нижняя и верхняя границы диапазона, определяемые по формулам: $f_H = 1,25 f_{кр1}^{10}$, $f_B = 2 f_{кр1}^{10}$, где $f_{кр1}^{10}$ – критическая частота волны типа H_{10} волновода A .

Критическая частота волны типа H_{10} , распространяющейся в волноводе B $f_{крB}^{10} = \frac{c}{2a_B \sqrt{\epsilon}}$.

Средняя частота $f_{cp} = 0,5(2f_{крB}^{10} + 1,25f_{крB}^{10}) = \frac{3,25c}{4a_B \sqrt{\epsilon}}$. Отсюда определяем размер $a_B = \frac{3,25c}{4f_{cp} \sqrt{\epsilon}}$.

Численное значение средней частоты диапазона волновода сечением $7,2 \times 3,4$ см, равно $f_{cp} = 3300$ МГц, тогда ширина стенки a_B волновода B получается равной $4,5$ см. Подставив в формулы (8) и (9) численные значения, определим переходное затухание в полосе частот. График зависимости $C(f)$ показан на рис. 2.

Дальнейшее уменьшение размеров детекторной секции достигается тем, что волновод B выполнен запредельным. Учитывая диэлектрическое заполнение ($\epsilon = 2,56$) волновода B , размер его широкой стенки принят равным 22 мм. Размер узкой стенки оставлен без изменения, т.е. равен 1 мм.

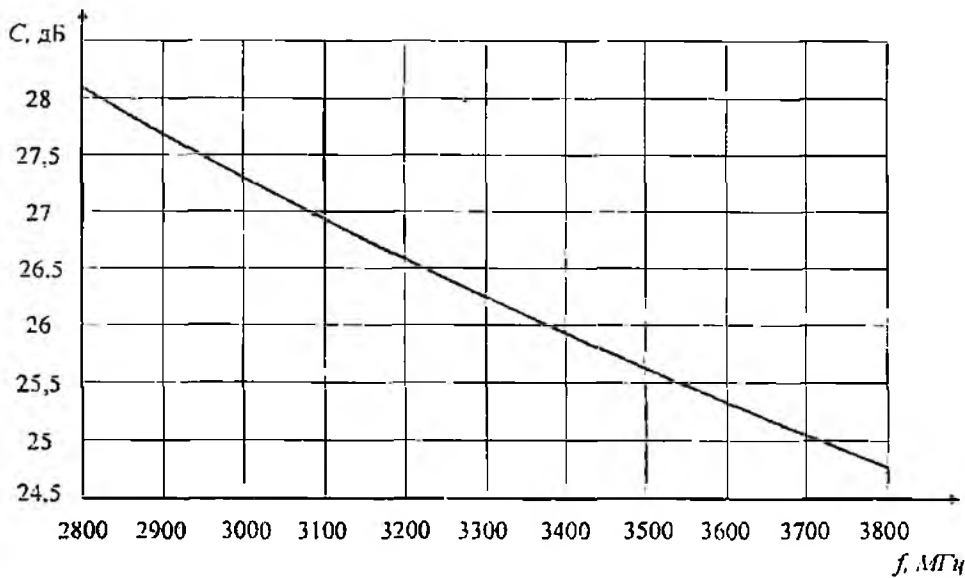


Рис. 2

В запердельном волноводе амплитуды составляющих векторов поля уменьшаются по экспоненциальному закону $U_z = U \cdot e^{-\alpha_1 z}$, (α_1 – коэффициент ослабления), а волновой процесс отсутствует.

Коэффициент α_1 определяется по формуле [3] $\alpha_1 = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon}}{\lambda_0} \sqrt{\left(\frac{f_{крВ}}{f}\right)^2 - 1}$.

Критическая частота для выбранного размера a_n при заданном значении ϵ составляет $f_{крВ} = 8,52$ ГГц. Для средней частоты $f = 3.3$ ГГц ($\lambda_0 = 9.09$ см) коэффициент ослабления составит $\alpha_1 = 2,63$ см⁻¹.

Детекторный диод с барьером Шоттки типа HSMS-2865 установлен на расстоянии $Z_0 = 0,5$ см от щели. На этом расстоянии амплитуда поля уменьшается в 3.7 раза.

Величина суммарного затухания амплитуды волны, подводимой к диоду не превышает 40 дБ, что позволяет использовать стандартные измерительные генераторы с выходной мощностью порядка 30...40 мВт.

Щель связи с первичным волноводом
Щель связи детектора с вторичным волноводом

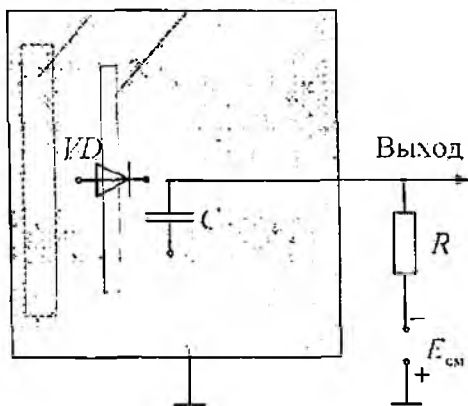


Рис. 3

Измерения напряжений, снимаемых с СВЧ диода, проведено в диапазоне частот 2800...3800 МГц, при постоянном уровне мощности в первичном волноводе (постоянная мощность поддерживалась при помощи термисторного моста). Максимальное напряжение U_{max} на выходе детекторной секции наблюдалось на частоте 3800 МГц. Нормирование осуществлено относительно U_{max} .

Конструкция детекторной секции выполнена следующим образом.

Волновод детекторной секции изготовлен из фольгированного армированного фторопласта толщиной 1 мм, ширина пластины 22 мм. Боковые поверхности пластины металлизированы. На верхней широкой стенке волновода B (рис. 3), симметрично его оси, на расстоя-

нии 5 мм от короткозамыкателя прорезана поперечная щель шириной 1 мм и длиной 12 мм, предназначенная для возбуждения диода. Диод VD располагается над щелью, в центре широкой стенки волновода, где максимальна плотность тока проводимости, а следовательно, и плотность тока смещения в щели. Металлизация на нижней стороне волновода удалена (ее роль выполняет верхняя стенка волновода 4). Анод диода припаян непосредственно к стенке волновода, а катод – к изолированной контактной площадке, соединенной с металлизацией через конденсатор C , который предназначен для блокировки СВЧ составляющей тока. Протектированный сигнал снимается с указанной площадки.

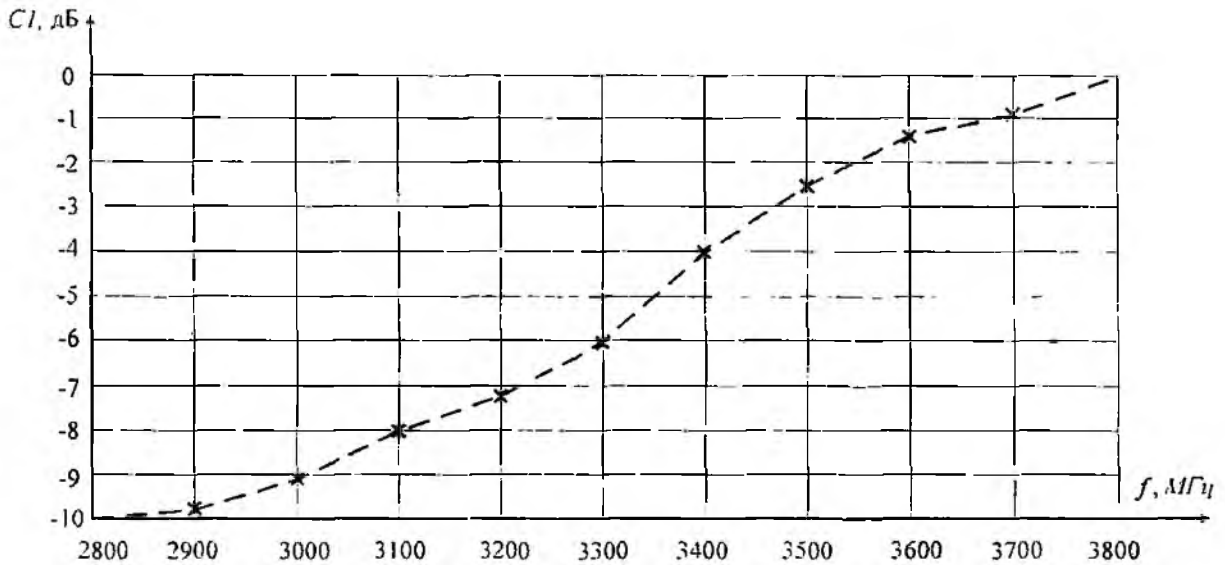


Рис. 4

На рис. 4 представлена зависимость значения $C1 = 10 \lg(U/U_{\text{max}})$. Минимальная чувствительность наблюдалась на частоте 2800 МГц. Перепад уровня сигналов в заданном диапазоне частот достигает 10 дБ.

Рассмотренные датчики мощности по широкополосности и массогабаритным показателям удовлетворяют требованиям, предъявляемым к измерительным преобразователям комплексных параметров СВЧ узлов, предназначенных для калибруемых измерителей параметров волноводных трактов.

Задачей дальнейших исследований в данном направлении является исследование квадратичности характеристик детекторных секций, а также создание экспериментального образца измерителя ККО СВЧ двухполосников и определение метрологических характеристик этого образца.

Список литературы: 1. Гимпиевич Ю.Б., Носкович В.И. Малогабаритный калибруемый микроволновый преобразователь интерференционно-рефлектометрического типа // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Харьков, 2004. Вып. 139. С. 136–141. 2. Гимпиевич Ю.Б., Носкович В.И. Алгоритм обработки измерительных сигналов микроволнового преобразователя интерференционного типа // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Харьков, 2005. Вып. 140. С. 92–95. 3. Семенов Н.А. Техническая электродинамика / М.: Связь, 1973. 480 с. 4. Лащенко И.В. Учет протяженности щелей при синтезе и анализе волноводных элементов связи // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1999. №1. С. 33–38.

Севастопольский национальный
технический университет

Поступила в редколлегию 03.06.2007

КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ МИКРОКОМПАКТНЫЙ ПОЛИГОН ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ В БЛИЖНЕМ МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Введение

В настоящее время для физического моделирования процессов электромагнитного рассеяния, в частности процессов радиолокации, все более широко используются ближние миллиметровые (БММ) и субмиллиметровые (СММ) волны. Это связано с тем обстоятельством, что, с одной стороны, наблюдается устойчивая тенденция к укорочению рабочей длины волны РЛС, с другой – постоянно возникают задачи, требующие предварительного детального исследования структуры радиолокационного рассеянного поля проектируемых больших и сложных объектов с помощью относительно небольших и недорогих физических моделей. При этом требуемый объем информации об изучаемом объекте (рассеивателе) должен быть значительно большим, чем могут дать обычные скалярные характеристики рассеяния, такие как эффективная площадь рассеяния (ЭПР), диаграммы ЭПР и т.п. Необходимая информация содержится в поляризационной матрице рассеяния (ПМР) [1] и в соответствующих диаграммах ее элементов.

В общем случае ПМР любого рассеивателя имеет вид [1]

$$S = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |s_{11}| \exp j\rho_{11} & |s_{12}| \exp j\rho_{12} \\ |s_{21}| \exp j\rho_{21} & |s_{22}| \exp j\rho_{22} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Матрица S может быть получена измерением амплитуд и фаз ортогонально поляризованных компонентов волн, отраженных от рассеивателя, при последовательном облучении последнего двумя ортогонально поляризованными электромагнитными волнами. Для случая обратного рассеяния (моностатического случая), когда направления облучения и рассеяния взаимно противоположны, матрица (1) является симметричной ($s_{12} = s_{21}$) и полностью характеризуется тремя значениями амплитуд и тремя значениями фаз своих комплексных элементов s_{jk} . При смещении рассеивателя вдоль линии визирования аргументы ρ_{jk} всех матричных элементов изменяются одинаково, поэтому можно эту зависимость от абсолютной фазы исключить и, в соответствии с [1], ввести так называемую поляризационную матрицу рассеяния с относительной фазой (ПМРО)

$$S_0 = \begin{pmatrix} |s_{11}| & |s_{12}| \exp j(\rho_{12} - \rho_{11}) \\ |s_{12}| \exp j(\rho_{12} - \rho_{11}) & |s_{22}| \exp j(\rho_{22} - \rho_{11}) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Для идеально проводящих рассеивателей матрицы (1) и (2) являются симметричными и в более общем случае так называемого бистатического рассеяния, когда направления облучения и рассеяния не совпадают, а также в случае прямого рассеяния, для которого эти направления совпадают.

Для большинства проблем, связанных с изучением характеристик одиночного рассеивателя, вполне достаточно измерить матрицу (2).

Постановка задачи

Метод квазиоптического волноводного моделирования (КВМ) [2] может быть использован для модельных измерений комплексных элементов матриц (1) и (2) в БММ и СММ диапазонах волн. В данном методе формирование плоского амплитудно-фазового распределения поля падающей волны в рабочем объеме, т.е. в области пространства, в которой расположен исследуемый рассеиватель, осуществляется без использования каких-либо специальных коллимирующих устройств, требующих прецизионной точности выдерживания формы и чистоты

рабочих поверхностей, что особенно трудно обеспечить в указанных областях электромагнитного спектра. Роль такого коллимирующего устройства выполняет квазиоптическая линия перелачи класса «полый диэлектрический лучевод» (ПДЛ) [3] с основной модой HE_{11} имеющей практически плоский фазовый фронт и гладкое амплитудное распределение с максимумом на оси ПДЛ. Поляризационная изотропность ПДЛ позволяет передавать без искажения волны любых поляризаций, а использование квазиоптических принципов при построении средств реализации метода КВМ – микрокомпактных полигонов (МКП) [4] – обеспечивает возможность измерения элементов ПМР, ПМРО и других поляризационных характеристик рассеяния.

Цель работы – исследование эффективности применения метода КВМ для измерения поляризационных характеристик обратного и прямого рассеяния объектов в БММ области электромагнитного спектра.

Основная часть

Для достижения указанной цели был создан квазиоптический поляриметрический микрокомпактный полигон (ПМКП), упрощенная схема которого представлена на рис.1: 1 - генератор сигналов; 2 - фазовый сдвигатель частоты; 3,13,14,21,22 - возбуждители ПДЛ; 4,7,18 - квазиоптические направленные делители мощности; 5,8,19 - полярирующие проволочные решетки; 6,9,20 - согласованные нагрузки; 10,12 - секции ПДЛ; 11 - измеряемый рассеиватель; 15 - приемная система; 16 - позиционер; 17 - система управления, сбора, обработки и выдачи данных

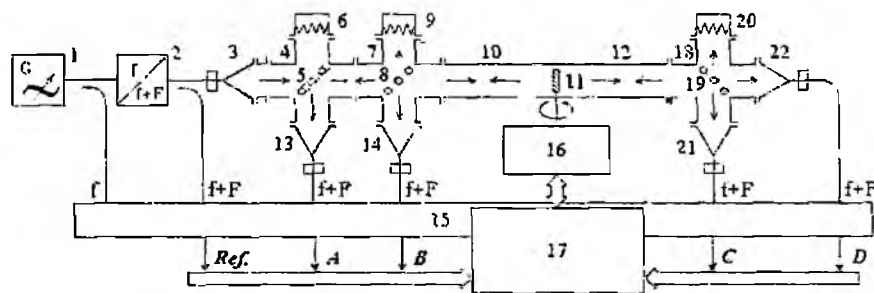


Рис. 1

С точки зрения техники радиолокационных полигонных измерений, ПМКП представляет собой две совмещенные в единую информационно-измерительную систему приемо-передающие измерительные установки: однопозиционную (моностатическую) и двухпозиционную (бистатическую с бистатическим углом 180°). Обе установки непрерывного излучения с двумя ортогональными поляризационными каналами каждая. ПМКП построен по гомодинной схеме с преобразованием частоты в основном сигнальном тракте, которое осуществляется с помощью широкополосного волноводного непрерывного фазового сдвигателя частоты 2. Квазиоптический тракт ПМКП осуществлен с использованием разработанного в ИРЭ НАНУ комплекса квазиоптических радиоизмерительных приборов и компонентов [5], выполненных на основе круглого ПДЛ с диаметром волноведущего канала 40 мм, обеспечивающего работу в диапазоне длин волн $2,5 \text{ мм} \leq \lambda \leq 4 \text{ мм}$.

Функцию коллиматора и широкополосного модового фильтра в ПМКП выполняют лучеводные секции 10 и 12 (рис. 1). Часть мощности выходного сигнала преобразователя частоты 2 используется для компенсации фона, возникающего в приемных каналах из-за паразитных отражений от элементов конструкции ПМКП. Для этого приемная система 15 содержит компенсационные цепи, имеющие в своем составе переменные аттенюаторы и фазовращатели, с помощью которых формируются сигналы компенсации фона.

Выходная мощность генератора 1 в 4 мм диапазоне волн составляет около 10 дБ относительно 1 мВт, частотная нестабильность – порядка 10^{-4} . Чувствительность приемной системы около -90 дБ относительно 1 мВт. Динамический диапазон измерений составляет более 40 дБ в каждом приемном канале. Уровень кросс-поляризации излучаемой волны не превышает – 35 дБ.

подавление кросс-поляризации в каналах А и D параллельного приема более 35 дБ, в каналах В и С ортогонального приема – не менее 40 дБ. Компьютерное управление измерительным процессом, сбор, обработку и выдачу данных осуществляет система автоматизации 17.

Изменение ракурса рассеивателя 11 осуществляется программно системой 17 посредством позиционера 16 в любом секторе углов обзора в горизонтальной плоскости в пределах 0° - 360° с шагом менее 0.1° . При этом, в систему 17 по каналам А, В, С, D из приемной системы 15 поступают сигналы, несущие измерительную информацию об объекте 11 для каждого задаваемого ракурса Φ . За один полный оборот рассеивателя 11 при заданной поляризации облучающей волны имеется возможность измерять обе круговые амплитудные (параллельную и кроссовую) и соответствующие им фазовые диаграммы обратного рассеяния (ДОР), а также аналогичные амплитудно-фазовые диаграммы прямого рассеяния (ДПР). Иными словами, можно измерить ДОР и ДПР обоих комплексных элементов ρ_{11} и ρ_{21} , стоящих в первом столбце матрицы ПМР (1).

Вторую пару элементов ρ_{12} и ρ_{22} и соответствующие диаграммы рассеяния можно измерить, переключив поляризацию облучающей волны на ортогональную. Азимут линейной поляризации облучающей волны задается поляризующей проволочной решеткой 8 (рис.1). переключение поляризации осуществляется путем поворота этой решетки на 90° . При этом решетка 19, а также оба возбуждителя 21 и 22 разворачиваются на 90° , либо указанные элементы 19, 21 и 22 остаются неподвижными, а просто осуществляется перекоммутация каналов С и D непосредственно в приемной системе 15. Таким образом, за два полных оборота объекта 11 можно измерить его ПМР в линейном поляризационном базисе как при обратном, так и при прямом рассеянии. Для определения элементов ПМРО имеется также возможность измерять дифференциальные фазовые диаграммы ее комплексных элементов для обоих случаев рассеяния.

В качестве образцовых объектов исследования нами были выбраны металлические пластины квадратной формы, что обусловлено двумя обстоятельствами. С одной стороны, такие объекты сравнительно просты в изготовлении и могут быть выполнены с достаточно высокой точностью. С другой стороны, можно использовать, например, метод геометрической теории дифракции (ГТД) [6,7] и с удовлетворительной точностью вычислить ПМР или ПМРО пластины в собственном линейном поляризационном базисе $H-V$ (H означает горизонтальную поляризацию, V - вертикальную), в котором матрицы (1) и (2) принимают диагональную форму:

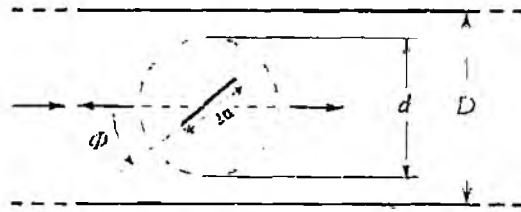
$$S = \begin{pmatrix} s_{hh} & 0 \\ 0 & s_{vv} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |s_{hh}| \exp j\rho_{hh} & 0 \\ 0 & |s_{vv}| \exp j\rho_{vv} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$S_0 = \begin{pmatrix} |s_{hh}| & 0 \\ 0 & |s_{vv}| \exp j(\rho_{vv} - \rho_{hh}) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Сравнение результатов измерений элементов матриц (3) и (4) пластины, помещенной в ПДЛ в поле волны HE_{11} , с результатами расчета элементов этих матриц по ГТД для плоской волны в свободном пространстве в области углов падения, где теория хорошо работает, дает возможность оценить точность моделирования поляризационных характеристик обратного рассеяния методом КВМ, а также изучить потенциальные возможности разработанного ПМКП. Кроме того, интерес к указанным образцовым объектам связан с их спецификой, которая обусловлена следующим. При облучении тонкой прямоугольной пластины волной, поляризованной параллельно ее вертикальной кромке, известные аналитические методы решения задач электромагнитного рассеяния (метод геометрической теории дифракции Келлера (ГТД), однородной теории дифракции, краевых волн Уфимцева) дают существенную ошибку [6] при скользких углах падения. В одной из последних публикаций, посвященных этой проблеме [7], предложено уточнение метода ГТД, позволяющее значительно уменьшить ука-

зную ошибку, особенно для пластин, размеры которых составляют несколько длин волн. Используя метод КВМ и разработанный ПМКП, можно попытаться экспериментально проверить результаты теории [7] на таких пластинах в БММ диапазоне волн.

Измерения осуществлялись на частоте 75 ГГц ($\lambda = 4$ мм) в линейном базисе $H-V$. Размеры пластин $2a \times 2a$ мм выбирались такими, чтобы при вращении пластины в лучевом диаметром $D=40$ мм ее края не выходили за пределы рабочей зоны диаметром $d \cong 17$ мм (рис.2) в которой расчетные амплитудная и фазовая вариации поля волны HE_{11} не превышают 2.5 дБ и 1° соответственно.



Геометрия измерительной области

Рис.2

Всего было исследовано 5 квадратных стальных пластин толщиной 0.2 мм с размером стороны квадрата $2a = 8, 10, 12, 13$ и 16 мм или в длинах волн соответственно, $2\lambda, 2.5\lambda, 3\lambda, 3.25\lambda$ и 4λ . На рис. 3 и 4 в качестве иллюстрации представлены результаты проведенных измерений угловых зависимостей элементов матрицы (4) для обратного и прямого рассеяния от пластин 10×10 мм ($2a = 2.5\lambda$) и 12×12 мм ($2a = 3\lambda$). На диаграммах обратного рассеяния представлены также данные расчетов по теории ГТД [6] и по уточненной теории ГТД [7].

Как видно из приведенных графиков, теоретические и экспериментальные амплитудные диаграммы обратного рассеяния качественно хорошо согласуются между собой, а в большом секторе углов наблюдения, составляющем примерно $\pm 30^\circ$ относительно нормали к плоскости пластины и захватывающем главный и два основных боковых лепестка диаграммы, наблюдается хорошее количественное согласие теории с экспериментом как по относительным уровням лепестков амплитудных ДОР, так и по их угловому положению. Аналогичная картина имеет место и для остальных образцовых пластин.

Что же касается особого случая обратного рассеяния при скользких углах падения вертикально поляризованной волны на кромку пластины (амплитудная ДОР для VV -поляризации при $\Phi \cong 0^\circ$ или $\Phi \cong 180^\circ$), то, как видно из рис. 3, а и 4, а, теория ГТД [6] и уточненная теория ГТД [7] для этого случая не находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом. Указанное расхождение можно объяснить относительно высоким уровнем некомпенсированного паразитного фона при приеме малых сигналов, характерных для таких ракурсов.

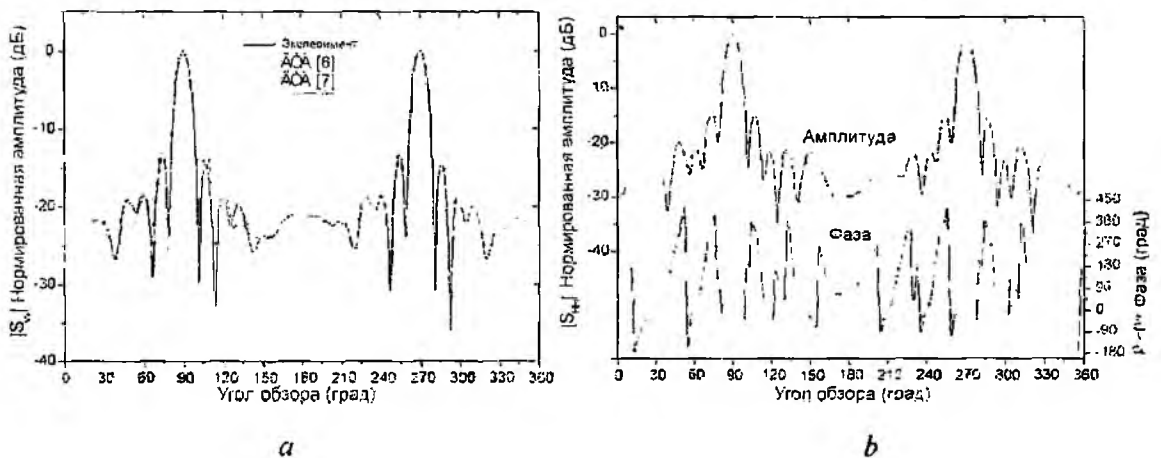
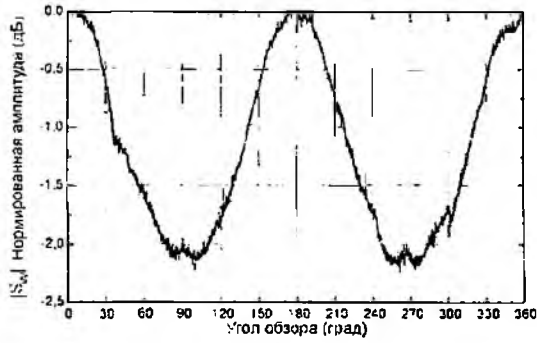
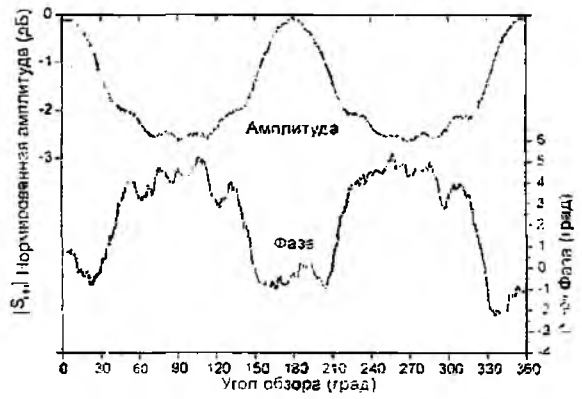


Рис.3



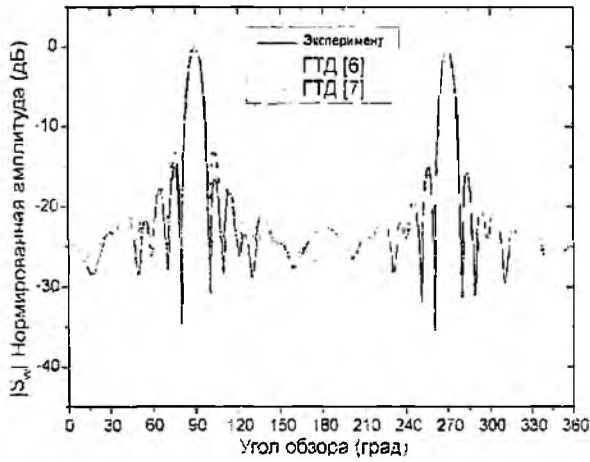
c



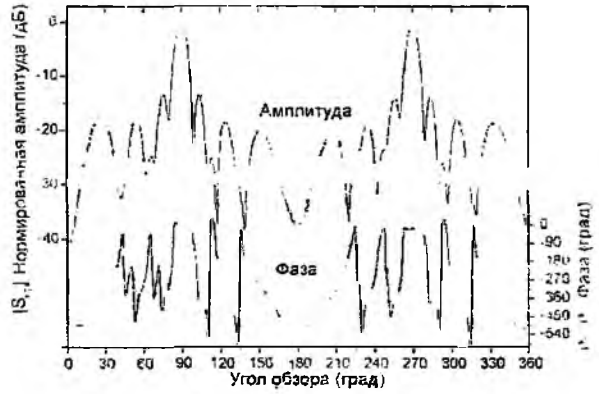
d

Диаграммы элементов ПМРО пластины 10x10 мм, $F=75$ ГГц: *a* - амплитудная ДОР элемента S_{vv} ; *b* - амплитудная ДОР элемента S_{hh} и фазовая ДОР элемента S_{vv} ; *c* - амплитудная ДПР элемента S_{vv} ; *d* - амплитудная ДПР элемента S_{hh} и фазовая ДПР элемента S_{vv}

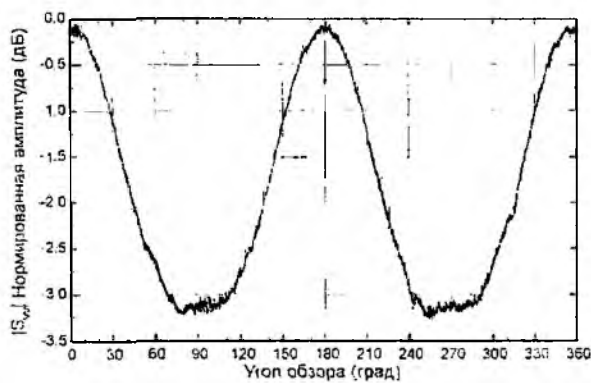
Рис. 3 (Продолжение)



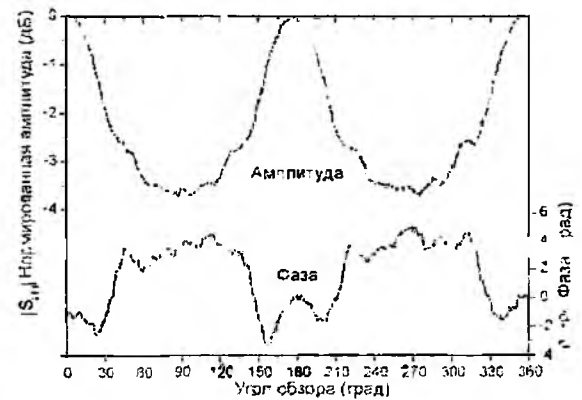
a



b



c

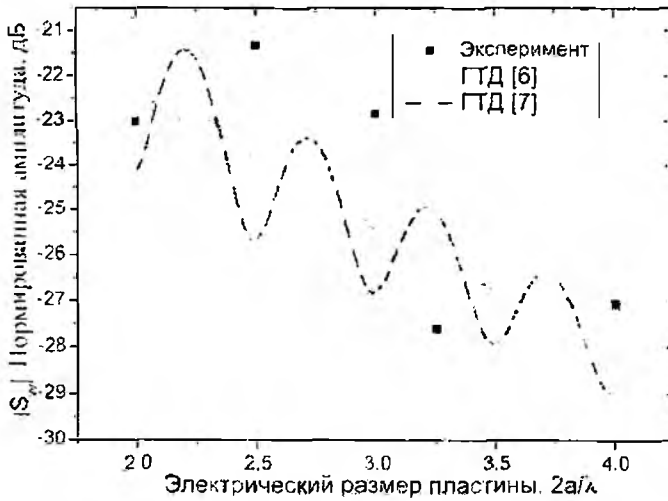


d

Диаграммы элементов ПМРО пластины 12x12 мм, $F=75$ ГГц: *a* - амплитудная ДОР элемента S_{vv} ; *b* - амплитудная ДОР элемента S_{hh} и фазовая ДОР элемента S_{vv} ; *c* - амплитудная ДПР элемента S_{vv} ; *d* - амплитудная ДПР элемента S_{hh} и фазовая ДПР элемента S_{vv}

Рис.4

На рис. 5 представлены данные измерений ряда образцовых пластин, полученные с помощью ПМКП для этого особого случая, а также соответствующие результаты расчетов по обеим теориям.



Зависимость нормированной амплитуды обратного рассеяния от электрического размера пластины при скользком падении V -поляризованной волны на кромку пластины

Рис. 5

Таким образом, хотя ПМКП может измерять отраженные сигналы примерно на уровне -40 дБ с погрешностью $\pm 2-3$ дБ, тем не менее, такой точности оказалось недостаточно для выявления разницы в предсказаниях теорий [6] и [7] для этого специального случая.

Заключение

В результате проведенного исследования можно сделать принципиальный вывод о том, что метод КВМ позволяет моделировать и изучать поляризационные характеристики обратного и прямого рассеяния объектов в БММ, а в перспективе и в СММ области электромагнитного спектра. Разработанный ПМКП может быть использован для измерений элементов ПМР, ПМРО, поляризационных ДОР, ДПР и других поляризационных характеристик реальных физических рассеивателей или их масштабных моделей в лабораторных условиях в указанных диапазонах волн.

Список литературы: 1. *Huynen J.R.* Measurement of the Target Scattering Matrix // Proc. IEEE. 1965. Vol.53, No.8. P.936-946. 2. *Кисельов В.К.* Квазіоптичний хвильоводний метод дослідження характеристик розсіяння фізичних об'єктів у субміліметровому діапазоні електромагнітних хвиль // Доп. НАН України. 1995. №11. С.60-62. 3. *А.с. 302054 СССР.* Диэлектрический лучевод субмиллиметрового диапазона волн / А.Н. Ахиезер, А.И. Горошко, Б.Н. Князьков и др. // Открытия. Изобретения. 1972. №8. С.235. 4. *Kiseliyov V.K., Kushka T.M. and Nesterov P.K.* Quasi-Optical Waveguide Modeling Method and Micro-Compact Scattering Range for the Millimeter and Submillimeter Wave Bands // IEEE Transactions on Antennas & Propagations. 2001. Vol. AP-49, № 5. P. 784-792. 5. *Усиков А.Я., Канер Э.А., Трутенъ И.Д. и др.* Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / Под ред. А.Я. Усикова. Киев: Наук. думка, 1986. 368 с. 6. *Ross R. A.* Radar Cross Section of Rectangular Flat Plates as a Function of Aspect Angle // IEEE Transactions on Antennas & Propagations. 1966. Vol.AP-14. No.5. P.329-335. 7. *Ross R. A.* Backscattering from Square Plates Illuminated With Vertical Polarization // IEEE Transactions on Antennas & Propagations. 2006. Vol.AP-54. No.1. P.272-275.

Институт радиофизики и электроники
НАН Украины

Поступила в редколлегию 05.05.2007

ИНТЕГРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ФАЗЫ ЧЕРЕЗ АМПЛИТУДУ ДЛЯ СИГНАЛОВ, ИМЕЮЩИХ ФИНИТНЫЙ СПЕКТР

Постановка задачи

Данное сообщение является продолжением работы [1], в которой получено общее решение нелинейного сингулярного интегрального уравнения

$$u^2(t) + (Hu(t))^2 = A^2(t), \quad (1)$$

где H – преобразование Гильберта на вещественной оси R , функция $A(t)$ задана и принадлежит множеству допустимых амплитуд*. В [1] показано, что в пространстве U всех функций $u = u(t)$ с финитным спектром общее вещественное решение уравнения (1) имеет вид

$$u(t) = A(t)\cos[\omega_0 t + \varphi_0 + \Phi_0(t) + \Phi(t)],$$

где $\omega_0 t + \varphi_0$ – произвольная линейная функция, $\Phi_0(t) = \arg A^+(t)$ – аргумент ограничения на R канонического бесконечного произведения $A^+(z)$, построенного по всем нулям целой функции экспоненциального типа (ЦФЭТ) $A^2(z)$, лежащим в нижней комплексной плоскости C^- . $\Phi(t)$ – произвольная функция в том смысле, что она является аргументом канонического произведения, построенного по произвольной совокупности нулей, переброшенных из C^- в C^+ . Если множество переброшенных нулей пусто, то $\Phi(t) \equiv 0$ и мы имеем так называемое минимально фазовое решение: $u_0(t) = A(t)\cos[\omega_0 t + \varphi_0 + \Phi_0(t)]$ – это главная часть общего решения уравнения (1).

Цель работы – получение интегрального представления для аргумента косинуса минимально фазового решения $u_0(t)$. Это позволяет заменить трудновыполнимую операцию вычисления бесконечного произведения $A^+(z)$ вычислением приводимого ниже сингулярного интеграла со слабыми особенностями логарифмического типа.

Для уточнения постановки задачи следует иметь в виду какую-либо физическую интерпретацию рассматриваемой задачи, например амплитудно-фазовые соотношения в технике траекторных измерений.

Получение интегрального представления

Пусть в трехмерном пространстве фиксирована декартова система координат $Oxyz$ и в нем движется по некоторой траектории $\vec{R}(t) = \{x(t), y(t), z(t)\}$ 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

$$u(t) = \frac{a_0}{R(t)} e^{i[\omega_0 t - \varphi_0 + \lambda R(t)]},$$

в которую естественным образом входят три произвольные постоянные: амплитуда a_0 , частота ω_0 и начальная фаза φ_0 источника излучения: $R(t) = |\vec{R}(t)|$, λ – физическая константа.

* Это множество определено в [1].

Видно, что при заданной траектории движения $\tilde{R}(t)$ 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). Таким образом, при решении задачи о выражении фазы через амплитуду можем получить такое представление с точностью до произвольного линейного слагаемого, что имеет место в общем интегральном представлении фазы через амплитуду, приводимом в данной работе.

Вывод указанного представления основывается на том, что, согласно [1, п. 4], всякому решению $u(t)$ уравнения (1) отвечает некоторое решение $\Psi(z)$ краевой задачи аналитических функций:

$$-\Psi^-(t)\Psi^+(t) = A^2(t) \quad (2)$$

Минимально-фазовые решения этой краевой задачи имеют вид [см. там же]

$$\Psi^\pm(z) = \pm A^\pm(z) e^{\pm i(\omega_0 z + \varphi_0)}, \quad z \in C^\pm$$

откуда следует, что $\psi(z)$ не имеет нулей в открытых полуплоскостях C^\pm . Таким образом, $\ln \tau(z)$ – однозначно определенная голоморфная функция в областях C^\pm . С помощью операции логарифмирования краевую задачу (2) можно свести к задаче о скачке [3, с. 106] вида:

$$\varphi^+(t) - \varphi^-(t) = g(t), \quad (3)$$

решение которой сразу записывается с помощью формул Сохоцкого – если они применимы. Условиями же применимости этих формул для решения задачи о скачке (3) обычно является гёльдеровость, суммируемость или принадлежность одному из пространств $L_p(-\infty, \infty)$, $p > 1$ функции скачка $g(t)$ [3].

К сожалению, в нашем случае функция $g(t) = \ln A^2(t)$ может не удовлетворять ни одному из перечисленных условий и поэтому нельзя воспользоваться формулами Сохоцкого. Чтобы преодолеть указанное затруднение, перед логарифмированием с помощью соответствующего конформного отображения исходную краевую задачу редуцируем с полуплоскости на круг, после чего применяем основную лемму Привалова для круга (круг используем потому, что лемма Привалова сформулирована для круга).

Итак, разыскивая минимально фазовое решение краевой задачи (2), т. е. кусочно-голоморфные функции $\Psi(z)$, не имеющие нулей в C^\pm , мы можем ввести новую неизвестную функцию $\Psi_1(z) = \Psi^\pm(z)$, логарифмируя старую:

$$\Psi_1^\pm(z) = \pm \ln [\pm \Psi^\pm(z)], \quad z \in C^\pm. \quad (4)$$

Это приводит к краевой задаче о скачке:

$$\Psi_1^+(t) - \Psi_1^-(t) = \ln A^2(t). \quad (5)$$

Переходя к другой функции:

$$\Psi_2(z) = \Psi_1(z)/(z + ic). \quad (6)$$

приходим к задаче о скачке вида

$$\Psi_2^+(t) - \Psi_2^-(t) = \frac{\ln A^2(t)}{t + ic}, \quad (7)$$

где $c > 0$.

Переход от Ψ_1 к Ψ_2 обеспечивает применимость леммы Привалова к новой задаче о скачке. Отообразим с помощью конформного отображения:

$$w = \frac{z-i}{z+i}, \quad z = -i \frac{w+1}{w-1}. \quad (8)$$

верхнюю полуплоскость C^+ на единичный круг с центром в точке $w = 0$, ограниченный окружностью L . При этом точки $z = \pm i$ переходят, соответственно, в точки $w = 0, \infty$, а точки

вещественной оси переходят в точки $e^{i\vartheta}$ окружности L , согласно формулам

$$e^{i\vartheta} = \frac{t-i}{t+i}, \quad t = -i \frac{e^{i\vartheta} + 1}{e^{i\vartheta} - 1}. \quad (9)$$

В результате получим следующую краевую задачу на круге:

$$\bar{\Psi}_2^-(e^{i\vartheta}) - \bar{\Psi}_2^+(e^{i\vartheta}) = \bar{g}(e^{i\vartheta}). \quad (10)$$

где $\bar{g}(e^{i\vartheta}) = \frac{\ln \bar{A}^2(e^{i\vartheta})}{-i \frac{e^{i\vartheta} + 1}{e^{i\vartheta} - 1} + ic}$ – суммируемая функция угла ϑ , поскольку с помощью соотноше-

ний (9) получаем оценку $\int_0^{2\pi} \bar{g}(e^{i\vartheta}) d\vartheta = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t)}{t+ic} \frac{2dt}{t^2+1} < \infty$. Сходимость последнего интеграла

показана в приложении.

Таким образом, условия применимости основной леммы Привалова выполнены и согласно этой лемме находим решение задачи (10) о скачке на окружности L в виде интеграла типа Коши:

$$\bar{\Psi}_2^-(w) = \frac{1}{2\pi i} \int_L \frac{\bar{g}(\tau) d\tau}{\tau - w} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \bar{g}(e^{i\vartheta}) \frac{e^{i\vartheta} d\vartheta}{e^{i\vartheta} - w}. \quad (11)$$

Осуществляя в равенстве (10) обратную замену комплексной переменной w на z в соответствии с формулами (8), (9), получим интегральное представление функции $\Psi_2(z)$ в виде

$$\Psi_2(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t)}{t+ic} \cdot \frac{\frac{2dt}{(t+i)^2}}{t-i \frac{z-i}{t+i}} = \frac{z+i}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t) dt}{B(t, z, c)}, \quad (12)$$

где $B(t, z, c) = (t+ic)(t-z)(t+i)$.

Если функция $\Psi_2(z)$ удовлетворяет условию скачка (3), то ему формально удовлетворяет и функция $\Psi_2(z) + f(z)$ с произвольной мероморфной функцией $f(z)$. Поэтому в качестве решения задачи о скачке (7) можно взять функцию

$$\Psi_2(z) = \frac{z+i}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t) dt}{B(t, z, c)} + \frac{i(a_1 z - b_1)}{z+ic}, \quad (13)$$

где a_1, b_1 – произвольные комплексные числа.

Добавление к решению (13) дробно-линейной функции $\frac{i(a_1 z + b_1)}{z+ic}$ с полюсом в точке $z = -ic$ вызвано тем, что согласно (6) функция $\Psi_2(z)$ может иметь полюс в точке $z = -ic$.

Подставляя выражение (13) в (6), получим решение задачи о скачке (5) в виде

$$\Psi_1(z) = \frac{(z+ic)(z+i)}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t) dt}{B(t, z, c)} + i(a_1 z + b_1),$$

после чего с помощью (4) находим

$$\Psi^\pm(z) = \pm \exp \left\{ \pm \frac{(z+ic)(z+i)}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t) dt}{B(t, z, c)} \pm i(a_1 z + b_1) \right\}. \quad (14)$$

Для вычисления предельных функций $\Psi^\pm(t)$ нужно найти предельные значения интеграла типа Коши (12) или эквивалентного ему интеграла (11). Согласно основной лемме Привалова для вычисления предельных значений интеграла (11) применимы формулы

Сохоцкого, так что

$$\tilde{\Psi}_2^{\pm}(\tau) = \pm \frac{1}{2} \tilde{g}(\tau) + \frac{1}{2\pi i} \int_{\tau_1 - \tau}^{\tilde{g}(\tau_1) d\tau_1},$$

где интеграл понимается в смысле главного значения по Коши. Переходя в этом равенстве от переменных τ, τ_1 к переменным t, t_1 согласно формулам (8), (9), получим

$$\Psi_2^{\pm}(t) = \pm \frac{1}{2} \cdot \frac{\ln A^2(t)}{t + ic} + \frac{t + i}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)}.$$

Учитывая это соотношение и (6) при выполнении предельного перехода в равенствах (14), приходим к следующим выражениям для предельных функций $\Psi^{\pm}(t)$:

$$\Psi^{\pm}(t) = \pm A(t) \exp \left\{ \pm \frac{(t + ic)(t + i)}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)} \pm i(a_1 t + b_1) \right\}.$$

Используя теперь выражение решения $u(t)$ через предельные функции $\Psi^{\pm}(t)$ [1, п. 4, (12)], находим искомое интегральное представление минимально фазового решения:

$$u(t) = \frac{1}{2} [\Psi^+(t) - \Psi^-(t)] = A(t) \cos \left\{ a_1 t + b_1 - \frac{(t + ic)(t + i)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)} \right\}. \quad (15)$$

При соответствующем выборе комплексных чисел a_1, b_1 аргумент косинуса совпадает с вещественной функцией $\tilde{\Phi}_0(t)$ с точностью до вещественного линейного слагаемого. В самом деле, используя полученное в [1, п. 3.4] представление функции $A^2(t)$ в виде произведения двух функций: $A^2(t) = A^+(t)A^-(t)$, рассмотрим интеграл

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^+(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^-(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)}.$$

Согласно [1, п. 3.4] функции $A^{\pm}(t_1)$ могут быть продолжены до ЦФЭТ, не имеющих нулей, соответственно, в S^+ . Учитывая эти свойства, можно вычислить приведенные выше интегралы с помощью контурного интегрирования по полукругам бесконечно большого радиуса, лежащим, соответственно, в S^{\pm} . В результате для вещественного $c > 0, c \neq 1$ получим:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^+(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)} = \frac{1}{2} 2\pi i \frac{\ln A^+(t)}{(t + ic)(t + i)};$$

$$- \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^-(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)} = 2\pi i \left\{ \frac{1}{2} \frac{\ln A^-(t)}{(t + ic)(t + i)} + \frac{1}{-i(i - c)} \left[\frac{\ln A^-(ic)}{t + ic} + \frac{\ln A^-(i)}{t + i} \right] \right\}.$$

Так как $|A^-(t)| = |A^+(t)| = A(t)$ и $\arg A^-(t) = -\arg A^+(t)$, находим

$$-i \frac{(t + ic)(t + i)}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)} =$$

$$= \arg A^-(t) - \frac{1}{1 - c} \left[(t + i) \ln A^-(ic) - (t + ic) \ln A^-(i) \right] = \Phi_0(t) + \alpha_1 t - \beta_1,$$

где α_1, β_1 – некоторые комплексные числа, зависящие от c . Объединяя это выражение с $a_1 t + b_1$ (см. (15)) и выбирая a_1, b_1 так, чтобы $\text{Im}(a_1 t + b_1) = \text{Im}(\alpha_1 t + \beta_1)$ приходим к выводу о том, что при вещественном аргументе косинуса этот аргумент с точностью до произвольного линейного слагаемого равен реальной части интегрального выражения, входящего

в (15), т.е. с точностью до произвольного линейного слагаемого имеет место равенство

$$\tilde{\Phi}_0(t) = \operatorname{Re} \left\{ -i \frac{(t+ic)(t+i)}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t_1) dt_1}{B(t_1, t, c)} \right\} = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t_1)}{(t_1-t)} \operatorname{Re} \frac{(t+ic)(t+i)}{(t_1-ic)(t_1+i)} dt_1.$$

Таким образом, справедливо следующее утверждение.

Теорема. Если правая часть уравнения (1) является квадратом допустимой амплитуды $A(t)$, то аргумент $\tilde{\Phi}_0(t)$ косинуса минимально фазового решения $u_0(t)$ с точностью до произвольного линейного слагаемого $\omega_0 t + \Phi_0$, зависящего от произвольного вещественного параметра c , может быть представлен в виде

$$\tilde{\Phi}_0(t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t_1)}{(t_1-t)} \operatorname{Re} \frac{(t+ic)(t+i)}{(t_1+ic)(t_1+i)} dt_1, \quad (16)$$

где интеграл понимается в смысле главного значения по Коши, вещественная константа $c > 0$, $c \neq 1$.

Пример. Рассмотрим упрощенный вариант сформулированной в начале работы задачи вычисления фазы $\Phi_0(t)$ по амплитуде $A(t)$ сигнала $u(t)$, создаваемого движущимся источником монохроматического излучения. Пусть $x(t) = t$, $y(t) = 1$, $z(t) = 0$, $r(t) = \sqrt{t^2 + 1}$; тогда

$$u(t) = \frac{e^{ik\sqrt{t^2+1}}}{\sqrt{t^2+1}} e^{i(\omega_0 t + \Phi_0)} = a(t) e^{i(\omega_0 t + \Phi_0)},$$

где $a(t) = \frac{e^{ik\sqrt{t^2+1}}}{\sqrt{t^2+1}} = A(t) e^{i\Phi_0(t)}$, $A(t) = \frac{1}{\sqrt{t^2+1}}$, $\Phi_0(t) = k\sqrt{t^2+1}$; $A(t)$, $\Phi_0(t)$ – амплитуда и фаза комплексного сигнала $a(t)$.

Требуется установить связь между $\Phi_0(t)$ и $A(t)$.

Так 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 (16). Однако нецелая функция $a(z)$

связана с ЦФЭТ $a_1(z_1) = \frac{e^{ikz_1}}{z_1} \sin z_1$ простым соотношением

$$a_1(\sqrt{z^2+1}) = \frac{e^{ik\sqrt{z^2+1}}}{\sqrt{z^2+1}} \sin \sqrt{z^2+1} = a(z) \sin \sqrt{z^2+1},$$

откуда на вещественной оси получаем комплексное равенство

$$a_1(\sqrt{t^2+1}) = a(t) \sin \sqrt{t^2+1}, \quad (17)$$

из которого находим вещественные выражения:

$$A_1(t_1) = A(t) \left| \sin \sqrt{t^2+1} \right|; \quad \Phi_1(t_1) = \Phi_0(t) + \sigma(t). \quad (18)$$

$$A_1(t_1) = |a_1(t_1)|, \quad \Phi_1(t_1) = \arg a_1(t_1), \quad \sigma(t) = \arg \sin \sqrt{t^2+1}, \quad (19)$$

$$t_1 = \sqrt{t^2+1}, \quad t_1 = \sqrt{2} \text{ при } t = 1. \quad (20)$$

Так как ЦФЭТ $a_1(t_1)$ имеет финитный спектр, к ней применима доказанная теорема и фаза $\Phi_1(t_1)$ будет связана с амплитудой $A_1(t_1)$ интегральным соотношением (16):

$$\Phi_1(t_1) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln A_1^2(\tau_1) \tilde{h}(\tau_1, t_1) d\tau_1, \quad (21)$$

где $\tilde{h}(\tau_1, t_1) = \frac{1}{\tau - t_1} \operatorname{Re} \frac{(t_1 + ic)(t_1 + i)}{(\tau_1 + ic)(\tau_1 + i)}$.

Подстановками (17)-(20) из него получаем выражение $\Phi(t)$ через $A(t)$.

В данном простом случае с помощью факторизации ЦФЭТ $A_1^2(t_1)$ возможна непосредственная проверка достоверности равенства (21). В самом деле, строим сопряженную для $a_1(z_1)$ функцию: $\bar{a}_1(z_1) = a_1^*(z^*) = \frac{e^{-ikz_1}}{z_1} \sin z_1$.

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 (21) он представляется в виде суммы двух интегралов $I_1 = I_1^+ + I_1^-$, где

$$I_1^+ = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln a_1(\tau_1) \tilde{h}(\tau_1, t_1) d\tau_1, \quad I_1^- = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \bar{a}_1(\tau_1) \tilde{h}(\tau_1, t_1) d\tau_1.$$

Вычисление интеграла I_1^+ производится с помощью полукруга бесконечно большого радиуса, охватывающего 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 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.

Убедившись таким способом в достоверности равенства (21), выполним в нем замену переменной интегрирования τ_1 на τ по формуле

$$\tau_1 = \sqrt{\tau^2 + 1}, \quad \tau_1 = \sqrt{2} \quad \text{при } \tau = 1$$

В плоскости τ на мнимой оси проводим разрез l , соединяющий точки $\pm i$ и проходящий через точку $\tau = 0$. Выполняя эту замену, интеграл (21) можно представлять суммой $I_1 = I_1^+ + I_1^-$ и использовать те же контуры интегрирования для I_1^+ и I_1^- . При этом для I_1^+ вещественная ось $R_1 = R_1^- \cup R_1^+$ плоскости τ 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 полуразреза $l/2$. c_0^+ - окружность бесконечно малого радиуса, охватывающая точку ветвления i . Для I_1^- вещественная ось R_1 переходит в $L = R^- \cup a^- \cup R^+$,

где $a^- = I_n^- \cup c_0^- \cup I_n^-$. В связи с тем, что вещественный контур интегрирования R для I_1^- (I_1^-) переходит в комплексный L^- (L^-) для I_1^+ (I_1^+), вещественный интеграл I_1^+ (I_1^+) в общем случае может переходить в комплексный I_1^+ (I_1^+), но так, что сумма $I_1^+ + I_1^- = I_1$ остается вещественной. Пусть $I_1^+ = \text{Re } I_1^+ + i \text{Im } I_1^+$, $I_1^- = \text{Re } I_1^- + i \text{Im } I_1^-$; тогда $I_1 = I_1^+ + I_1^- = \text{Re } I_1^+ + \text{Re } I_1^-$.

Так как $\text{Re } I_1^+ = I_{R^+}^+ + \text{Re } I_{\sigma^+}^- + I_{R^+}^- = I_{R^+}^+ + \text{Re } I_{\sigma^+}^-$, $\text{Re } I_1^- = I_{R^-}^- + \text{Re } I_{\sigma^-}^+ + I_{R^-}^+ = I_{R^-}^- + \text{Re } I_{\sigma^-}^+$, то $I_1 = \text{Re } I_1^+ + \text{Re } I_1^- = I_{R^+}^+ + \text{Re } I_{\sigma^+}^- + I_{R^-}^- + \text{Re } I_{\sigma^-}^+ = (I_{R^+}^+ + I_{R^-}^-) + \text{Re } I_{\sigma^+}^- + \text{Re } I_{\sigma^-}^+ = I + (\text{Re } I_{\sigma^+}^- + \text{Re } I_{\sigma^-}^+)$.

Непосредственное вычисление интегралов $I_{\sigma^+}^- \cdot I_{\sigma^-}^+$ показывает, что $\text{Re } I_{\sigma^+}^- + \text{Re } I_{\sigma^-}^+ = 0$; при этом $I_{\sigma^+}^-$ вычисляется по дугам I_n^+, c_0^+, I_n^+ , а $I_{\sigma^-}^+$ – по дугам I_n^-, c_0^-, I_n^- (интегралы по c_0^\pm равны нулю). Следовательно, $I_1(t_1) = I + \text{Re } I_{\sigma^+}^- + \text{Re } I_{\sigma^-}^+ = I(t)$, где интеграл $I(t)$ получается из $I_1(t_1)$ вещественными заменами $t_1 = t_1(t) = \sqrt{t^2 + 1}$, $\tau_1 = \tau_1(\tau) = \sqrt{\tau^2 + 1}$. Таким образом,

$$\Phi_0(t) = -\sigma(t) + I_1(t_1) = -\sigma(t) + I(t) = -\sigma(t) - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \ln [A^2(\tau) \sin^2 \tau] \tilde{h}_1(\tau, t_1) \frac{\tau d\tau}{\tau_1}.$$

Приложение

Проверка сходимости интеграла

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(x) dx}{(x^2 + 1)(x + ic)}, \quad c > 0. \quad (\text{П.1})$$

Множество нулей функции $A^2(z)$ разбиваем на 4 подмножества: $\{z_m^-\} \cup \{z_m^-\} \cup \{x_m^+\} \cup \{x_m^+\}$, где $z_m^\pm, x_m^\pm = x_n \pm i^* 0 \in C^\pm$ и каждый нуль повгоряется столько раз, какова его кратность. Эти подмножества определяют канонические произведения $f^\pm(z), f_0^\pm(z)$, используя которые записываем $A^2(z)$ в виде

$$A^2(z) = e^{c-z} z^{-2} f_0^+(z) f^+(z) f_0^-(z) f^-(z). \quad (\text{П.2})$$

Функции $f^\pm(z), f_0^\pm(z)$ не имеют нулей в C^\pm по построению, поэтому однозначно определены функции $\ln f^\pm = f_1 \pm i f_2, \ln f_0^\pm = f_{01} \pm i f_{02}$, где

$$f_1(z) = \sum \left[\ln \left| 1 - \frac{z}{z_m^-} \right| + \kappa \text{Re} \frac{z}{z_m^-} \right], \quad f_2(z) = \sum_m \left[\arg \left(1 - \frac{z}{z_m^-} \right) + \kappa \text{Im} \frac{z}{z_m^-} \right],$$

$$f_{01}(z) = \sum_n \left[\ln \left| 1 - \frac{z}{x_n - i0} \right| + \kappa \text{Re} \frac{z}{x_n - i0} \right], \quad f_{02}(z) = \sum_n \left[\arg \left(1 - \frac{z}{x_n - i0} \right) + \kappa \text{Im} \frac{z}{x_n - i0} \right]$$

– вещественные функции. Рассматривая выражение (П.2) на вещественной оси и логарифмируя его, получим

$$\ln A^2(x) = ax + b + s \ln x^2 + [\ln f^+(x) + \ln f^-(x)] + [\ln f_0^+(x) + \ln f_0^-(x)]. \quad (\text{П.3})$$

Подставляя разложение (П.3) в (П.1), представим интеграл (П.1) в виде 6 интегралов:

$$I = I_1 + I_2 + I_3^+ + I_3^- + I_4^+ + I_4^-.$$

где

$$I_1 = \int \frac{ax + b}{w(x)} dx; \quad I_2 = \int \frac{\ln x^2}{w(x)} dx; \quad I_3^\pm = \int \frac{\ln f^\pm(x)}{w(x)} dx; \quad I_4^\pm = \int \frac{\ln f_0^\pm(x)}{w(x)} dx; \quad w(x) = (x^2 + 1)(x + ic).$$

Сходимость интегралов I_1, I_2 от элементарных функций очевидна. Для проверки сходимости интеграла I_3^+ представим его в виде

$$I_3^+ = \int \frac{\ln f^+}{w} dx = \int \frac{f_1 + if_2}{w} dx = \sum_m \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln(1 - \frac{x}{z_m}) + \kappa \frac{x}{z_m}}{(x^2 + 1)(x + ic)} dx.$$

Вычисляя внутренний интеграл с помощью контурного интегрирования по верхнему полукругу радиуса $R \rightarrow \infty$ и предполагая, что $c > 0$, будем иметь $I_3^+ = \frac{\pi \ln f^+(i)}{i(1+c)}$. Аналогично получаем оценки $|I_3^-|, |I_4^-| < \infty$ при любом $c \neq 0$.

Заключение

В результате применения основной леммы Привалова получено интегральное представление амплитудно-фазовых соотношений в достаточно широком для практических приложений функциональном пространстве всех сигналов с финитным спектром. Это интегральное представление заменяет трудно выполнимую операцию вычисления фазы через амплитуду с помощью бесконечного числа нулей ЦФЭТ $A^2(z)$ вычислением сингулярного интеграла с логарифмическими особенностями.

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. Данциук И. И. Нерегулярные граничные задачи на плоскости. М.: Наука, 1975. 296 с. 3. Гахов Ф. Д. Краевые задачи. М.: Наука, 1977. 640 с.

*Харьковский национальный
экономический университет*

Поступила в редакцию 05.08.2007

СИНХРОНИЗИРОВАННЫЙ АВТОГЕНЕРАТОР С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ ВТОРОГО РОДА

Введение

Явление синхронизации автоколебательных систем представляет значительный теоретический интерес и имеет важное практическое значение. Этот специфический режим работы, помимо генерирования, наделяет их способностью выполнять большое количество других операций, используемых на практике. Синхронизированные автогенераторы и их системы осуществляют стабилизацию частоты, ее умножение и деление, производят усиление и демодуляцию АМ, ЧМ и ФМ сигналов, фазовую коррекцию, нелинейную фильтрацию, дают возможность получать радиоимпульсы с фазовой когерентностью, входят в состав синхронных радиоприемных устройств и т.д.

В информационно-измерительной технике синхронизированные автогенераторы находят применение в качестве основных элементов фазогенераторных преобразователей, которые обладают чувствительностью на два порядка большей чувствительности резонансного и мостового методов. Функциональные преобразователи на основе синхронизированных автогенераторов гармонических колебаний обладают рядом существенных преимуществ перед другими видами преобразователей, часто являются наиболее эффективными, а иногда и единственными, обеспечивающими требуемые характеристики.

Использовались синхронизированные автогенераторы и в несколько ином качестве при анализе гидродинамических, химических и биологических аналогов, где служили средством для решения общефизических задач теории неравновесных сред. Введение фазовой обратной связи (ФОС) позволило существенно расширить функциональные возможности как отдельных автоколебательных элементов, так и вышеуказанных систем в целом [1, 2] поскольку привело не только к улучшению известных характеристик, но и к появлению новых свойств.

Цель статьи – исследование влияния отрицательной фазовой обратной связи второго рода на характеристики синхронизированного на основном тоне автогенератора.

Формирование отрицательной фазовой обратной связи второго рода

Допустим, что исходный сигнал синхронизации и сигнал обратной связи, т.е. сигнал синхронизированного автогенератора, описываются выражениями $u_c = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c)$ и $u_0 = A_0 \cos(\omega_c t + \varphi)$. Тогда функциональная схема одного из возможных устройств, реализующих процесс формирования данной фазовой обратной связи, может быть представлена в виде, рис. 1 (1 – устройство возведения в квадрат; 2 – разделительная цепь; 3 – умножитель; 4 – фильтр).

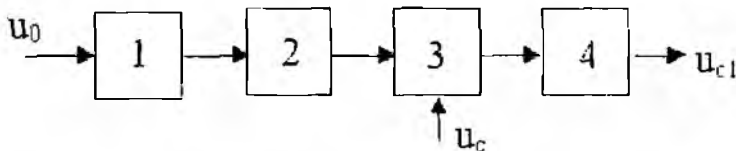


Рис. 1

В данном случае сигнал обратной связи возводится в квадрат в блоке 1 с последующим устранением постоянной составляющей разделительной цепью 2. Оставшаяся вторая гармоническая составляющая перемножается с исходным сигналом синхронизации в умножителе 3. В результате выполнения этой операции получаем две гармонические составляющие

$$1/2 A_0^2 \cos(2\omega_c t + 2\varphi) A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) = 1/4 A_0^2 A_c [\cos(3\omega_c t + 2\varphi + \varphi_c) + \cos(\omega_c t + 2\varphi - \varphi_c)].$$

Третья гармоника подлежит устранению фильтром 4, а первая гармоническая составляющая этого произведения и есть непосредственный сигнал синхронизации, сформированный на первом цикле. Его можно представить следующим образом $u_{c1} = A_1 \cos(\omega_c t + \varphi_{c1})$, где

$\psi_{cl} = 2\varphi - \varphi_c$. Для усиления влияния обратной связи эту процедуру следует повторить. В итоге получаем обратную связь более высокого порядка.

Возводить в квадрат следует сигнал синхронизации, полученный на предыдущем цикле, и переменную составляющую результата перемножить с сигналом обратной связи. Первая гармоника этого произведения и будет непосредственным сигналом синхронизации. В общем виде фаза непосредственного сигнала синхронизации описывается выражением $\psi_{cl} = (2^{l-1} + 1)\varphi - 2^{l-1}\varphi_c$, где l – количество циклов формирования фазовой обратной связи.

Математическая модель синхронизированного автогенератора с ФОС

Рассмотрим, для определенности, одноконтурный автогенератор с трансформаторной обратной связью. Результаты, как известно, 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 $i_c = I_c \cos(\omega_c t + \psi_{cl})$, в данном случае в виде тока, подается в контур. Тогда одноконтурный автогенератор синхронизированный на основном тоне описывается уравнением

$$\frac{d^2 u}{d\tau^2} - \varepsilon(1 - 2\beta u - 3\gamma u^2 - 4\delta u^3) \frac{du}{d\tau} + u = k_{nc} R \delta_k \frac{di_c}{d\tau},$$

где $\varepsilon = \delta_k \alpha$ – малый параметр; $\tau = \omega_c t$ – безразмерное время; $\alpha = (k_{nc} R \alpha_0 - 1) > 0$; $\beta = \beta_0 / \alpha_0$; $\gamma = \gamma_0 / \alpha_0$; $\delta = \delta_0 / \alpha_0$; $\delta_0 = a_4$; $\alpha_0 = a_1 + 2a_2 u_0 + 3a_3 u_0^2 + 4a_4 u_0^3$; $\beta_0 = a_2 + 3a_3 u_0 + 6a_4 u_0^2$; $\gamma_0 = a_3 + 4a_4 u_0$; $\alpha_0 = -\alpha_0 + 1/(kR)$; $\delta_k = 1/Q$; ω_0, R, Q – резонансная частота контура автогенератора, его сопротивление и добротность, k_{nc} – модуль коэффициента положительной обратной связи.

Учитывая высокую добротность контура, считаем амплитуду и фазу колебаний медленно меняющимися функциями времени. Пусть также $|d\psi_{cl}/d\tau| \ll 1$. Решение указанного уравнения, как известно, может быть найдено в виде $u = A \cos(\omega_c t + \varphi)$. Далее, используя метод усреднения, приходим к укороченным уравнениям, представляющим амплитуду и фазу колебаний

$$\frac{dy}{d\tau} + \frac{\varepsilon}{2}(y^3 - y) = \frac{\varepsilon B}{2\alpha} \cos \theta, \quad \frac{d\theta}{d\tau} + \frac{\varepsilon B}{2\alpha y} \sin \theta = - \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right) - \frac{d\psi_{cl}}{d\tau}, \quad (1)$$

где $\theta = \varphi - \psi_{cl}$ – сдвиг фазы; $y = A/A_0$ – безразмерная амплитуда колебаний; $B = I_c/I_0$; $I_0 = A_0/(Rk_{nc})$; $A_0 = \sqrt{4\alpha_0/(3\gamma_0)}$ и A – амплитуды колебаний автогенератора в автономном режиме и в режиме синхронизации; $(\Delta\omega/\omega_0) = (\omega_c - \omega_0)/\omega_0$.

В случае отрицательной фазовой обратной связи второго рода сдвиг фазы колебаний синхронизированного автогенератора относительно исходного сигнала синхронизации может быть представлен в виде $\theta = -2^{l-1}(\varphi - \varphi_c) = -k\theta^0$, где множитель k отражает глубину обратной связи и принимает целые положительные значения. Тогда укороченные уравнения (1) могут быть записаны следующим образом

$$\frac{dy}{d\tau} + \frac{\varepsilon}{2}(y^3 - 1)y = \frac{\varepsilon B}{2\alpha} \cos(k\theta^0), \quad \frac{d\theta^0}{d\tau} - \frac{\varepsilon B}{2\alpha y} \sin(k\theta^0) = - \frac{\Delta\omega}{\omega_0} - \frac{d\varphi_c}{d\tau}. \quad (2)$$

Эти уравнения и являются математической моделью синхронизированного автогенератора с отрицательной фазовой обратной связью второго рода.

Устойчивость колебаний в синхронизированном автогенераторе

Исследование устойчивости проведем первым методом Ляпунова, с помощью линеаризованных уравнений, полученных из системы (2) и описывающих малые возмущения безразмерной амплитуды δy и фазы $\delta \varphi$ колебаний. $\frac{d(\delta y)}{d\tau} = a\delta y + b\delta \varphi$, $\frac{d(\delta \varphi)}{d\tau} = c\delta y + d\delta \varphi$,

$$\text{где } a = -\frac{\varepsilon}{2}(3y^2 - 1), \quad b = -\frac{\varepsilon B}{2\alpha} k \sin(k\theta^0), \quad c = -\frac{\varepsilon B}{2y^2\alpha} \sin(k\theta^0), \quad d = \frac{\varepsilon B}{2y\alpha} k \cos(k\theta^0).$$

Характеристическое уравнение имеет вид $\lambda^2 - (a+d)\lambda + ad - bc = 0$, откуда следуют условия устойчивости колебаний $-(a+d) > 0$ и $ad - bc > 0$. Подставляя выражения для коэффициентов в первое неравенство, имеем $\cos(k\theta^0) < (3y^2 - 1)y / (Bk/\alpha)$. Если правая часть этого неравенства является величиной большей единицы, то данное неравенство выполняется при любых значениях аргумента тригонометрической функции. Это будет иметь место когда $k < (3y^2 - 1) / [B/(\alpha y)]$. При малых сигналах синхронизации B/α гораздо меньше единицы, а величина безразмерной амплитуды y близка к единице. Следовательно параметр k может принимать довольно большие значения.

Второе неравенство, после подстановки выражений для входящих в него коэффициентов и последующего преобразования, записывается в удобной для анализа форме $\cos(k\theta^0) < -B[\sin(k\theta^0)]^2 / [\alpha y(3y^2 - 1)]$. Учитывая ранее указанные величины параметров, легко видеть, что абсолютная величина правой части приведенного выражения значительно меньше единицы, при любых значениях функции $[\sin(k\theta^0)]^2$. Следовательно, и сдвиг фазы, при котором это неравенство справедливо, можно с довольно малой погрешностью представить в виде $\pi/2 \leq k\theta^0 \leq 3/2\pi$. Сравнивая диапазоны фазового сдвига, в которых выполняются оба указанные неравенства, легко заметить, что общим является диапазон $\pi/2 \leq k\theta^0 \leq 3/2\pi$. Колебания синхронизированного автогенератора с такими фазовыми сдвигами относительно непосредственного сигнала синхронизации и будут устойчивыми. Сдвиг фазы колебаний автогенератора относительно внешнего сигнала синхронизации будет меняться в пределах $(\pi/2)/k \leq \theta^0 \leq (3/2\pi)/k$. Поскольку параметр k принимает целые положительные значения, то легко видеть, что данный вид фазовой обратной связи при $k \neq 1$ не только уменьшает диапазон фазовых сдвигов устойчивых колебаний, зависящих от расстройки и тем больше чем больше порядок фазовой обратной связи, но и приводит к появлению фиксированной составляющей π/k .

Исследование математической модели

Для исследования укороченных уравнений (2) предварительно произведем в них замену переменной $\theta^0 = \pi/k + \theta^1$. Изменения сдвига фазы θ^1 , соответствующие устойчивым колебаниям, находятся в пределах $-(\pi/2)/k < \theta^1 < (\pi/2)/k$. Тогда получаем

$$\frac{dy}{d\tau} + \frac{\varepsilon}{2}(y^2 - 1)y = -\frac{\varepsilon B}{2\alpha} \cos(k\theta^1), \quad \frac{d\theta^1}{d\tau} + \frac{\varepsilon B}{2y\alpha} \sin(k\theta^1) = -\frac{\Delta\omega}{\omega_0} - \frac{d\varphi_c}{d\tau}, \quad (3)$$

Преобразуем эту систему к иному виду, с учетом замены переменной, и того факта, что производной безразмерной амплитуды колебаний, согласно [1, 5], можно пренебречь.

$$y^3 - y = \frac{B}{\alpha} \cos(k\theta^0), \quad \theta^0 = \frac{\pi}{k} + \frac{1}{k} \arcsin\left[-\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_{\text{н}} y\right],$$

где $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)_{\text{н}} = \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0} + \frac{d\theta^1}{d\tau} + \frac{d\varphi_c}{d\tau}\right) \frac{2\alpha}{\varepsilon B}$ эквивалентная нормированная расстройка. В данном

случае $-1 \leq (\frac{\Delta\omega}{\omega_0})_{\text{н}} \leq 1$, а $-\frac{\pi}{2} \leq \arcsin[-(\frac{\Delta\omega}{\omega_0})_{\text{н}}] \leq \frac{\pi}{2}$.

В графическом виде зависимость для сдвига фазы колебаний автогенератора без ФОС и при фазовой обратной связи различного порядка представлена на рис. 2.

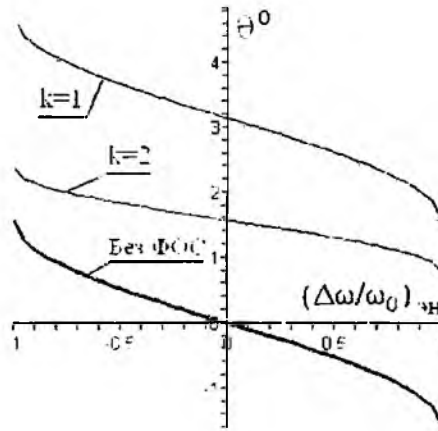


Рис. 2

Легко видеть, что отрицательная фазовая обратная связь второго рода существенно влияет на сдвиг фазы колебаний синхронизированного автогенератора и, как нетрудно заметить не меняет полосы синхронизации.

Далее рассмотрим влияние ФОС на динамические характеристики. Полученная система (3) является системой нелинейных дифференциальных уравнений, решать которую целесообразно аналитическим методом. Для этой цели подходит метод линейной аппроксимации, представленный, например, в [1]. Поскольку с практической точки зрения интерес представляет только сдвиг фазы колебаний, то и аппроксимацию укороченных уравнений линейным дифференциальным уравнением с постоянными коэффициентами будем производить по этому параметру.

Тогда линейное дифференциальное уравнение с постоянными коэффициентами, аппроксимирующее укороченные уравнения (3) по сдвигу фазы, имеет вид

$$\frac{d\theta^1}{d\tau} + \xi(1 - \Delta_s)k\theta^1 = -\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) - \frac{d\varphi_c}{d\tau},$$

где $\xi = (\epsilon B)/(2\alpha y_0)$, y_0 – амплитуда стационарных колебаний при $\Delta\omega/\omega_0 = 0$.

При начальных условиях $\theta^1_{(0)} = 0$, $\varphi_c = const$ и $\Delta\omega/\omega_0 = const$ решением этого уравнения является выражение $\theta^1_{(\tau)} = -\frac{\Delta\omega/\omega_0}{\xi k(1 - \Delta_s)}(1 - \exp(-(1 - \Delta_s)k\xi\tau))$ а сдвиг фазы колебаний синхронизированного автогенератора относительно внешнего (исходного) сигнала синхронизации описывается соотношением

$$\theta^0_{(\tau)} = \pi/k - \frac{\Delta\omega/\omega_0}{\xi k(1 - \Delta_s)}(1 - \exp(-(1 - \Delta_s)k\xi\tau)).$$

Сдвиг фазы колебаний синхронизированного автогенератора без обратной связи представим выражением

$$\theta^0_{(\tau)} = -\frac{\Delta\omega/\omega_0}{\xi(1 - \Delta_s)}(1 - \exp(-(1 - \Delta_s)\xi\tau)).$$

Анализ полученных результатов показывает, что отрицательная фазовая обратная связь второго рода первого порядка ($k = 1$) не влияет на длительность переходного процесса и величину составляющей фазового сдвига, зависящей от частотной расстройки. Эти параметры остаются такими же, как и в случае синхронизированного автогенератора без фазовой обратной

связи. Наличие ФОС приводит только к появлению фиксированного сдвига фазы на π , т.е. колебания автогенератора с фазовой обратной связью в находятся в противофазе по отношению к внешнему сигналу синхронизации при отсутствии частотной расстройки.

При $k > 1$ длительность переходного процесса уменьшается, уменьшается и фиксированная составляющая фазового сдвига, равная π/k и диапазон значений сдвигов фазы.

Заключение

Рассмотрено влияние отрицательной фазовой обратной связи второго рода на характеристики синхронизированного на основном тоне одноконтурного автогенератора. Разработана математическая модель в виде нелинейных укороченных дифференциальных уравнений, которая исследована методом линейной аппроксимации. Показано, что данный вид фазовой обратной связи существенно влияет на функционирование автоколебательной системы. Полученные результаты предназначены для разработки и моделирования функциональных преобразователей на базе синхронизированных автогенераторов, но могут быть использованы также при создании радиоэлектронных устройств различного назначения.

Список литературы: 1. *Rapin V. Synchronized oscillators with the phase negative feedback // IEEE Transactions on Circuits and Systems. CAS-49. 2002. № 8. P. 1242-1245.* 2. *On the phase feedback in the synchronized oscillators // 2nd IEEE International Conference on Circuits and Systems for Communications. June 30 –July 2, 2004. Moscow. Russia.* 3. *Рапин В. Синхронизированный LC-авто-генератор с обратной связью // Радиотехника. 2003. №9. С. 43-46.* 4. *Рапин В. Фазовая обратная связь в неавтономных системах синхронизированных автогенераторов // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2003. №1. С. 63-69.* 5. *В. Рапин. Адаптация метода линейной аппроксимации для исследования синхронизированных автогенераторов // Электросвязь. 2004. № 12. С. 38-40.*

Украинская инженерно-педагогическая академия

Поступила в редколлегию 06.08.2007

ФАЗОВЫЙ КОНТУР ПЕРВОГО ПОРЯДКА

Введение

Основное применение фазового контура – это корректировка амплитудных и фазовых искажений передаваемого сигнала в системах связи и управления технологическими процессами. Как правило, используют отдельную корректировку, которая оказывается проще [1], чем корректировка всех видов искажений. Кроме того, наблюдается другая сторона, например, при передаче речевых сигналов существует необходимость в корректировке амплитудных искажений, так как фазовые искажения слабо влияют на разборчивость речи. При передаче сигналов телевидения, фототелеграфии или сигналов управления фазовые искажения более существенно сказываются на качестве передачи. Второй порядок контура определяет наличие в одной или нескольких ветвях цепи одновременно всех трех электрических параметров: R , L и C . Мы рассматриваем случай с RL и RC .

Базовой схемой для построения фазовых корректоров принято считать, так называемый скрещенный четырехполюсник (X – схема): фазовые контуры нулевого затухания и ненулевого затухания (схемы Дарлингтона и Ватанабе). При использовании фазовых контуров нулевого затухания за основу при синтезе принимают идеализированные элементы, что не является удобным ни с позиций реализации цепи ни с позиций получения нужных корректирующих характеристик.

Постановка задачи

Цель работы – найти способ синтеза реального фазового контура на основе RLC -цепей с определением всех параметров схемы, включая входное и выходное сопротивления. Кроме того, ставится задача поиска оптимальных условий передачи входного сигнала. Для этого предполагается использование законов согласования базовых элементов фазового контура.

Анализ литературы

Фазовые контуры первого порядка описаны в обширной технической и учебной литературе [1 – 5]. За основу приняты стандартные мостовые схемы, преобразованные в скрещенные с целью приведения цепи к варианту, удобному для применения теории четырехполюсника, которая считалась наиболее приемлемой для анализа. Учет сопротивлений источника и нагрузки производится отдельно от анализа передаточного звена. При этом матрица столбец выходных напряжений получается в виде

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.5 \\ 0.25 - 0.25j \\ 0.25 + 0.25j \end{bmatrix}, \quad (1)$$

что требует каскадного соединения двух фазовращателей для получения АЧХ, равной 1, или увеличения источника питания до 2 В.

Приведенный результат нами получен при следующих параметрах X – схемы (рис. 1, а):

$$\underline{Z}_{12} = \underline{Z}_3 = 0.3 + 30j \text{ Ом}; \quad \underline{Z}_2 = \underline{Z}_{41} = 0.3 - 30j \text{ Ом}; \quad \underline{Z}_r = \underline{Z}_n = 30 \text{ Ом}.$$

При этом в схему (рис. 1, б) сопротивления переходят под другими индексами при сохранении соответствующих узлов. Адекватность схем обеспечена, однако переход к новым обозначениям вызван новой методикой анализа, которая позволяет проводить полный анализ схемы традиционными методами. Заметим, что используемая в литературе идеализация не дает возможности применить теорию электрических цепей в виде метода контурных токов (МКТ) или метода узловых напряжений (МУН) – определители получают нулевые значения. Другими словами, мы немного подправили X -схему, введя элементы с добротностью 100

(это предельный вариант для катушек индуктивности) и выполнили общую рекомендацию по величине активных сопротивлений ветвей источника и нагрузки. При желании специалисты могут реализовать результат построения АЧХ и ФЧХ этой схемы по методике, изложенной ниже. Здесь же достаточно подчеркнуть, что: $U_H = U_2 - U_3 = j0,5 \text{ В}$ и что вращение фазы возможно. Приведем также выражение для передаточной функции по напряжению в зависимости от частоты, полученное нами для этого случая:

$$H_{23}(\omega) = \frac{1 + \omega^2}{2 \cdot (1 - \omega^2 + j \cdot 2 \cdot \omega)}, \quad (2)$$

где $\omega = \omega / \omega_0$ – относительная частота. Это выражение передаточной характеристики по напряжению учитывает всю гамму параметров контура и существенно отличается от описания в цитируемой выше литературе. При желании АЧХ и ФЧХ этой функции легко построить или в Mathcad или в Matlab, что и реализовано ниже.

Здесь приведем матрицы коэффициентов передачи по току и по напряжению, используемые в расчетах МУН и МКТ [6, 7].

$$\begin{pmatrix} 1 & -T_{12} & -T_{13} \\ -T_{21} & 1 & -T_{23} \\ -T_{31} & -T_{32} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -0.0098 + 0.9803j & -0.0098 - 0.9803j \\ -0.0098 + 0.9803j & 1 & -0.9804 \\ -0.0098 - 0.9803j & -0.9804 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} 1 & -H_{12} & -H_{13} \\ -H_{21} & 1 & -H_{23} \\ -H_{31} & -H_{32} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -0.0098 - 0.9803j & -0.0098 + 0.9803j \\ -0.0098 - 0.9803j & 1 & -0.9804 \\ -0.0098 + 0.9803j & -0.9804 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Можно видеть, что коэффициенты в матрицах комплексно сопряжены и довольно равномерно распределены по параметрам цепи, что и обеспечивает независимость модуля от частоты. Однако определители этих матриц, хотя и равны по величине, но составляют всего лишь 0,0761.

Реализация задачи

Предложен другой вариант решения этой задачи. Поводом к этому послужила структура схемы, относимая нами к классу самодуальных схемных решений [3]. И так как вариант включает звезду сопротивлений и треугольник, мы решили их объединить общей схемой в виде эквивалентных по входу структур, что и обеспечило нужное согласование.

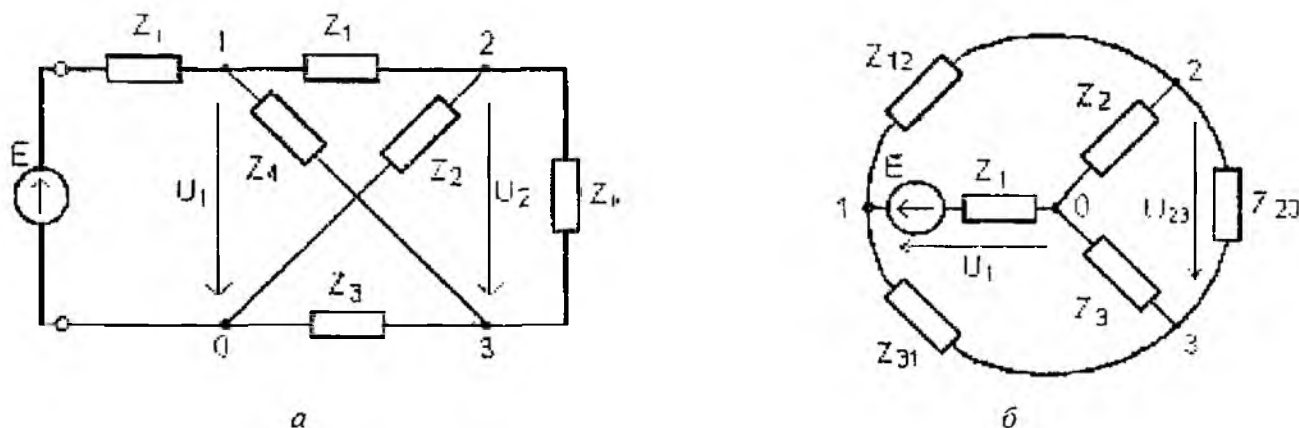


Рис. 1

Рассмотрим вариант решения задачи при заданных параметрах многоугольника: $Z_{12} = 30 + j30 \text{ Ом}$; $Z_{23} = 300 \text{ кОм}$; $Z_{31} = 30 - j30 \text{ Ом}$. $E = 1 \text{ В}$. При этом определитель много-

угольника $\Delta_{m3} \cong 1800 \text{ Ом} \cdot 2$ [6, 7]. Тогда в соответствии с законом эквивалентных структур $Z_1 = \Delta_{m3} / Z_{23} = 0.006 \text{ Ом}$; $Z_2 = \Delta_{m3} / \bar{Z}_{31} = 30 + j \cdot 30 \text{ Ом}$; $Z_3 = \Delta_{m3} / \bar{Z}_{12} = 30 - j \cdot 30 \text{ Ом}$. Здесь следует обратить внимание на использование сопряженных значений сопротивлений внешнего контура при определении сопротивлений звезды. В противном случае получим схему моста, а не фильтра. Преобразование треугольника в звезду или обратно – задача тривиальная, каким бы методом она не решалась: по формулам Кеннели или нашим. определитель звезды равен определителю треугольника. На этом синтез параметров фазовращателя завершен. Если принять, что базовая частота фазовращателя $f_0 = 5000 \text{ Гц}$, то величины C и L также определимы.

Ниже приведен анализ схемы (рис. 1, б) на основной частоте. Здесь представляет интерес сравнение матриц сопротивлений и проводимостей уравнений, составленных на основе методов контурных токов и узловых напряжений, а также матрицы, аналогичные приведенным ранее для классической схемы.

$$\begin{pmatrix} Y_{11} & -Y_{12} & -Y_{31} \\ -Y_{12} & Y_{22} & -Y_{23} \\ -Y_{31} & -Y_{23} & Y_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 166.73 & -0.017 + 0.017j & -0.017 - 0.017j \\ -0.017 + 0.017j & 0.033 + 3.333j \cdot 10^{-6} & -3.333 \cdot 10^{-6} \\ -0.017 - 0.017j & -3.333 \cdot 10^{-6} & 0.033 - 3.333j \cdot 10^{-6} \end{pmatrix};$$

$$\begin{pmatrix} Z_{11} & -Z_3 & -Z_2 \\ -Z_3 & Z_{22} & -Z_1 \\ -Z_2 & -Z_1 & Z_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3.00 \cdot 10^5 & -30.00 - 30.00j & -30.00 + 30.00j \\ -30.00 - 30.00j & 60 - 6.00j \cdot 10^{-3} & -6.00 \cdot 10^{-3} \\ -30.00 + 30.00j & -3.333 \cdot 10^{-6} & 60 + 6.00j \cdot 10^{-3} \end{pmatrix}; \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} 1 & -T_{12} & -T_{13} \\ -T_{21} & 1 & -T_{23} \\ -T_{31} & -T_{32} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -0.0001 + 0.0001j & -0.0001 - 0.0001j \\ -0.5 + 0.5j & 1 & -0.0001 + 0j \\ -0.5 - 0.5j & -0.0001 - 0j & 1 \end{pmatrix};$$

$$\begin{pmatrix} 1 & -H_{12} & -H_{13} \\ -H_{21} & 1 & -H_{23} \\ -H_{31} & -H_{32} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -0.0001 - 0.0001j & -0.0001 + 0.0001j \\ -0.5 - 0.5j & 1 & -0.0001 - 0j \\ -0.5 + 0.5j & -0.0001 + 0j & 1 \end{pmatrix}; \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0.5 - 0.5j \\ 0.5 + 0.5j \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Матрицы (5) получают путем деления строк матриц (4) на собственную проводимость узла (собственное сопротивление контура). Отметим, что определители матриц (5) равны между собой и численно представлены единицей, однако коэффициенты в них численно представлены комплексно сопряженными числами. Выходные напряжения ровно в два раза выше, чем в классическом варианте фазовращателя и представлены уравнением (6).

Можно видеть, что в формировании выходного напряжения основное значение имеют коэффициенты передачи по току T_{21} и T_{31} в МУН, также как коэффициенты передачи по напряжению в МКТ H_{21} и H_{31} . Это обстоятельство и определяет разницу в формировании амплитуды двух фазовращателей. Что касается фазы, то они полностью равноценны. Нам кажется, что это и есть удачный вариант согласования цепи и по току и по напряжению.

Выражение для передаточной функции по напряжению в зависимости от частоты, полученное нами для этого случая запишем в виде (7):

$$u_{23}(\omega) = \frac{1 - \omega^4 + j \cdot \omega \cdot 2 \cdot (1 + \omega^2)}{1 + \omega^4 - 6 \cdot \omega^2 - j \cdot 4 \cdot \omega \cdot (\omega^2 - 1)}. \quad (7)$$

На рис. 2 приведена реализация передаточных характеристик двух сравниваемых фазовращателей.

Здесь представляется интересным обсуждение исходного выражения $u_{23}(p)$, из которого получено выражение (7) в зависимости от частоты. Приведем его без доказательства:

$$u_{23}(p) = \frac{-p^4 - 2p^3 + 2p + 1}{p^4 + 4p^3 + 6p^2 + 4p + 1}.$$

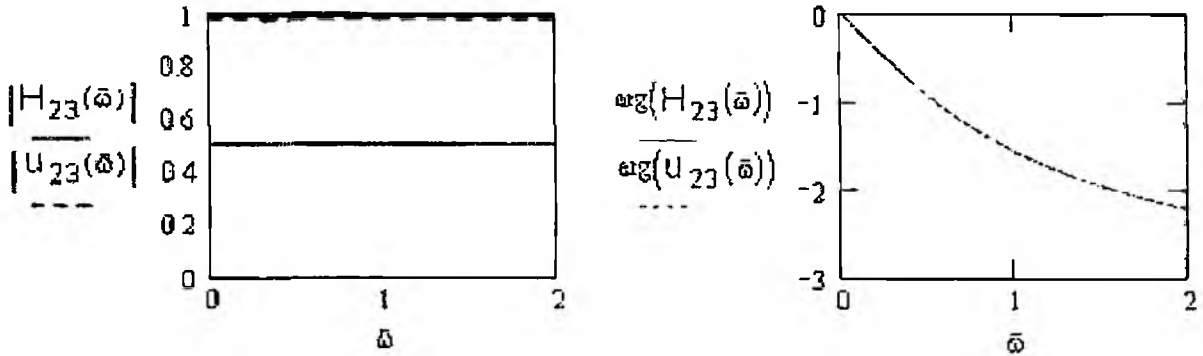


Рис. 2

Такую передаточную функцию в соответствии с методологией синтеза в технической литературе даже не принято обсуждать – коэффициенты при p^4 и p^3 содержат отрицательный знак. Тем не менее, имеем прецедент – передаточная функция по напряжению получена для конкретной цели и проверена другими путями. Например, прямое решение в пакете Mathcad по методу Крамера (8) (рис. 3):

$$\underline{U}_{23}(\omega) = \begin{bmatrix} z_{11}(\omega) & E_{11} & -Z_1 \\ -z_2(\omega) & E_{22} & -z_3(\omega) \\ -Z_1 & E_{33} & z_{33}(\omega) \end{bmatrix} \underline{U}_{23}(1) = j; \quad (8)$$

$$\begin{bmatrix} z_{11}(\omega) & -z_2(\omega) & -Z_1 \\ -z_2(\omega) & z_{22}(\omega) & -z_3(\omega) \\ -Z_1 & -z_3(\omega) & z_{33}(\omega) \end{bmatrix}$$

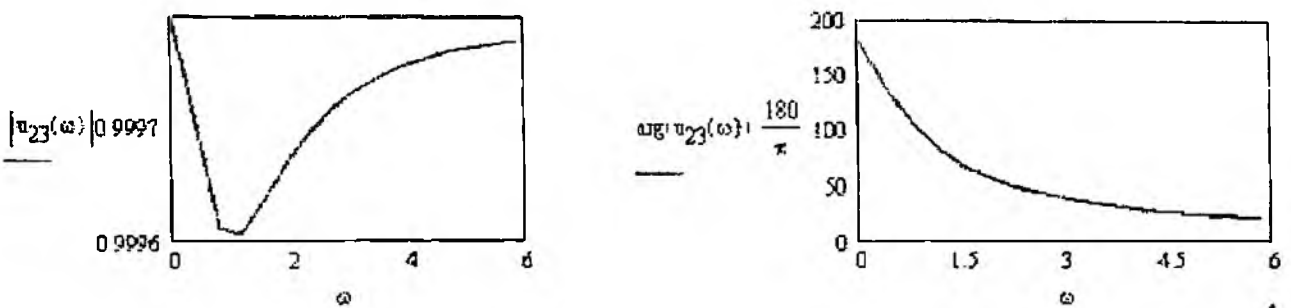


Рис. 3

Подчеркнем основные особенности рассматриваемой структуры с добротностью катушек индуктивности и конденсаторов, равных 1:

1. Токи во всех ветвях звезды вещественны, т. е. мнимая составляющая или отсутствует или во много раз (несколько порядков) меньше по абсолютной величине по отношению к вещественной.

2. Рассеиваемая мощность звездой и многоугольником идентична по величине и вещественна (в цепи режим резонанса). Рассеиваемая мощность всей цепи здесь равна 0.0333 Вт , что ровно в 2 раза больше, чем в классическом варианте.

3. Если в схеме соответственно поменять местами сопротивления с реактивными элементами. АЧХ будет положительной функцией и ее изменение с увеличением частоты начинается от 180° и далее стремиться к нулю (см. рис. 3).

4. Если в схеме изменить все сопротивления в одинаковом отношении (увеличить или уменьшить) значения напряжений на выходе не изменятся. Выходное напряжение зависит исключительно от величины входного напряжения.

5. Выбор параметров контура определен величиной тока в ветвях цепи.

6. Данный контур имеет крайне редкую особенность: он в состоянии выполнить функции классической схемы, рассмотренной выше – достаточно выставить ее параметры. Если в этом состоянии изменить еще сопротивления R_1 и R_{23} (первое с малым значением сопротивления, второе с большим, например, как контура с $Q = 1$), то получим симметричную кривую напряжения с полосой пропускания одиночного контура и с удвоенным значением модуля (функция полосового фильтра).

Вернемся к обсуждению основного, рассматриваемого здесь, варианта.

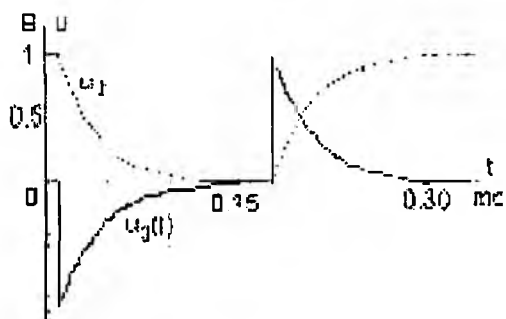


Рис. 4

На рис. 4 приведена осциллограмма прохождения прямоугольного импульса через исследуемую цепь. Состояние цепи: земля в центре звезды; вход А осциллографа измеряет напряжение на узле 2 (осциллограмма – пунктиром); вход В – подсоединен к узлу 3 (осциллограмма – сплошная линия). Просуммировав два напряжения, получим на выходе прямоугольный импульс в исходном виде. Параметры прямоугольного импульса: амплитуда – 1 В. Частота следования – 3000 Гц, скважность – 0,5.

Поскольку используемая здесь структура является типичной, то для нее стоит привести рекомендуемое нами распределение коэффициентов сопротивлений. Входное сопротивление данной цепи нами определено как корень кубический определителя системы уравнений составленной по МКТ и равно 1026 Ом. После деления всех сопротивлений цепи на величину входного сопротивления получим значения:

$$A_{12} = 0,0292 - j0,0292; A_{23} = 292,4; A_{31} = 0,0292 - j0,0292; \\ A_3 = 0,0292 + j0,0292; A_1 = 5,846 \times 10^{-6}; A_2 = 0,0292 - j0,0292.$$

Если взять за основу приведенные коэффициенты и выполнить анализ схемы с этими данными при $E = 1$ В, получим совершенно ту же картину в отношении напряжений, что приведено выше. Однако определитель системы уравнений по МКТ будет равен 1 и, следовательно, входное сопротивление также равно 1. Выбрав требуемую величину входного сопротивления (вещественная величина) и перемножив ее с коэффициентами, получим нужные параметры контура.

Выводы

1. Фазовый контур первого порядка на основе параметров RLC в состоянии выполнить функции фазового вращения в соответствии с теоретическими требованиями к нему: АЧХ равна единице и не зависит от частоты, ФЧХ изменяется с частотой от 0 до 180° .

2. Методика синтеза самодуальной цепи на основе закона эквивалентных структур позволяет реализовать всю гамму параметров контура вместе с сопротивлениями на входе и выходе цепи.

3. Контур позволяет решать три задачи: обеспечивать вращение фазы, служить полосовым фильтром или выполнять функции моста.

4. Прохождение прямоугольного импульса через рассматриваемую цепь обеспечено путем его деления на равноценные части. Суммирование сигналов на выходе позволяет его восстановить практически в исходном виде.

5. Реализация параметров определена выбором входного сопротивления в виде вещественного числа и последующего перемножения его на величины заданных коэффициентов распределения в виде заданных комплексных чисел.

Список литературы: 1. *Кисель В.А.* Аналоговые и цифровые корректоры: Справочник. М.: Радио и связь, 1986. 184 с. 2. *Авраменко В.Л., Галямичев Ю.П., Ланне А.А.* Электрические линии задержки и фазовращатели: Справочник / Под ред. А. Ф. Белецкого. М.: Связь. 1973. 107 с. 3. *Ионкин П.А.* и др. Основы инженерной электрофизики. М.: Высш. шк., 1972. Ч. II. 4. *Бессонов Л.А.* Линейные электрические цепи. Новые разделы курса теоретических основ электротехники: Учеб. пособие для студ. электротехн. и радиотехн. специальностей вузов: 3-е изд., перераб. и доп. М.: Высш. шк., 1983. 336 с. 5. *Новиков Ю.Н.* Электротехника и электроника. Теория цепей и сигналов, методы анализа: Учеб. пособие. СПб.: Питер. 2005. 384 с. 6. *Эквивалентные структуры линейных электрических цепей / П.Ф.Лебедев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 135. С. 8 – 165.* 7. *Эквивалентные структуры в гармоническом анализе / П.Ф.Лебедев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. Вып. 139. С. 107 – 112.*

*Харьковский государственный
технический университет
строительства и архитектуры*

Поступила в редколлегию 29.08. 2007

ТЕЛА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ЗОНДИРУЮЩИХ СИГНАЛОВ СИСТЕМ РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ**Алгоритм обработки принятых сигналов систем радиоакустического зондирования атмосферы**

Разработка и проектирование высокоэффективных радиотехнических систем невозможно без решения двух основных задач: синтеза используемых в системе сигналов и выбор наилучших методов их обработки после приема.

Системы радиоакустического зондирования атмосферы, как особый класс радиотехнических устройств, также требуют решения задачи синтеза сигналов и устройств их обработки.

Предмет статьи – вопрос синтеза алгоритмов обработки сигналов радиоакустических систем (РАС) и анализ точности получаемых оценок параметров колебаний.

В настоящее время в системах радиоакустического зондирования атмосферы применяются классические алгоритмы обработки принятых сигналов, которые характерны, например, для радиолокации. Они строятся в предположении, что форма зондирующего сигнала в процессе отражения от точечной цели не меняется, а изменяются лишь значения его параметров. Оценка величины этих изменений и позволяет извлечь полезную информацию из принятого колебания. В таких системах устройства обработки содержат корреляторы и фильтры, согласованные с излучаемым сигналом [1, 2].

Для РАС процесс рассеивания электромагнитного сигнала на акустической посылке сопровождается значительным изменением формы излучаемого колебания. В результате принимаемый радиосигнал существенно отличается от опорного, подаваемого на коррелятор. Использование классических алгоритмов обработки в радиоакустических системах приводит к возникновению систематических погрешностей определения параметров атмосферы.

Следует заметить, что в случае использования простых акустических импульсов и точном выполнении условия Брэгга $q = 0$, где q – параметр расстройки условия Брэгга, применение классических алгоритмов обработки не приводит к возникновению систематических погрешностей. При таких условиях имеет место только искажение огибающей рассеянного колебания, без нарушения его тонкой внутренней структуры. Если же условие Брэгга на трассе распространения радиоакустического сигнала перестает выполняться ($q \neq 0$), то даже для простых зондирующих сигналов возникает систематическая погрешность измерения параметров атмосферы, которая возрастает с увеличением значения параметра q .

На практике использование простых звуковых сигналов для РАС требует подстройки частоты акустического или электромагнитного сигналов под условие Брэгга, что позволяет уменьшить погрешность измерения параметров атмосферы, но, в то же время, существенно усложняет систему и процесс зондирования.

Использование сложных зондирующих сигналов в системах радиоакустического зондирования атмосферы, направленное на устранение процесса подстройки частоты колебаний для выполнения условия Брэгга, связано с невозможностью применения классических алгоритмов обработки. Причиной этого есть искажение амплитудной и фазовой структуры рассеянного на сложной акустической посылке электромагнитного колебания. Спектр рассеянного сигнала становится несимметричным. Вследствие этого принимаемый сигнал существенно отличается от излучаемого, а значит, использование простых корреляционных приемников с одним опорным сигналом вызывает систематическую ошибку измерения скорости звука.

Таким образом, как следует из изложенного, применяемые на сегодняшний момент в радарх алгоритмы обработки сигналов, не адекватны процессам, происходящим в локационном канале. Поэтому возникает задача получения алгоритмов обработки сигналов радиоакустических систем, которые должны учитывать преобразование радиоволны в канале и позволять осуществлять качественные измерения параметров атмосферы не только при

выполнении условия Брэгга, но и при $q \neq 0$, а также в случае использования сложных звуковых импульсов.

Работа радиоакустических систем основана на измерении величины доплеровского смещения частоты рассеянного на акустической посылке электромагнитного сигнала. Поскольку скорость движения звука c_s в атмосфере зависит от параметров атмосферы, таких как температура, скорость ветра, давление, влажность и т.д., то, по сути, в приемнике выполняется оценка значения c_s .

Рассмотрим задачу оценки величины c_s – параметра среды и объекта локации, которая постоянна на интервале времени Δt анализа входного колебания и принадлежит непрерывному множеству возможных значений $c_s \in C$.

Предполагая априорно известными некоторые характеристики канала, полезного сигнала и помехи, а также их функциональное взаимодействие, нужно получить оптимальное приемное устройство, которое производит оценивание параметров принимаемого сигнала с наименьшими ошибками.

Форму принимаемого сигнала в РАС можно определить по функции рассеяния [3]

$$F(r, q) = \int_{-\infty}^{\infty} E(2r' - r) S^*(r') e^{iqr'} dr', \quad (1)$$

где $q = 2k_e - k_s$ – параметр расстройки условия Брэгга; $k_s = 2\pi f_s / c_s$ – волновое число для звука; $k_e = 2\pi f / c$ – волновое число; r – смещение сигналов по координате «дальность»; $E(2r' - r)$ – пространственная огибающая радиосигнала; $S(r')$ – пространственная огибающая акустического сигнала.

Как известно из теории радиосистем [4, 5], синтез оптимального математического оператора измерительной системы и формирование оптимального решения основывается на использовании понятия функции правдоподобия. Если обозначить принимаемый радиоакустический сигнал как $F_y(r, q_0)$, то функцию правдоподобия можно будет записать в виде $w(F_y / c_s)$. Величина q_0 в обозначении принимаемого колебания показывает, что рассеянный сигнал соответствует некоторой заданной величине значения условия Брэгга. Функции $X(F_y / c_s)$, монотонно связанные с $w(F_y / c_s)$, именуемые достаточными статистиками, могут быть использованы при синтезе алгоритмов оценивания параметров принимаемых сигналов.

Если прием осуществляется на фоне аддитивного гауссовского шума и полезный сигнал имеет лишь один неизвестный параметр q , связанный с величиной c_s , а все его остальные параметры точно известны, то наиболее существенная операция, которую нужно выполнить над принятым сигналом $F_y(r, q_0)$ для получения апостериорной плотности вероятности $p_{pr}(q)$, состоит в вычислении корреляционного интеграла [1, 6].

Незнание априорной плотности вероятности $p_{pr}(q)$ исключает возможность нахождения байесовских оценок. Способом преодоления данных трудностей является критерий, основанный на требованиях несмещенности и минимума условной дисперсии оценки. Результат оценки \hat{q} не будет содержать систематическую погрешность при условии $\overline{\hat{q} - q} = 0$, для любых возможных значений параметра q . Наименьший разброс несмещенной оценки \hat{q} относительно истинного значения q обеспечивается при условии минимума условной дисперсии $D\{\hat{q} | q\} = \overline{\hat{q} - q}^2 = \min$. Выполнение этих двух условий позволяет найти оценку параметра q , которая имеет наименьшую систематическую погрешность.

Нижний предел условной дисперсии оценки параметров сигнала с учетом приведенных выше критериев определяется на основе неравенства Крамера-Рао [1, 6]

$$D(\hat{q}|q) \geq - \left[\frac{d^2 \ln p(F_y(r, q_0)|q)}{dq^2} \right]^{-1}, \quad (2)$$

где $p(F_y(r, q_0)|q)$ – условная плотность вероятности.

Рассмотрим случай, когда прием рассеянного электромагнитного сигнала осуществляется на фоне аддитивной помехи $n(r)$, которая представляет собой гауссовский случайный процесс с равномерной спектральной плотностью N_0 в пределах полосы пропускания приемника. Для радиоакустических систем это допущение приемлемо, поскольку на эффективность их функционирования доминирующее влияние оказывают только внутренние шумы приемника.

Функционал плотности вероятности $F_y(r, q_0)$ при условии наличия в нем сигнала $F(r, q)$ можно записать [1]

$$p(F_y(r, q_0)|F(r, q)) = C \exp\left\{-\frac{1}{N_0} \int_0^R [F_y(r, q_0) - F(r, q)]^2 dr\right\}, \quad (3)$$

где C – некоторая константа.

«Читая» функционал плотности вероятности (3) как функцию условия q при фиксированной $F_y(r, q_0)$, получим функцию плотности вероятности параметра q . После раскрытия скобок в показателе экспоненты имеем

$$p(F_y(r, q_0)|q) = C_y \exp\left[-\frac{2z(q) - E(q)}{N_0}\right], \quad (4)$$

где $z(q) = \int_0^R F_y(r, q_0) \cdot F^*(r, q) dr$ – корреляционный интеграл принятой реализации $F_y(r, q_0)$ с опорным сигналом $F(r, q)$; $E(q) = \int F^2(r, q) dr$ – энергия рассеянного сигнала $F(r, q)$; C_y – коэффициент, зависящий от $F_y(r, q_0)$.

Таким образом, определение значения параметра q должно происходить путем нахождения максимума интеграла $z(q)$, который достигается в точке наибольшего сходства принятого $F_y(r, q_0)$ и опорного $F(r, q)$ сигналов. Как видно из формулы (4), плотность вероятности параметра q в принятой реализации $F_y(r, q_0)$ определяется значением комплексного корреляционного интеграла $z(q)$. Таким образом, устройства обработки расдаров должны формировать корреляционный интеграл следующего вида [7]

$$z(q) = \left| \int_0^R F_y(r, q_0) \cdot F^*(r, q) dr \right|. \quad (5)$$

Модуль значения интеграла (5), по сути, есть значение величины выходного эффекта устройств обработки для некоторой реализации входного рассеянного сигнала $F_y(r, q_0)$ и опорных сигналов, заданных функцией $F(r, q)$.

Функция неопределенности зондирующих радиоакустических сигналов и ее использование при оценке точности определения параметров атмосферы.

В общем случае результат обработки принятого радиосигнала будет зависеть не только от величины расстройки условия Брэгга, но и от взаимного временного смещения принятого и опорного колебаний. Поэтому интерес представляет анализ некоторой функции, которая будет характеризовать точность определения параметров атмосферы с помощью устройств обработки радиоакустических систем в случае смещения сигналов F_y и F в некотором диапазоне значений параметра расстройки q и дальности r , которая с временным запаздыванием сигналов связана соотношением $r = ct$, где c – скорость света, t – время.

Такой функцией для устройств обработки радиоакустических систем может выступать функция неопределенности, которая задается выражением

$$\psi(r_d, q) = \int_{-\infty}^{\infty} F_y(r, q_0) \cdot F^*(r - r_d, q) dr, \quad (6)$$

где r_d – относительное смещение принимаемого и опорного сигналов по дальности.

Введенное понятие функции неопределенности для радиоакустических систем отличается от ее определения в радиолокации. Классическая функция неопределенности характеризует разрешающую способность радиолокационной станции по дальности и радиальной скорости. Тело неопределенности будет иметь один и тот же вид для заданного зондирующего сигнала

Как видно из формулы (6), для радиоакустических систем функция неопределенности представляет собой корреляционный интеграл рассеянного при некотором значении расстройки условия Брэгга принимаемого сигнала F_y и предварительно заданного опорного колебания F . Для корректной обработки опорный сигнал должен выбираться согласно функции рассеяния (1) используемых зондирующих акустического и электромагнитного колебаний.

Графический вид функции неопределенности – тело неопределенности, представляет собой модуль интеграла формулы (6). Как нетрудно заметить, характер тела неопределенности будет меняться в зависимости от величины взаимной расстройки условия Брэгга, относительного смещения сигналов вдоль пространственной координаты и значения величины q_0 , при которой формируется рассеянный сигнал. Существенным отличием введенной функции неопределенности есть то, что для различных значений величины расстройки условия Брэгга q , при котором формируется рассеянный сигнал, структура тела неопределенности будет различной, даже в случае использования одной и той же пары зондирующих акустического и электромагнитного колебаний. По виду тела неопределенности, количеству и характеру его центрального и боковых пиков, можно судить о потенциальной точности определения параметров атмосферы для выбранных зондирующих радиоакустических сигналов

Ниже даны примеры тел неопределенности для двух радиоакустических сигналов при различных величинах расстройки условия Брэгга в рассеянном колебании, проведен анализ точности определения параметров атмосферы.

На рис. 1, *a*, *б* представлены тела неопределенности акустического импульса с гауссовской огибающей и электромагнитного импульса, имеющего огибающую прямоугольной формы для $q_0 = 0$ и $q_0 = 0,5$ соответственно.

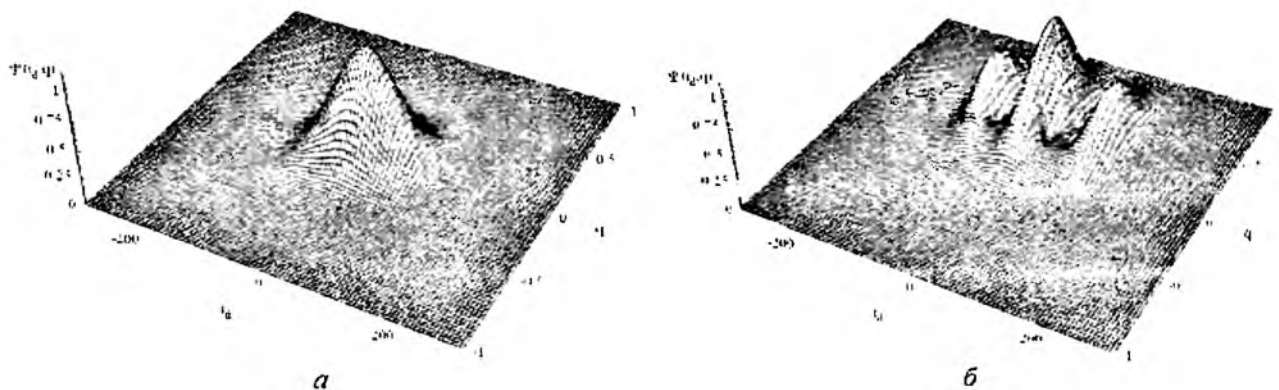


Рис. 1

Из рис. 1, *a*, *б* видно, что форма тел неопределенности для одной и той же пары акустического и электромагнитного сигналов с разным значением расстройки условия Брэгга q существенно отличается. Максимумы тел неопределенности находятся в сечениях $q = q_0$. Вследствие различия формы тел неопределенности, точность оценок параметра q для каждого из рассмотренных случаев различна.

На рис. 2, *а, б* представлены тела неопределенности акустического и электромагнитного импульса, имеющие огибающие гауссовской формы для $q_0 = 0$ и $q_0 = 0,5$ соответственно.

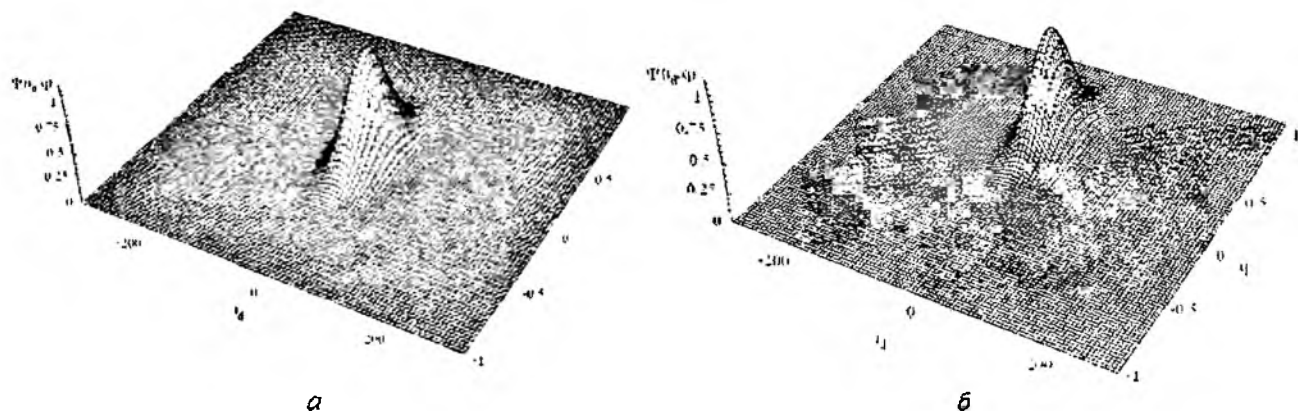


Рис. 2

Как видно из рис. 2, *а, б*, максимумы тел неопределенности для радиоакустических сигналов с экспоненциальными огибающими смещаются в соответствии с изменением q , причем форма тела неопределенности существенно не изменяется. Это дает возможность сделать вывод, что точность оценки параметра q для таких сигналов в соответствии с предложенным алгоритмом существенно не зависит от величины расстройки условия Брэгга.

Процедура оценки параметра q в соответствии с предложенным алгоритмом требует вычисления совокупности модулей корреляционных интегралов (6) для некоторой фиксированной реализации входного сигнала $F_v(r, q_0)$ и множества опорных сигналов $F(r, q)$. Максимальное значение модуля корреляционного интеграла будет соответствовать значению искомой оценки параметра q . Поскольку характер опорного сигнала $F(r, q)$ будет различным для различных значений параметра q даже в случае использования одного и того же зондирующего радиоакустического сигнала, структура устройства обработки должна содержать совокупность корреляторов с различными опорными сигналами.

Практическая реализация предложенного алгоритма обработки требует конечного числа дискретных изменений величины q в опорном сигнале. Как можно заметить из (1) количество дискретных значений параметра q должно соответствовать количеству опорных сигналов, изменяющих свою амплитудную и фазовую структуру при изменении q . Следовательно, число каналов обработки N при таком алгоритме равно числу оцениваемых значений q , или в общем случае – числу значений q , неправильное оценивание которых недопустимо.

Система, реализующая такой метод обработки, может называться доплеровской только с некоторыми оговорками, поскольку измерение собственно доплеровской частоты здесь не происходит. Значение скорости ветра c_s может быть найдено по формуле

$$c_s = \frac{2\pi f_s}{4\pi f / c - q} \quad (7)$$

после того как выполнена оценка величины q .

Практическая реализация приведенных алгоритмов обработки сигналов может осуществляться по параллельной или последовательной схемам корреляционного приема.

Предложенный алгоритм обработки радиоакустических сигналов устраняет систематические погрешности измерения параметров атмосферы для РАС. Качество извлечения информации из рассеянного радиосигнала может быть определено по виду функции неопределенности. Количество и характер максимумов функции неопределенности позволяют судить о возможности применения на практике выбранных зондирующих радиоакустических сигналов и оценить точность определения параметров атмосферы с их помощью.

Список литературы: 1. *Тихонов В.И.* Оптимальный прием сигналов. М.: Радио и связь, 1983. 320с.
2. *Ширман Я.Д., Голиков В.Н., Бусыгин И.Н. и др.* Теоретические основы радиолокации / Под ред. Я.Д. Ширмана. М.: Сов. радио, 1970. 560 с. 3. *Карташов В.М.* Функции рассеяния сигналов систем зондирования атмосферы // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. №118. С. 61-65. 4. *Ширман Я.Д., Манжос В.Н.* Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 416 с. 5. *Фалькович С.Е., Хомяков Э.Н.* Статистическая теория измерительных радиосистем. М.: Радио и связь, 1981. 288 с. 6. *Радиотехнические системы:* Учеб. для вузов по спец. «Радиотехника» / Ю. П. Гришин, В.П. Ипатов, Ю.М. Казаринов и др.; Под ред. Ю.М. Казаринова. М.: Высш. шк., 1990. 496 с. 7. *Карташов В.М.* Оценка параметров сигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. №131. С. 18-20. 8. *Куликов Е.И., Трифонов А.П.* Оценка параметров сигналов на фоне помех. М.: Сов. радио, 1978. 299 с. 9. *Петров А.В., Яковлев А.А.* Анализ и синтез радиотехнических комплексов. М.: Радио и связь, 1984. 246 с.

*Харьковский национальный
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 10.06.2007

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ОПТИМАЛЬНОЇ ПО ШВИДКОДІЇ НЕЛІНІЙНОЇ СИСТЕМИ ФАП

Вступ

Системи фазової синхронізації (СФС) знаходять все більш широке розповсюдження в засобах радіозв'язку. Сьогодні практично ні один такий пристрій не обходиться без використання синхронних принципів формування та обробки сигналів.

В сучасних умовах для забезпечення своєї працездатності системи фазового автопідстроювання (ФАП) повинні мати високу точність, вузькі смуги фільтрації, малий час входження у синхронізм, як наслідок високу швидкодію при перестроюванні з однієї частоти на іншу.

Підвищення швидкодії системи ФАП призводить до забезпечення високої завадостійкості систем радіозв'язку при використанні дискретно-частотних сигналів. Однак можливості підвищення швидкодії обмежуються існуючим протиріччям високих фільтруючих властивостей та високої швидкодії. Вирішення цього протиріччя досягається динамічним регулюванням параметру кола зворотного зв'язку за фазою [4].

Всі реальні системи ФАП являються нелінійними. Нелінійності зазвичай обумовлені конструктивними особливостями і принципами дії елементів системи [2]. Вони ускладнюють аналіз динамічних процесів систем ФАП, в синхронному режимі можуть викликати появу додаткових фазових помилок.

У відомих роботах [1,3] запропоновано для спрощення аналізу системи ФАП компенсувати нелінійності. Мета даної статті полягає в структурному синтезі системи ФАП оптимальної за швидкістю та складанні математичної системи ФАП, дослідження якої в подальшому дасть нам можливість запропонувати методіку синтезу адаптивних нелінійних систем ФАП.

Викладення основного матеріалу

В результаті дослідження шляхів покращення динамічних характеристик систем ФАП запропонована функціональна схема моделі оптимальної по швидкодії нелінійної системи ФАП, яка зображена на рис. 1.

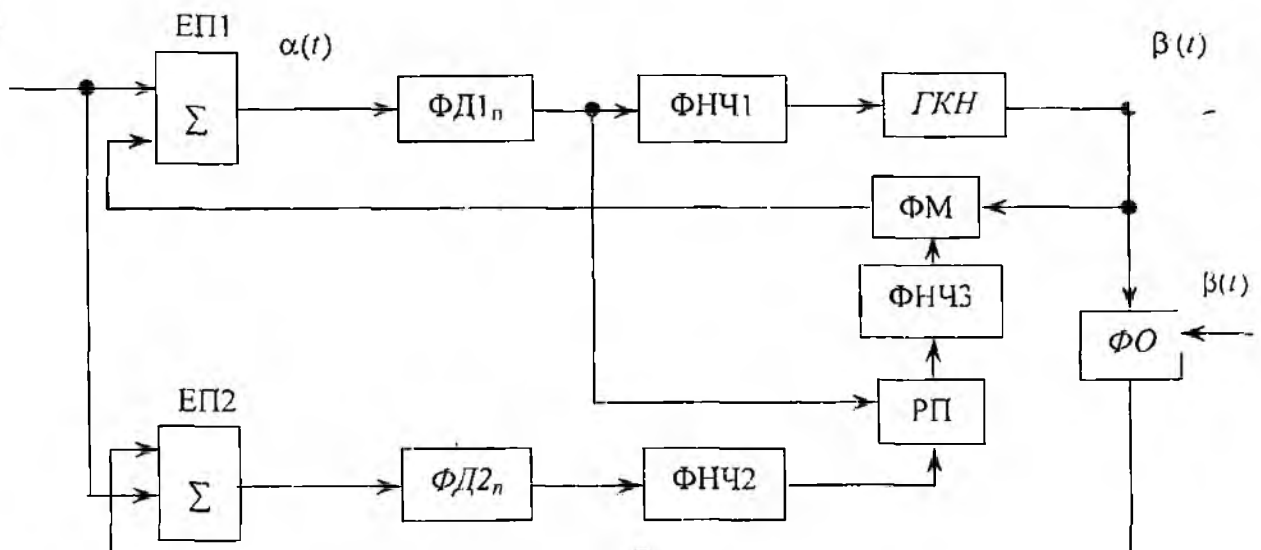


Рис. 1

У порівнянні з існуючими системами ФАП вона (рис. 1) містить додаткове коло зворотного зв'язку по фазі з динамічно регульованими параметрами та канал оцінки стану системи ФАП.

Об'єднані з першим фазовим детектором (ФД1), до складу якого входять перший елемент порівняння (ЕП1) і перший фазо-детекторний перетворювач (ФД1_n), у єдиний вузол

де $e_{\text{д1}} = E_1 F_1(a(p))$ – напруга, яка формується на виході ФД1; φ_r – фаза сигналу на виході ГКН; C_1 – коефіцієнт перетворення частоти ГКН; $K_n\{\cdot\}$ – нелінійна функція характеристики управління коефіцієнта підсилення КП; $K_3(p)$ – передаюча функція РП; $K_2(p)$ – передаюча функція ФНЧ2; E_2 – максимальна напруга, яку видає ФД2; $F_2(a(p) - \beta(p))$ – нормована характеристика ФД2; $\beta(p)$ – фазовий зсув сигналу у ФО; $\Phi_n\{\cdot\}$ – нелінійна функція характеристики підсилення РП.

Підставляючи вираз (3) – (5) у (2), отримаємо диференціальне рівняння виду:

$$pa = \omega_0 - C_1 \Phi_r \{E_1 F_1(a(p)) K_1(p)\} + p K_3(p) K_n \{K_2(p) | E_2 F_2(a(p) - \beta(p)) | \} \cdot \Phi_n \{E_1 F_1(a(p))\} \quad (6)$$

Отримане нелінійне диференціальне рівняння дозволяє проаналізувати роботу удосконаленої системи ФАП синтезатора частот. Рішення цього диференціального рівняння аналітичними методами неможливе, але може бути отримане чисельними методами. Однак такий шлях отримання результатів достатньо складний та не дозволяє у явному вигляді встановити взаємозв'язок основних характеристик системи ФАП із параметрами функціональних ланок ланцюга управління.

Як показує аналіз, в окремих випадках застосовуваної на практиці схемотехнічної реалізації функціональних ланок ланцюга управління системи ФАП, розглядається, з достатньою точністю для інженерних розрахунків можна вважати, що характеристика підсилення регульованого підсилювача $\Phi_n\{\cdot\}$, регуляційна характеристика управління КП $K_n\{\cdot\}$ та характеристика управління ГКН $\Phi_r\{\cdot\}$ лінійні у робочих межах змінювання відповідних керуваних напруг. Це припущення дозволяє спростити диференціальне рівняння (6) та привести його до виду:

$$\frac{1}{\Omega} pa + C_1 K_1(p) F_1(a(p)) - \frac{\psi K_0}{\Omega} p K_3(p) F_1(a(p)) [1 - c K_2(p) | F_2(a(p) - \beta(p)) |] = \gamma_0, \quad (7)$$

де $\Omega = S_r E_1$ – максимальна перестройка ГКН; $\psi = S_m E_1$ – максимальний динамічний діапазон ФМ; K_0 – максимальний коефіцієнт підсилення РП; $c = E_2 S_n / K_0$ – нормований коефіцієнт

управління РП; $\gamma_0 = \frac{\Omega_n}{\Omega} = \frac{\omega - C_1 \omega_0}{\Omega}$ – відносна початкова розстройка ГКН за частотою;

$\Omega_n = \omega - C_1 \omega_0$ – початкова розстройка ГКН за частотою; S_r, S_n – крутизна характеристик $\Phi_r\{\cdot\}$, $\Phi_n\{\cdot\}$ відповідно; S_m – крутизна ФМ; ω – середня частота настройки ГКН.

Різниця $\beta(t)$ між фазою вхідного сигналу φ_0 та фазою на виході системи ФАП $C_1 \varphi_r$ визначається лінійними рівняннями:

$$\beta(t) = \varphi_0 - C_1 \varphi_r. \quad (8)$$

З рівнянь (1), (5) та (8) видно, що

$$\beta(t) = a(t) - S_n e_n, \quad (9)$$

де e_n – керуюча напруга ФМ, яку можна представити наступним чином:

$$e_n = K_3(p) K_n \{K_2(p) | E_2 F_2(a(p) - \beta(p)) | \} \cdot \Phi_n \{E_1 F_1(a(p))\} \quad (10)$$

Продиференціювавши та зробивши нескладні перетворення виразу (9), отримаємо в операторній формі наступне диференціальне рівняння:

$$\frac{1}{\Omega} p\beta + C_1 K_1(p) F_1(a(p)) = \gamma_0. \quad (11)$$

При відомій $a(t)$ це рівняння являється лінійно диференціальним з постійними коефіцієнтами відносно $\beta(t)$. Це значить, що рішення рівняння (7) містить в собі всю інформацію про систему ФАП, тому подальше викладення буде присвячено його дослідженню.

Диференціальне рівняння (7) отримане для довільних функцій $F_1(a(p))$ та $F_2(a(t))$, а також для довільних передаточних функцій $K_1(p)$, $K_2(p)$. Будемо знаходити рішення цього рівняння для сукупності функцій, що часто зустрічаються на практиці:

$F_1(a(p)) = \sin a(p)$, при цьому $\beta(p) = \pi/2$, та $|F_1(a(p) - \beta(p))| = |\sin(a(p) - \pi/2)| = |\cos(a(p))|$;
 $K_1(p) = (1 + mpT_1)/(1 + pT_1)$ – пропорційно-інтегруючий фільтр; $K_2(p) = 1/(1 + pT_2)$ – інтегруючий фільтр; $K_3(p) = 1/(1 + pT_3)$. Тому, основне рівняння (7) буде у подальшому мати наступний вигляд

$$\frac{1}{\Omega} p\alpha + C_1 \frac{1 + mpT_1}{1 + pT_1} \sin \alpha - \frac{\psi K_0}{\Omega} p \frac{1}{1 + pT_3} \left[\sin \alpha - c \frac{1}{1 + pT_2} |\cos \alpha| \sin \alpha \right] = \gamma_0. \quad (12)$$

Для того, щоб привести його до диференціального вигляду у традиційній формі запису, помножимо обидві його частини на вираз $\Omega(1 + pT_1)(1 + pT_2)(1 + pT_3)$. Після нескладних перетворень отримаємо наступне рівняння

$$\begin{aligned} & T_1 T_2 T_3 a'' + \left\{ (T_1 T_2 + T_1 T_3 + T_2 T_3) a + C_1 \Omega m T_1 T_2 T_3 \sin a - \psi K_0 T_1 T_2 \sin \alpha \right\}''' + \\ & + \left\{ (T_1 + T_2 + T_3) a + C_1 \Omega (T_2 T_3 + m T_1 T_2 + m T_1 T_3) \sin a - \psi K_0 \sin a [(T_2 + T_1) - c T_1 |\cos a|] \right\}'' + \\ & + \left\{ a + C_1 \Omega (T_3 + T_2 + m T_1) \sin a - \psi K_0 \sin a (1 - c |\cos a|) \right\}' + \\ & + C_1 \Omega \sin a = \Omega (1 + pT_1)(1 + pT_2)(1 + pT_3) \gamma_0. \end{aligned} \quad (13)$$

Якщо γ_0 постійна, що відповідає постійній відносній розстройці по частоті, то права частина (13) спрощується і приймає вигляд $\Omega \gamma_0$.

Рівняння (13) – це звичайне нелінійне диференціальне рівняння четвертого порядку. Отримати його рішення у загальному вигляді неможливо, тому в процесі його аналізу будуть сполучатися аналітичні, асимптотичні, якісні та чисельні методи.

Висновки

Завдяки структурному синтезу системи ФАП отримана математична модель оптимальної по швидкодії нелінійної системи ФАП, що описується нелінійним диференціальним рівнянням четвертого порядку, в якій підвищення швидкодії досягається регулюванням коефіцієнта підсилення в колі додаткового зворотного зв'язку. Однак подальших досліджень потребують закони регулювання коефіцієнта підсилення, оскільки лінійний закон не забезпечує виконання принципу максимуму Понтрягіна, що дасть можливість запропонувати методику синтезу адаптивних нелінійних систем ФАП.

Список літератури: 1. *Стеглов В.К., Руденко А.А., Юдин А.К.* Комбинированные системы ФАП. К.: Техніка, 2004. 327 с. 2. *Стеглов В.К., Мирошников В.В.* Анализ нелинейных систем фазовой автоподстройки. К.: Зв'язок, 2005. № 1. С. 60-63. 3. *Нетудыхата Л.И.* Сравнительный анализ структур оптимальных по быстродействию систем фазовой автоподстройки. К.: Зв'язок, 2003. № 5. С. 66-68. 4. *Семенякін С.І., Макаров С.А.* Адаптивна система фазової автопідстройки частоти // *Авіаційно-космічна техніка і технологія: 36. наук. праць. Вип. 22.* Харків: Нац. аерокосмічний ун-т «ХАІ», 2001. С. 114-116.

Харківський університет Повітряних Сил

Надійшла до редколегії 07.05.2007

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СИГНАЛА РЕТРАНСЛЯЦИОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ПРИ ФЛУКТУАЦИЯХ ОТРАЖАТЕЛЯ

Повышение качества информационно-измерительных систем достигается за счет использования новых и совершенствования существующих методов. Одним из таких методов является ретрансляционный [1].

Анализ ретрансляционного метода проведен только для случая работы по стабильному отражателю. Однако на практике чаще встречаются флуктуирующие отражатели. Такой отражатель может состоять из большого числа случайных рассеивателей и объекта, отражение от которого является стабильным. Подобного рода условия могут выполняться при контроле проката, когда часть излученной энергии падает на ленту, а часть выходит за пределы контролируемой площади и отражается от посторонних объектов. Кроме того, могут встречаться случаи, когда отражательная способность контролируемого объекта мала, а помеховые отражения, приходящие по боковым лепесткам антенны, сопоставимы с полезными. Суммарный отраженный сигнал в этих случаях может быть представлен совокупностью стабильного колебания и суммы гармоник, каждая из которых имеет случайные амплитуду и фазу. Статистические характеристики такого сигнала хорошо изучены [2]. Используя методы их получения, исследуем распределения амплитуды, фазы и мощности сигнала ретрансляционного измерителя, контролирующего флуктуирующий отражатель. Оценки будут получены для случая применения непрерывного частотно-модулированного сигнала, как это сделано в работе [1].

Сигнал ретрансляционного измерителя зависит как от параметров измерительной системы, так и от отражательной способности объекта. Пусть параметры измерителя будут неизменными и стабильными, а отражательная способность объекта – флуктуирующей. Будем считать, как и в [3], что за время измерения, которое превышает время двойного распространения радиоволны, отражательная способность флуктуирующего объекта не изменяется. Это соответствует реальным условиям работы на небольших интервалах наблюдения $t \in (0, T)$ и при небольших расстояниях между объектом и измерителем во время контроля технологических параметров. При сделанных предположениях измерения, выполненные через достаточно большой интервал времени, будут являться выборкой независимых случайных значений. При статистических испытаниях в этом случае можно каждому независимому случайному значению отражательной способности объекта поставить в соответствие значение сигнала измерителя.

Сигнал, принятый ретрансляционным измерителем, является квазигармоническим, поэтому ансамбль его значений будет двумерным, и будет зависеть от случайных значений амплитуды и фазы принятого сигнала. Последовательность получения выборки сигнала в численном эксперименте можно реализовать аналогично тому, как выполнялся вывод соотношений для сигнала ретрансляционного измерителя в работе [1]. Вначале оценивается величина входного сигнала ретранслятора, затем учитываются его изменения в ретрансляторе и при движении радиоволны в обратном направлении; далее оценивается влияние преобразований в приемнике.

На рис. 1 представлена схема ретрансляционной системы; с целью упрощения принято, что все объекты расположены в одной плоскости. В состав ретрансляционной системы входят: 1 – приемопередатчик радиолокационного датчика, 2, 3 – антенны радиолокационного датчика и ретранслятора соответственно, 4 – ретранслятор, 5 – канал передачи информации о преобразовании сигнала в ретрансляторе, 6 – флуктуирующий отражатель.

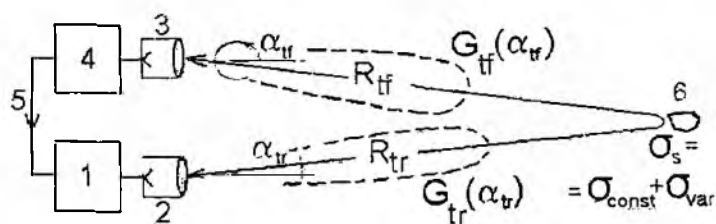


Рис. 1

Излучаемый сигнал имеет вид [4]

$$e_i(t) = U_i \cos[\omega t + m \cos(\Omega_m t + \varphi_m) + \varphi_i]. \quad (1)$$

где U_i – амплитуда излучаемого колебания, ω – круговая несущая частота, m – индекс модуляции, Ω_m – круговая частота модуляции, φ_m – начальная фаза модуляции, φ_i – начальная фаза излучаемого сигнала.

Эффективную поверхность рассеяния (ЭПР) объекта σ , представим как сумму стабильного σ_{const} и флуктуирующего σ_{var} отражателей. отношение ЭПР стабильного отражателя к среднему значению ЭПР флуктуирующего отражателя $\bar{\sigma}_{var}$ обозначим $\sigma_{const}/\bar{\sigma}_{var} = \mu$. Изменение фазы при отражении от стабильного отражателя примем постоянным и равным φ_{const} , от флуктуирующего – распределенным равномерно $\varphi_{var} \in (0 \dots 2\pi)$. Примем плотность распределения ЭПР флуктуирующего отражателя по экспоненциальному закону [2]

$$p(\sigma_{var}) = \frac{1}{\bar{\sigma}_{var}} \exp\left(-\frac{\sigma_{var}}{\bar{\sigma}_{var}}\right), \quad (2)$$

где $\bar{\sigma}_{var}$ – среднее значение результирующей ЭПР флуктуирующего отражателя.

При этом условии распределение мгновенных значений сигналов, возбуждаемых такими отражателями, будет нормальным. Принятые упрощения соответствуют модели, рассмотренной в работе [2] и примененной для радиолокационного случая в ряде других работ. В данной модели координаты стабильного и флуктуирующих источников рассеяния радиоволн принимаются одинаковыми.

Предложенный способ позволяет проверить правильность выборочных распределений амплитуды, фазы и мощности, которые для входного сигнала в ретрансляторе должны оцениваться с помощью радиолокационных формул; распределения для радиолокационного случая хорошо известны [2]. Кроме того, удобно сопоставлять распределения, полученные для ретрансляционного измерителя в целом, с распределениями для радиолокационного случая.

Амплитуда входного сигнала ретранслятора, вызванного радиоволной, отраженной от одного из объектов и поступившей в антенну, имеет вид

$$U_{m/r} = k_1 \cdot U_i \cdot \frac{G_{ir}(\alpha_{ir}) \cdot G_{if}(\alpha_{if}) \cdot \sqrt{\sigma_i}}{R_{ir} \cdot R_{if}} = k_{st} \cdot U_i \cdot \sqrt{\sigma_i}. \quad (3)$$

где $G_{ir}(\alpha_{ir})$, $G_{if}(\alpha_{if})$ – коэффициенты направленного действия антенн приемопередатчика и ретранслятора соответственно. α_{ir} и α_{if} – угловые направления на отражатель со стороны антенн приемопередатчика и ретранслятора соответственно (рис. 1), $\sigma_i \in (\sigma_{const}, \sigma_{var})$ – эффективная поверхность рассеяния (ЭПР) соответствующего отражателя, R_{ir} , R_{if} – расстояния от антенны приемопередатчика до отражателя и от отражателя до антенны ретранслятора (рис. 1). Амплитуда радиоволны U_i , излучаемой приемопередатчиком, выделена в формуле (3) в связи с тем, что при оценке распространения в обратном направлении эта величина будет заменяться амплитудой радиоволны, излучаемой ретранслятором.

Поскольку рассматривается влияние точечных отражателей, угловые зависимости коэффициентов направленного действия $G_{ir}(\alpha_{ir})$ и $G_{if}(\alpha_{if})$ можно не учитывать, и их величину принять равной 1. Как уже отмечалось ранее, параметры измерителя и трассы распространения остаются неизменными, поэтому при оценках входного сигнала, возбужденного антенной ретранслятора, может быть принят общий коэффициент $k_1 = const$. Заметим, что исключение из анализа угловых зависимостей приводит к потере такого преимущества ретрансляционной системы, как повышенная пространственная избирательность. Механизм действия

этого параметра можно исследовать при пространственном разное отражающих элементов.

С учетом фазовых набегов входной сигнал ретранслятора, возбужденный за счет волн рассеянных стабильным и флуктуирующим отражателями, имеет вид

$$e_{in, f_{\Sigma}}(t) = U_{in, f_{const}} \cdot \cos\left\{\omega t - \Phi_{\omega} + \varphi_r + \varphi_{\sigma_{const}} + m \cos[\Omega_m t - \Phi_m + \varphi_m]\right\} + \\ + U_{in, f_{var}} \cdot \cos\left\{\omega t - \Phi_{\omega} + \varphi_r + \varphi_{\sigma_{var}} + m \cos[\Omega_m t - \Phi_m + \varphi_m]\right\}, \quad (4)$$

где $U_{in, f_{const}}$, $U_{in, f_{var}}$ – амплитуды сигналов (3), возбуждаемых стабильным и флуктуирующим рассеивателями соответственно, $\Phi_{\omega} = \omega \frac{r_s}{c}$, $\Phi_m = \Omega_m \frac{r_s}{c}$ – компоненты фазового набег, пропорциональные несущей и модулирующим частотам соответственно, $\varphi_{\sigma_{const}}$ и $\varphi_{\sigma_{var}}$ – изменения фаз сигналов при отражении от стабильного и флуктуирующего рассеивателей соответственно, $r_s = R_r + R_{rf}$ – суммарное расстояние, которое проходит радиоволна от антенны приемопередатчика 2 к объекту 6 и далее к антенне ретранслятора 3 (рис. 1), c – скорость распространения волны.

Входной сигнал ретранслятора, в том числе его случайные параметры, подвергаются преобразованию. Примем, как и в [1], что в ретрансляторе производится сдвиг частоты принятого колебания на величину Ω_{sh} . Считаем, что этот сигнал будет идеально выделяться в приемопередатчике 1 (рис.1), а остальные спектральные составляющие будут идеально подавлены. Поэтому параметры колебаний на других частотах рассматривать и оценивать не будем. Коэффициент передачи ретранслятора k_{rf} примем постоянным; его влияние можно учесть за счет корректировки постоянного множителя $k_{c1} = const$ в формуле (3). Фазовый набег сигнала в ретрансляторе примем равным $2\pi \cdot n$, где n – целое число.

Колебания, вызванные стабильным и флуктуирующим отражателями, можно представить как сумму гармоник; в этом случае излучаемый ретранслятором сигнал будет иметь вид, аналогичный полученному в [1]

$$e_{out, f_{\Sigma}}(t) = U_{out, f_{\Sigma}} \cos\left\{(\omega + \Omega_{sh})t - \Phi_{\omega} + \varphi_r + \varphi_{\sigma_{f_{\Sigma}}} + \varphi_{sh} + m \cos[\Omega_m t - \Phi_m + \varphi_m]\right\}, \quad (5)$$

$$U_{out, f_{\Sigma}} = k_{rf} U_{in, f_{\Sigma}} = k_{rf} k_{c1} U_t \sqrt{\sigma_{const} + \sigma_{var} + 2\sqrt{\sigma_{const} \sigma_{var}} \cdot \cos(\varphi_{\sigma_{var}} - \varphi_{\sigma_{const}})}, \quad (6)$$

$$\varphi_{\sigma_{f_{\Sigma}}} = \arctg \frac{\sqrt{\sigma_{const}} \cdot \sin \varphi_{\sigma_{const}} + \sqrt{\sigma_{var}} \cdot \sin \varphi_{\sigma_{var}}}{\sqrt{\sigma_{const}} \cdot \cos \varphi_{\sigma_{const}} + \sqrt{\sigma_{var}} \cdot \cos \varphi_{\sigma_{var}}}, \quad (7)$$

где $U_{out, f_{\Sigma}}$ – суммарная амплитуда колебаний, вызванных стабильным и флуктуирующим отражателями на выходе ретранслятора, $\varphi_{\sigma_{f_{\Sigma}}}$ – компонента фазы, вызванная изменением радиоволны при отражении от стабильного и флуктуирующего объектов на пути от приемопередатчика к ретранслятору, φ_{sh} – начальная фаза генератора сдвига [1].

Как видно из формул (4) – (7), при постоянных значениях расстояния и параметров измерителя случайным изменениям в сигнале ретранслятора будут подвержены только амплитуда $U_{in, f_{\Sigma}}$ и компонента фазы $\varphi_{\sigma_{f_{\Sigma}}}$, из которых можно составить двумерную выборку и определить выборочные статистические характеристики.

При распространении сигнала, который подчиняется соотношению (5), в обратном направлении происходят аналогичные изменения. Радиоволна, излучаемая ретранслятором, отражается стабильным и флуктуирующим отражателями; ЭПР последнего не успевает измениться, так как время распространения, как отмечалось выше, значительно меньше интервала корреляции флуктуаций ЭПР. Фазовые компоненты $\Phi_{\omega} = \omega \frac{r_s}{c}$ и $\Phi_m = \Omega_m \frac{r_s}{c}$ при обратном распространении будут равны фазовым компонентам, которые существовали при

движении в прямом направлении. Радиоволны, отраженные стабильным σ_{const} и флуктуирующим σ_{var} объектами, имеют одинаковые частоты. Возбуждаемые радиоволнами сигналы $e_{r_{const}}(t)$ и $e_{r_{var}}(t)$ складываются. результат на входе приемника имеет вид

$$e_r(t) = U_{r_{\Sigma}} \cos(\omega t + \Omega_{sh} t - \Phi_{sh} - 2\Phi_{\omega} + \varphi_{\Sigma} + \varphi_{o_{\Sigma}} + \varphi_{sh} + m \cos[\Omega_m t - 2\Phi_m + \varphi_m]), \quad (8)$$

$$U_{r_{\Sigma}} = k_{\Sigma}^2 k_f U_i [\sigma_{const} + \sigma_{var} + 2\sqrt{\sigma_{const} \sigma_{var}} \cdot \cos(\varphi_{r_{var}} - \varphi_{r_{const}})], \quad (9)$$

$$\varphi_{o_{\Sigma}} = \varphi_{o_{f_{\Sigma}}} + \varphi_{o_{h_{\Sigma}}} = 2 \cdot \varphi_{o_{f_{\Sigma}}},$$

$$\varphi_{o_{\Sigma}} = \begin{cases} \varphi_{o_{f_{\Sigma}}}, & \text{если } -\pi < \varphi_{o_{\Sigma}} < \pi, \\ \varphi_{o_{\Sigma}} + 2\pi, & \text{если } \varphi_{o_{\Sigma}} \leq -\pi, \\ \varphi_{o_{\Sigma}} - 2\pi, & \text{если } \varphi_{o_{\Sigma}} > \pi, \end{cases} \quad (10)$$

где $\Phi_{sh} = \Omega_{sh} \frac{r_{\Sigma}}{c}$ – компонента фазового набега, вызванная сдвигом частоты. φ_{sh} – флуктуирующая компонента фазы, вызванная повторным отражением радиоволны, $\varphi_{o_{\Sigma}}$ – суммарная флуктуирующая компонента фазы.

Для случая преобразования принятого сигнала частью излучаемого колебания, как это делалось в [1], получаем

$$e_{np}(t) = \text{Re} \left\{ U_{np_{\Sigma}} \exp \left[j \left(2\Phi_{\omega} - \Omega_{sh} t + \Phi_{sh} - \varphi_{o_{\Sigma}} - \varphi_{sh} \right) \right] \times \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} J_n(z) \exp \left[-jn \left(\Omega_m t - \Phi_m + \varphi_m \right) \right] \right\}, \quad (11)$$

где $U_{np_{\Sigma}} = k_{np} U_{r_{\Sigma}}$ – амплитуда, линейно связанная с амплитудой суммарного сигнала $U_{r_{\Sigma}}$ на входе приемника ((8),(9)), $J_n(z)$ – функция Бесселя первого рода n -го порядка. $z = 2m \sin(\Phi_m) = 2m \sin\left(\Omega_m \frac{r_{\Sigma}}{c}\right)$.

Рассмотрим случай, когда дальнейшая обработка преобразованного сигнала производится с целью выделения компоненты фазового набега, пропорциональной несущей частоте. С помощью этой фазовой компоненты определяется малое изменение расстояния до отражателя. В работе [1] предлагается следующий способ. Выделяется n -я гармоника преобразованного входного сигнала, а полученный результат подается на сигнальный вход смесителя, на второй вход которого поступает n -я гармоника частоты модуляции излучаемого сигнала $e_{nm}(t) = U_{nm} \cos[n(\Omega_m t + \varphi_m)]$. Сигнал на выходе второго смесителя имеет вид, аналогичный полученному в [1]

$$e_{вых_{\Sigma}}(t) = k_r U_{np_{\Sigma}} J_{\pm n}(z) \cos\left(n\Phi_m - \frac{n}{2}\pi\right) \cos\left(\Omega_{sh} t + \varphi_{sh} - \Phi_{sh} - 2\Phi_{\omega} + \varphi_{o_{\Sigma}} - \frac{n}{2}\pi\right), \quad (12)$$

где k_r – коэффициент передачи от первого преобразователя до выхода.

Как видно из (12), амплитуды сигнала на входе и выходе приемника ретрансляционного измерителя $U_{вых_{\Sigma}} = k_r U_{np_{\Sigma}} J_{\pm n}(z) \cos\left(n\Phi_m - \frac{n}{2}\pi\right)$ при постоянных параметрах измерительной системы и трассы распространения будут линейно связаны.

В результате сравнения выходного сигнала с колебанием сдвига выделяется разность фаз [1]

$$\Delta\Phi_{вых} = \Phi_{sh} + 2\Phi_{\omega} - \varphi_{o_{\Sigma}} + \frac{n}{2}\pi = \Delta\Phi_{вх} - \varphi_{o_{\Sigma}}, \quad (13)$$

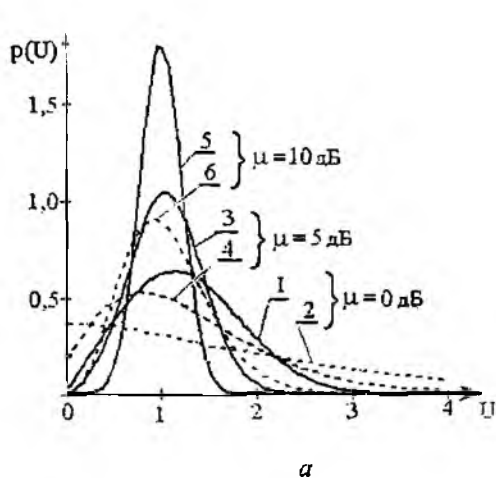
где $\Delta\Phi_{\text{ср}} = 2\Phi_{\omega} + \Phi_{\text{ш}} + \frac{n}{2}\pi$ – зависит от параметров измерительной системы, которые остаются постоянными при проведении статистических испытаний.

Выражения (6) и (7) позволяют оценить случайные значения амплитуды и фазы сигнала в ретрансляторе. из которых можно составить выборочный массив параметров радиолокационного сигнала при заданных значениях σ_{const} и $\sigma_{\text{var}} \in \zeta_{\text{var}}$. где ζ_{var} – множество всех возможных значений ЭПР флуктуирующего отражателя. Регулярные фазовые набег Φ_{ω} и $\Phi_{\text{ш}}$ удобно принять равными $2\pi \cdot n$, где n – целое; это достигается выбором соответствующих значений R_r , R_f (рис. 1) и частоты модуляции (1).

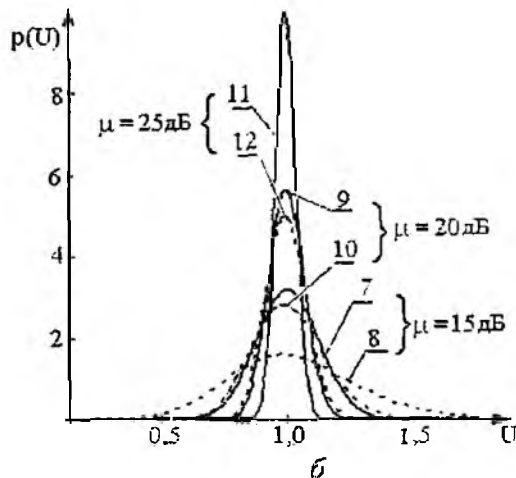
С помощью формул (9) и (10) при тех же условиях можно получить массив выборочных данных ретрансляционного сигнала в канале выделения фазового набег, пропорционального несущей частоте.

Следует отметить, что коэффициенты передачи в радиолокационном и ретрансляционном измерителях существенно отличаются. Поэтому определение амплитуд выходных сигналов делалось при следующем условии. Коэффициенты передачи в радиолокационном и ретрансляционном измерителях выбирались так, чтобы амплитуды сигналов, отраженных одним только стабильным объектом с ЭПР $\sigma_{\text{const}} = 1$ были равными.

Плотности вероятностей амплитуды сигнала на выходе радиолокационного (сплошные линии) и ретрансляционного (штриховые линии) измерителей, полученные методом статистических испытаний при принятых выше условиях, приведены на рис. 2. Зависимости 1, 3, 5, 7, 9, 11 построены для радиолокационного сигнала, зависимости 2, 4, 6, 8, 10, 12 – для ретрансляционного сигнала. При получении зависимостей 1 и 2 принято $\sigma_{\text{const}} = \bar{\sigma}_{\text{var}}$; 3 и 4 – $\mu = 5\text{дБ}$; 5 и 6 – $\mu = 10\text{дБ}$. Зависимости на рис. 2 б построены при условиях: 7 и 8 – $\mu = 15\text{дБ}$, 9 и 10 – $\mu = 20\text{дБ}$, 11 и 12 – $\mu = 25\text{дБ}$.



а – малое превышение σ_{const} над σ_{var} .



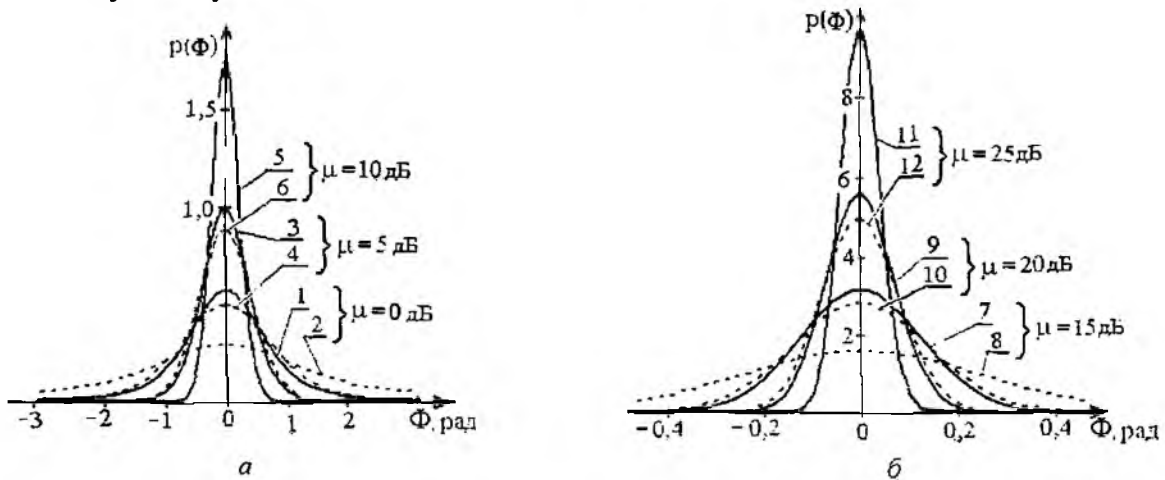
б – большое превышение σ_{const} над σ_{var}

Рис. 2

При получении всех массивов радиолокационного сигнала плотность распределения практически точно соответствовала закону распределения амплитуды, приведенному в [2]. Сопоставление зависимостей для сигналов показало, что во всех случаях плотность вероятности амплитуды сигнала ретрансляционного измерителя значительно шире соответствующей плотности вероятности радиолокационного сигнала. Выявленное различие в законах распределения может быть использовано для дополнительной селекции случайных отражателей, наблюдаемых ретрансляционной системой, в которой организован выход радиолокационного и ретрансляционного сигналов.

При повышении отношения $\mu = \sigma_{const} / \bar{\sigma}_{var}$ плотность распределения стремится к нормальному закону. В тех случаях, когда $\mu > 10 \text{ dB}$, различие между модами распределений радиолокационного и ретрансляционного сигналов становится почти незаметным.

Плотности вероятности фазы выходных сигналов радиолокационного (сплошные линии) и ретрансляционного (штриховые линии) измерителей представлены на рис. 3. Как отмечалось ранее, статистические испытания проводились с сигналом ретрансляционного измерителя на выходе канала выделения фазового набега, пропорционального несущей частоте (см. выражение (13)). Изменение фазы сигнала, отраженного стабильным объектом, было принято $\varphi_{\text{отраж}} = 0$. Условия, при которых построены зависимости на рис. 3, приняты такими, как на рис. 2; номера кривых для аналогичных условий совпадают. Сумма фазовых набегов принята $\Delta\Phi_{\text{прн}} = 2\Phi_{\omega} + \Phi_{\varphi} + \frac{n}{2}\pi = 2\pi \cdot n$. Из результатов статистических испытаний следует, что во всех случаях плотность вероятности распределения фазы сигнала ретрансляционного измерителя значительно шире соответствующей плотности вероятности радиолокационного сигнала. При повышении отношения $\mu = \sigma_{const} / \bar{\sigma}_{var}$ плотность распределения стремится к нормальному закону.



а – малое превышение σ_{const} над σ_{var} ,

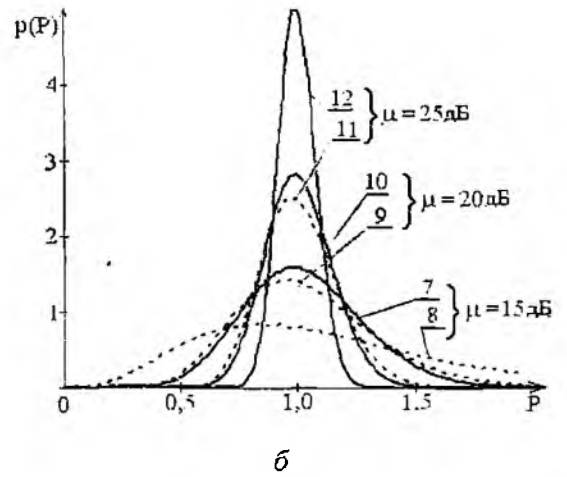
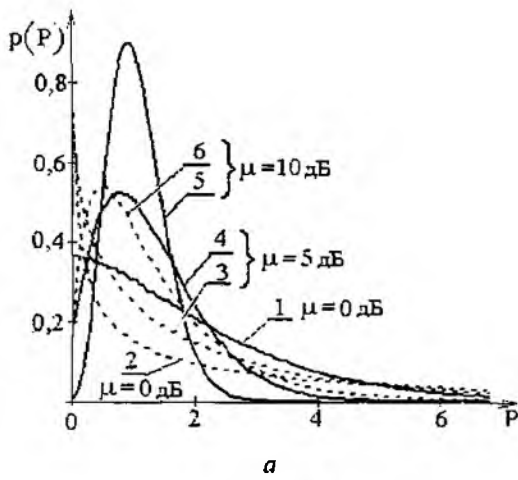
б – большое превышение σ_{const} над σ_{var}

Рис 3

На рис. 4 приведены плотности распределения мощности радиолокационного (сплошные линии) и ретрансляционного сигналов (пунктир), которые оценивались как $P = U^2 / 2R$, где $R = 1$. Условия, при которых построены зависимости на рис. 4, приняты такими, как на рис. 2; номера кривых для аналогичных условий совпадают. Вид кривых – плотностей распределения мощности радиолокационного и ретрансляционного сигналов при малых соотношениях $\mu = \sigma_{const} / \bar{\sigma}_{var} < 10 \text{ dB}$ сильно отличается. При повышении величины $\mu > 15 \text{ dB}$ происходит «нормализация» распределений. Мощность распределения ретрансляционного сигнала остается шире соответствующего распределения радиолокационного сигнала, мода распределения смещается сильнее, чем для плотностей распределения амплитуды соответствующих сигналов.

Рассмотрим результаты статистических испытаний сигнала на выходе каналов выделения модуляционной компоненты фазы $\Phi_m = \Omega_m \frac{t}{c}$ (см. (4)). Если использовать такой же способ выделения Φ_m , как в [1], на выходе каналов «нижней» и «верхней» боковых частот будут получены колебания [1]

$$e_{\varphi}(t) = k U_{\text{прн}} J_n(\varepsilon) \cos\left[(\Omega_{\Delta} - \Omega_{\text{от}})t + n\Phi_m + 2\Phi_{\omega} + \Phi_{\varphi} - \varphi_{\omega_2} - \varphi_{\varphi_1} + \varphi_{\Delta}\right]. \quad (14)$$



а – малое превышение σ_{const} над σ_{var} ,

б – большое превышение σ_{const} над σ_{var}

Рис. 4

$$e_{s_n}(t) = k_s U_{mp_2} J_n(z) \cos[(\Omega_{\Delta} - \Omega_{\Delta_0})t - n\Phi_m + 2\Phi_{\omega} + \Phi_{sh} - \varphi_{\sigma_{\varepsilon}} - \varphi_{\Delta} + \varphi_{\Delta} - n\pi], \quad (15)$$

где Ω_{Δ} и φ_{Δ} – круговая частота и начальная фаза колебания специального генератора.

Разность фаз сигналов «верхнего» и «нижнего» каналов [1]

$$\Delta\Phi = 2n\Phi_m - n\pi = 2n\Omega_m \frac{r_s}{c} - n\pi \quad (16)$$

используется для определения большого диапазона однозначного измерения дальности.

Амплитуды сигналов в каналах выделения модуляционной компоненты фазового набега, как следует из (11), (14) и (15), линейно связаны с амплитудой флуктуирующего суммарного сигнала U_{ε} на входе приемника ((8),(9)). Поскольку параметры аппаратуры и трассы распространения при статистических испытаниях приняты постоянными, распределения амплитуд в этих каналах будут аналогичны приведенным на рис. 2. Плотность распределения мощности сигналов (14) и (15) будет подчиняться зависимостям, приведенным на рис. 4.

Фазы сигналов (14) и (15) содержат флуктуирующую компоненту $\varphi_{\sigma_{\varepsilon}}$, которая присутствует в выходном сигнале (12) канала выделения малых изменений дальности. Поэтому плотность распределения фазы сигналов (14) и (15) будут подчиняться зависимостям, приведенным на рис. 3.

Следует отметить, что выделяемая разность фаз выходных сигналов (14) и (15) не содержит флуктуационную компоненту фазы $\varphi_{\sigma_{\varepsilon}}$, которая появилась вследствие случайных изменений фазы коэффициента отражения объекта.

Таким образом, определены законы распределения амплитуд, фаз, мощностей сигналов ретрансляционного измерителя при работе с флуктуирующим объектом. Зависимости получены применительно к использованию непрерывного сигнала с гармонической частотной модуляцией. Плотности распределения амплитуд, фаз и мощностей ретрансляционных сигналов значительно шире соответствующих плотностей распределения радиолокационных сигналов, отраженных объектом, который содержит стабильный и флуктуирующий отражатели. Выделяемая в ретрансляционных измерителях разность фаз, пропорциональная модулирующей частоте, не содержит случайных изменений, обусловленных флуктуациями коэффициента отражения. Полученные распределения могут использоваться при обработке сигналов ретрансляционных измерителей.

Список литературы: 1. *Величко А.Ф., Величко Д.А.* Ретрансляционный метод измерения и подавления помеховых отражений при непрерывном излучении с частотной модуляцией // Известия высших учебных заведений. Сер. Радиоэлектроника. 1998. Т. 41, №11. С. 3-12. 2. *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. Кн. 1. М.: Сов. радио, 1966. 728 с. 3. *Фалькович С.Е., Костенко П. Ю.* Основы статистической теории радиотехнических систем: Учеб. пособие. Харьков: Нац. аэрокосм. ун-т «ХАИ», 2005. 390 с. 4. *Справочник по радиолокации: В 4 т. / Под ред. М. Скольника. Пер. с англ. под общ. ред. К.Н. Трофимова.* М.: Сов. радио. 1979. Т.3 / Под ред. А.С. Виницкого. 528 с.

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я.Усикова
НАН Украины*

Поступила в редколлегию 10.08.2007

ГІБРИДНЕ КІЛЬЦЕ НІЧ-ДІАПАЗОНУ

В пристроях надвисоких частот (НВЧ) знаходиться застосування гібридне кільце (рис.1) [1], що являє собою чотири плеча з хвильовим опором Z (рис. 1), причому плечі 1-2, 1-3 і 2-4 з'єднані між собою відрізками ліній передач з хвильовим опором, Z_0 і електричною довжиною θ , між плечами 3 і 4 ввімкнено смуговий фільтр тієї ж довжини з парою заземлених смужок з хвильовими опорами парного і непарного типу Z_{oe} і Z_{oo} , який відіграє роль фазоінверторного елемента.

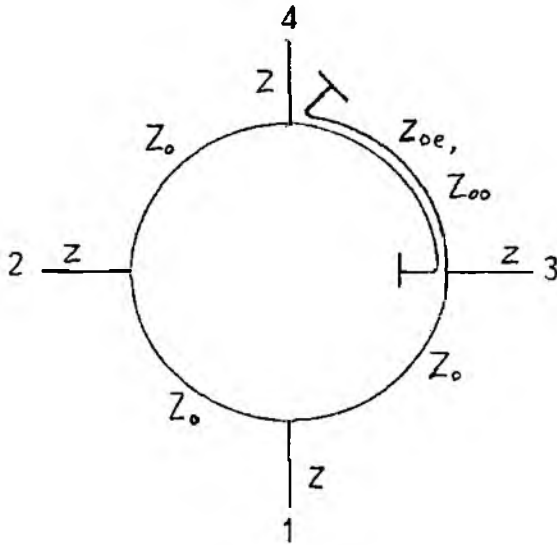


Рис.1

від центрального значення такі параметри, як розбаланс і розв'язка погіршуються з-за відсутності електричної симетрії, оскільки частотні властивості відрізків ліній передач і смугового фільтра відрізняються. Так у найбільш поширеному діапазоні з відношенням крайніх частот 2:1 розбаланс збільшується до 0,8 дБ, розв'язка знижується до 28 дБ.

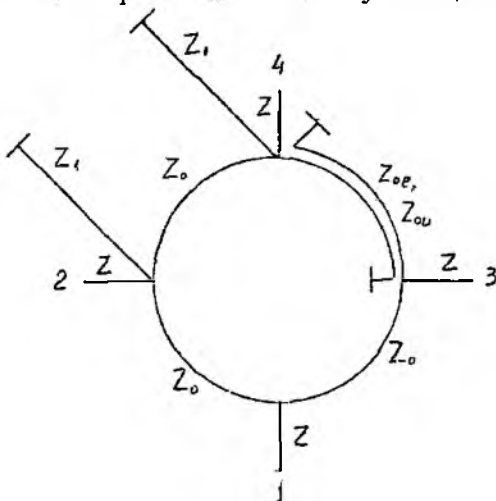


Рис.2

1) відрізок лінії з хвильовим опором Z_0

$$[a_1] = \begin{bmatrix} \cos\theta & j Z_0 \sin\theta \\ j \frac{\sin\theta}{Z_0} & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

Потужність, яка підводиться до плеча 1 ділиться порівну і в фазі між плечами 2 і 3, а до плеча 4 – порівну і в протифазі між тими ж плечами (розбаланс дорівнює нулю). При цьому протилежні пари плечей являються взаємно розв'язаними (розв'язка дорівнює нескінченності), а міст узгодженим з усіх сторін. Такі властивості притаманні мосту при визначеному співвідношенні між Z_0 , Z_{oe} , Z_{oo}

і Z : $\frac{Z_0}{Z} = \sqrt{2}$, $\frac{Z_{oe}}{Z_0} = \sqrt{2} + 1$, $\frac{Z_{oo}}{Z_0} = \sqrt{2} - 1$, на частоті, при якій електрична довжина кожного відрізка, що з'єднує плечі, дорівнює $\pi/2$ (90°). Недоліком даного пристрою являється те, що при відхиленні частоти в ту чи іншу сторону

Постановка задачі

Для покращення таких параметрів кільця, як розв'язка і розбаланс в роботі [2] (рис. 2) був запропонований варіант гібридного кільця, характерною особливістю якого є наявність електричної симетрії.

Це досягалось заміною відрізка лінії 2-4 таким же відрізком, але шунтованим на кінцях короткозамкненими шлейфами з хвильовим опором Z_1 і такої ж електричної довжини, як і відрізок лінії 2-4. Проведемо аналіз одержаного кільця за допомогою матриці передачі $[a]$, яка для окремих елементів кільця з електричною довжиною θ має вид:

2) паралельний короткозамкнений шлейф з хвильовим опором Z_1

$$[a_w] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -j \frac{1}{Z_1} \operatorname{ctg} \theta & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

3) фільтр, що складається з пари короткозамкнених смужок з хвильовим опором парного і непарного типів Z_{oc} і Z_{oo}

$$[a_\phi] = \begin{bmatrix} -\frac{Z_{oc} + Z_{oo}}{Z_{oc} - Z_{oo}} \cos \theta & -j \frac{2Z_{oc}Z_{oo}}{Z_{oc} - Z_{oo}} \sin \theta \\ -j \frac{Z_{oc} - Z_{oo}}{2Z_{oc}Z_{oo}} \sin \theta \left(1 - \left(\frac{Z_{oc} + Z_{oo}}{Z_{oc} - Z_{oo}} \cos \theta \right)^2 \right) & -\frac{Z_{oc} + Z_{oo}}{Z_{oc} - Z_{oo}} \cos \theta \end{bmatrix} \quad (3)$$

Для знаходження матриці передачі $[a_{шлш}]$ відрізка лінії, зашунтованого на кінцях короткозамкненими шлейфами необхідно $[a_\phi]$ зліва і справа домножити на $[a_w]$. в результаті одержимо:

$$[a_{шлш}] = \begin{bmatrix} \frac{Z_1 + Z_0}{Z_1} \cos \theta & jZ_0 \sin \theta \\ j \frac{1}{Z_0 \sin \theta} \left(1 - \left(\frac{Z_1 + Z_0}{Z_1} \cos \theta \right)^2 \right) & \frac{Z_1 + Z_0}{Z_1} \cos \theta \end{bmatrix} \quad (4)$$

Порівнюючи матриці (3) і (4), бачимо, що вони рівні з точністю до знака, якщо

$$\frac{Z_{oc} + Z_{oo}}{Z_{oc} - Z_{oo}} = -\frac{Z_1 + Z_0}{Z_1} \quad (5)$$

$$\frac{2Z_{oc}Z_{oo}}{Z_{oc} - Z_{oo}} = Z_0 \quad (6)$$

Підставляючи Z_0 з виразу (6) в вираз (5) і розв'язуючи його відносно Z_1 , одержимо

$$Z_1 = Z_{oc} \quad (7)$$

При такому співвідношенні між параметрами розв'язка між входами і розбаланс виходів є частотно незалежними.

Аналіз роботи

Зупинимось на конструктивних особливостях кільця. Для виконання смугового фільтра потрібні заземлюючі стовпчики, які в свою чергу слід ізолювати від решти кільця, що призведе до зменшення довжини смугового фільтра. Так, для кільця, виготовленого в плоскій лінії з виходами в коаксіал 4,34/10 мм (50 Ом), яке використовувалось у діапазоні довжин хвиль 10...40 см, таке скорочення складає близько 2.5 мм з кожної сторони фільтра або, відповідно, 5 і 20 % на довгохвильовому і короткохвильовому краях діапазону.

Для визначення впливу скорочення фільтра на параметри кільця нами було проведено розрахунок параметрів кільця в діапазоні довжин хвиль (2:1) з застосуванням апарату класичних і хвильових матриць. Модель для розрахунку представлена на рис. 2. Методика розрахунку полягала у такому.

Розв'язка між входами 1 і 4 визначалась як елемент $T_{(14)1}$ матриці передачі $[T_{(14)}]$ від входу 1 до входу 4. Для визначення $[T_{(14)}]$

1) знаходились матриці $[T_{(124)}]$ і $[T_{(134)}]$, як матриці каскадного з'єднання чотирьох полюсників, у виді добутків:

$$[T_{(124)}] = [T_{(12)}][T_{(2)}][T_{(24)}] \quad (8)$$

$$[T_{(134)}] = [T_{(13)}][T_{(3)}][T_{(34)}] \quad (9)$$

де $[T_{(12)}]$, $[T_{(24)}]$, $[T_{(13)}]$, $[T_{(34)}]$ – відповідно, матриці передачі плечей 1-2, 2-4, 1-3 і 3-4, а $[T_{(2)}]$ і $[T_{(3)}]$ – відповідно, матриці передачі навантажень з боку ліній 2 і 3.

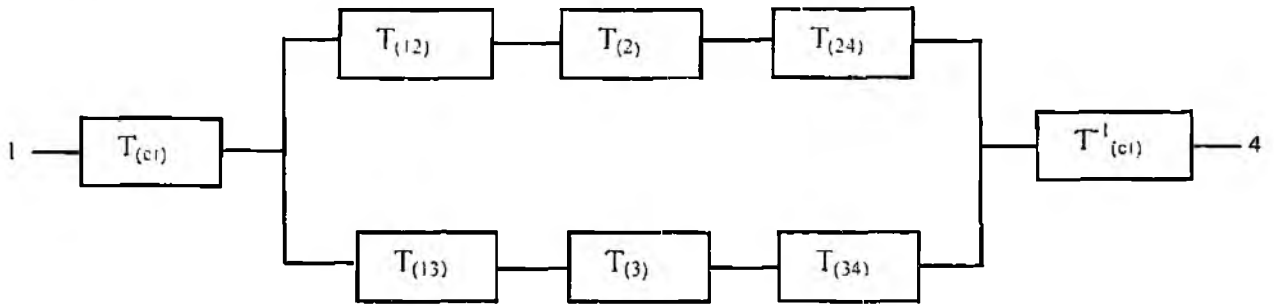


Рис. 3

2) від матриць передачі $[T_{(124)}]$ і $[T_{(134)}]$ переходили до матриць провідностей $[Y_{(124)}]$ і $[Y_{(134)}]$ по відомим правилам переходу [3];

3) знаходили матрицю $[Y_{(14)}]$, як матрицю паралельного з'єднання чотирьохполіусників: $[Y_{(14)}] = [Y_{(124)}] + [Y_{(134)}]$;

4) від матриці провідності $[Y_{(14)}]$ переходили по формулам переходу [3] до матриці передачі паралельного з'єднання, яку позначимо $[T_{(014)}]$;

5) з урахуванням стрибка опорів лінії передачі і кільця знаходилась матриця $[T_{(14)}] = [T_{(c10)}] \cdot [T_{(014)}] \cdot [T_{(c10)}^{-1}]$; де $[T_{(c10)}]$ – матриця стрибка від опору Z до опору Z_0 , $[T_{(c10)}^{-1}]$ – зворотна до $[T_{(c10)}]$ матриця, і зрештою, знаходилась розв'язка L :

$$L = 20 \lg |T_{(14,11)}| \quad (10)$$

При урахуванні конструктивного скорочення фільтра в плечі 3-4 його можна представити у виді трьох відрізків: ΔL_{34} , L_ϕ і ΔL_{34} . де ΔL_{34} – довжина відрізка лінії, на який скоротився фільтр як з однієї, так і з другої сторін, L_ϕ – довжина скороченого фільтра, яку можна представити у виді $L_\phi = L_{34} (1 - \frac{2\Delta L_{34}}{L_{34}})$. Модель для визначення матриці передачі плеча 3-4 $[T_{(34)}]$ наведена на рис. 4.

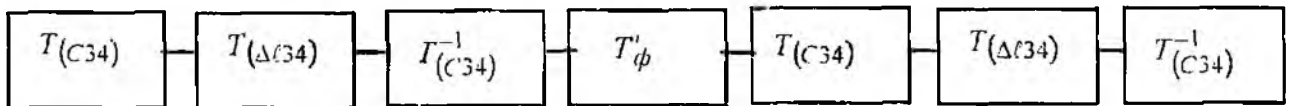


Рис. 4

де $[T_{(c34)}]$ – матриця стрибка опорів від Z_0 до $Z_{\Delta L_{34}}$ – опору відрізка ΔL_{34} , $[T_{(\Delta L_{34})}]$ – матриця передачі відрізка лінії ΔL_{34} , $[T_{(\phi)}]$ – матриця передачі фільтра довжиною L_ϕ , $[T_{(c34)}^{-1}]$ – матриця, зворотна до $[T_{(c34)}]$.

Відповідно до рис 4 знаходимо матрицю $[T_{(c34)}]$, як матрицю каскадного з'єднання чотирьохполіусників: $[T_{(c34)}] = [T_{(c34)}] \cdot [T_{(\Delta L_{34})}] [T_{(c34)}^{-1}] \cdot [T_{(\phi)}] [T_{(c34)}] \cdot [T_{(\Delta L_{34})}] [T_{(c34)}^{-1}]$

Підставляючи $[T_{(34)}]$ в формулу (9), знаходимо матрицю $[T_{(134)}]$ і зрештою матрицю $[T_{(14)}]$ для визначення розв'язки за допомогою формули (10).

Результати, одержані з формули (10) для простого і модифікованого (з двома шлейфами) кільця, одержані при різних скороченнях смугового фільтра (5% і 20%) в діапазоні довжин хвиль (2:1) наведені в таблиці. В зв'язку з порушенням симетрії при скороченні довжини

| $\theta, \text{рад}$ | | $\frac{4}{12}\pi$ | $\frac{5}{12}\pi$ | $\frac{6}{12}\pi$ | $\frac{7}{12}\pi$ | $\frac{8}{12}\pi$ |
|----------------------|----------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| просте кільце | | | | | | |
| $\delta L = 5\%$ | $L, \text{дБ}$ | 27 | 32 | 48 | 36 | 30 |
| $\delta L = 20\%$ | | 22 | 25 | 31 | 58 | 27 |
| модифіковане кільце | | | | | | |
| $\delta L = 5\%$ | $L, \text{дБ}$ | 39 | 42 | 48 | 41 | 34 |
| $\delta L = 20\%$ | | 26 | 28 | 32 | 35 | 25 |

фільтра розв'язка знижується для обох кільць як у серединні, так і на краях робочого діапазону. При скороченні на 5 % найменше значення розв'язки для простого кільця (27 дБ) має місце на довгохвильовому кінці діапазону ($\theta = 4/12\pi$), а для модифікованого кільця (34 дБ) – на короткохвильовому кінці ($\theta = 8/12\pi$). При скороченні на 20% має місце аналогічна картина, але значення розв'язки складають 22 дБ для простого кільця і 25 дБ для модифікованого.

Висновки

Заміна в звичайному гібридному кільці одного з плечей, суміжного з плечем, у якому розташований смуговий фільтр (аналог фазоінверторного елемента), таким же плечем, але зашунтованим на краях короткозамкненими шлейфами, призводить до відновлення електричної симетрії кільця відносно осі, що проходить через входи кільця, і розв'язка входів стає частотно-незалежною. Конструктивне скорочення довжини смугового фільтра, що відбувається при практичній реалізації кільця, призводить до порушення симетрії, і параметри кільця погіршуються. В діапазоні частот (довжин хвиль) (2:1) розв'язка модифікованого кільця зменшується до 26 дБ на довгохвильовому кінці діапазону і до 25 дБ – на короткохвильовому.

Список літератури: 1. *Alford A. and Watts C.B.* A Wide-Band Coaxial Hybrid // IRE National Convention Record, 1956. Pt. 1. P. 171-179. 2. *Бакуменко В.М.* Широкополосное гибридное соединение СВЧ-диапазона // Антенно-фидерные и измерительные устройства сверхвысоких частот. Харьков: Изд-во ХГУ им. А.М. Горького, 1971. 124 с. 3. *Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р., Смирнов В.П.* М.; Л.: Госэнергоиздат, 1963. 360 с.

Українська інженерно-педагогічна академія

Надійшла до редколегії 25.08.2007

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В МАГНЕТРОНАХ НА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИКАХ С НЕОДНОРОДНОЙ РЕЗОНАТОРНОЙ СИСТЕМОЙ

Введение

Одним из ключевых этапов решения задачи изучения и освоения миллиметрового диапазона длин волн является разработка высокоэффективных генераторов этого диапазона. Наиболее перспективными с этой точки зрения являются магнетроны на пространственных гармониках, которые остаются одними из наиболее эффективных и дешевых источников электромагнитного излучения в этом диапазоне.

Магнетроны на пространственных гармониках обладают рядом преимуществ, обусловленных спецификой их принципа работы – использованием синхронизации потока электронов с высокочастотными полями обратных пространственных гармоник не π -видовых колебаний. Применение такого режима позволило получить не только стабильную генерацию, хорошее разделение между частотами, но и привело к возможности упрощения конструкций резонаторных блоков и магнитных систем магнетронов. Так как, в этом случае, генерация наступает при более низких значениях постоянного магнитного поля [1]. Используемые не π -видовые колебания являются вырожденными, при наличии в резонаторной системе неоднородностей, вырождение снимается, и моды приобретают дублетную структуру, при этом компоненты дублета имеют разную связь с нагрузкой, что снижает эффективность эксплуатации свойств резонаторной системы и заметно ограничивает полноту использования возможностей магнетронного генератора.

Следовательно, возникает необходимость разработки методов оптимизации связи с нагрузкой обеих компонент дублета рабочего вида колебаний, которые позволяли бы улучшить основные выходные характеристики магнетрона и не приводили бы к существенному усложнению конструкции приборов. В работе [2] предложен конструктивно простой метод, позволяющий подавить ненагруженную составляющую дублета рабочего вида колебания за счет использования резонаторных систем, образованных цепочкой резонаторов лопаточного и щелевого типа. В работе [3] описана возможность управления контурным КПД колебательной системы магнетронов за счет введения малых периодических неоднородностей в резонаторный блок. В работе [4] на основе самосогласованной модели работы магнетронов на пространственных гармониках рассмотрено влияние изменения глубины резонаторов по периодическому закону на их основные энергетические характеристики – анодный ток и выходную мощность. Приведенные временные реализации этих характеристик свидетельствуют о том, что наличие даже сравнительно малых периодических неоднородностей в резонаторной системе существенно снижают значения выходной мощности, анодного тока и КПД прибора.

Данная работа является продолжением работы [4] и посвящена анализу взаимодействия электронного потока с рабочей модой и изучению свойств распределения пространственного заряда, который формируется в неоднородной резонаторной системе магнетронов на пространственных гармониках в случае, когда неоднородность обусловлена изменением продольного размера резонаторов по периодическому закону.

Методика расчета

Чтобы проанализировать связь электронного потока с рабочей модой, рассмотрим взаимодействие электронного потока с высокочастотным полем в следующем приближении:

1) взаимодействие ограничивается взаимодействием с синхронной пространственной гармоникой высокочастотного поля;

2) это взаимодействие можно считать линейным.

Очевидно, что эти условия соответствуют моменту возбуждения колебаний.

Взаимодействие электронов с полем некоторой n -й моды описывается уравнением возбуждения резонатора [5], согласно которому, эволюция амплитуды $C_n(t)$ и фазы $\psi_n(t)$ этой моды имеет вид

$$\frac{dC_n}{dt} = -C_n \frac{\omega_n}{2Q_n} - \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{N_n} \left\langle \int_V \bar{j}(\bar{r}, t) \bar{E}_n^*(\bar{r}) e^{i(\omega_n t)} dV \right\rangle \right\}$$

и

$$\frac{d\psi_n}{dt} = \frac{1}{C_n} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{N_n} \left\langle \int_V \bar{j}(\bar{r}, t) \bar{E}_n^*(\bar{r}) e^{i(\omega_n t)} dV \right\rangle \right\},$$

здесь Q_n обозначает эквивалентную нагруженную добротность бегущей волны, ω_n – собственную частоту колебания, $\bar{E}_n(\bar{r})$ – пространственное распределение высокочастотного поля, соответствующее n -ой моде холодной колебательной системы, N_n – норму колебания, $\bar{j}(\bar{r}, t)$ – распределение плотности тока в пространстве взаимодействия, V – объем пространства взаимодействия, $\langle \cdot \rangle$ обозначает усреднение по периоду высокочастотного поля.

Таким образом, интенсивность взаимодействия можно описывать величиной

$$\alpha = -\frac{1}{C_n} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1}{N_n} \left\langle \int_V \bar{j}(\bar{r}, t) \bar{E}_n^*(\bar{r}) e^{i\omega_n t} dV \right\rangle \right\},$$

являющейся, по сути, инкрементом роста амплитуды колебаний для случая, когда не учитывались потери энергии на стенках резонаторов и вывод энергии. С учетом сформулированных выше приближений можно положить, что

$$\bar{j}(\bar{r}, t) = C_n \cdot A_\gamma \cdot \bar{j}_0(\bar{r}, t),$$

где $A_\gamma = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} E_{n\phi}^* \cdot e^{-i\gamma\phi} \cdot d\phi$ – амплитуда синхронной пространственной гармоники.

Тогда выражение принимает вид

$$\alpha = -\frac{A_\gamma \cdot A_\gamma^*}{N_n} \operatorname{Re} \left\{ \left\langle \int_V \bar{j}_0(\bar{r}, t) \bar{E}_\gamma^*(\bar{r}) e^{j\omega_n t} dV \right\rangle \right\},$$

где \bar{j}_0 – распределение тока в пространстве взаимодействия, \bar{E}_γ – распределение поля синхронной гармоники.

При варьировании глубин анодных резонаторов \bar{E}_γ остается неизменным. \bar{j}_0 описывает свойства электронного потока и в момент возбуждения колебаний также не зависит от варьируемых параметров.

Таким образом, для оценки влияния вносимых искажений на связь электронного потока с полем возбуждаемой моды достаточно рассмотреть изменение величины μ при внесении исследуемых искажений колебательной системы:

$$\mu = \frac{A_\gamma \cdot A_\gamma^*}{N_n}.$$

Учитывая, что в приближении эквивалентной цепи поле в пространстве взаимодействия является суперпозицией полей сегментов, амплитуда синхронной гармоники

$$A_\gamma = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \bar{E}_n^*(\bar{r}) \cdot e^{-j\gamma\phi} \cdot d\phi = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=0}^{N_{res}-1} u_i \int_0^{2\pi} \bar{E}_0(r, \phi + \frac{2\pi i}{N_{res}}) \cdot e^{-j\gamma\phi} \cdot d\phi =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \sum_{i=0}^{N_{res}-1} u_i \cdot e^{-j \frac{2\pi i \gamma}{N_{res}}} \cdot \int_0^{2\pi} \bar{E}_0(r, \phi) \cdot e^{-j \gamma \phi} \cdot d\phi.$$

Знаменатель (5) является запасенной энергией возбуждаемой моды и может быть вычислен как

$$N_p = \sum_{i=0}^{N_{res}-1} C_i' \cdot u_i \cdot u_i^* + \sum_{i=0}^{N_{res}-1} C_i \cdot (u_i - u_{i+1}) \cdot (u_i^* - u_{i+1}^*). \quad (7)$$

В обоих выражениях u_k являются решением задачи на собственные колебания эквивалентной цепи [3, 4, 6].

Для анализа распределения пространственного заряда в неоднородной резонаторной системе, использовалась обобщенная на случай неоднородных резонаторных систем, магнетронная модель магнетрона на пространственных гармониках [6], учитывающая в самосогласованной постановке взаимодействие электронов с полем колебательной системы, эффекты пространственного заряда, распределенную электронную эмиссию. Основные уравнения этой модели представлены в работах [4, 6].

Моделирование резонансных свойств колебательной системы магнетрона осуществлялось на основе теории эквивалентных цепей с сосредоточенными параметрами. В рамках этой теории каждый резонатор представляется в виде параллельного $L-C$ контура, а пространство взаимодействия – емкостями C' [7]. Для моделирования вывода и диссипации энергии на стенках колебательной системы эквивалентная цепь дополняется проводимостями G , включаемыми параллельно колебательным контурам, моделирующим анодные резонаторы [6]. При этом проводимость G_i одного из резонаторов существенно превышает проводимости остальных, что моделирует вывод энергии.

Эквивалентные параметры неоднородной резонаторной системы, способ определения которых детально описан в работах [3, 4], используются в качестве входных данных при самосогласованном моделировании работы магнетрона на пространственной гармонике.

Кроме этого, исходными данными для моделирования являются геометрия прибора, параметры колебательной системы и величины постоянных электрического и магнитного полей, прилагаемых к системе. Выходными данными являются временные реализации анодного тока и выходной мощности.

Результаты и обсуждение

Исследование проводилось на примере магнетронов на пространственных гармониках с холодным вторично-эмиссионным катодом, генерирующих волны длиной 8 мм, разрабатываемых в Радиоастрономическом институте НАН Украины. При этом их рабочая частота была 36,4 ГГц, а в качестве рабочего вида колебаний использовался $\pi/2-1$ вид.

Неоднородность резонаторной системы обусловлена введением в нее дополнительных неоднородностей, представляющих собой изменение глубины анодных резонаторов относительно их типичного размера на некоторую величину δ_0 , изменяющуюся по периодическому закону [3, 4].

В таблице приведены результаты проведенного анализа влияния рассматриваемого типа неоднородности колебательной системы на связь электронного потока с полем возбуждаемой моды. Исследовались варианты, при которых генерация имела место ($\delta_0 = 0,02$ мм и 0,04 мм) и когда она не наступала ($\delta_0 = 0,13$ мм) [4].

Как видно из результатов расчетов, введение в колебательную систему неоднородностей, направленных на увеличение связи рабочего вида колебания с нагрузкой, приводит к ослаблению связи электронов с высокочастотным полем.

Для дополнения описанных выше результатов, на рис. 1 и 2 приведены распределения пространственного заряда в колебательной системе магнетрона 8 мм диапазона в случаях, когда генерация имеет место (рис. 1, а, б), и когда ее не удалось получить (рис. 2, а, б).

| Параметры неоднородности | $\delta_0 = 0,$ | $\delta_0 = 0,02 \text{ мм.}$ | $\delta_0 = 0,04 \text{ мм.}$ | $\delta_0 = 0,13 \text{ мм.}$ |
|--------------------------|-----------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| μ_1 | 1,00 | 0,99 | 0,86 | 0,13 |
| μ_2 | 1,03 | 1,02 | 0,89 | 0,13 |

На рис. 1. *а* представлено распределение пространственного заряда внутри резонаторного блока соответствующее рабочему виду колебания (мода TE_{31}) в момент наступления генерации (время $\sim 25 \text{ нс}$) в магнетроне, резонаторная система которого не имела искажений.

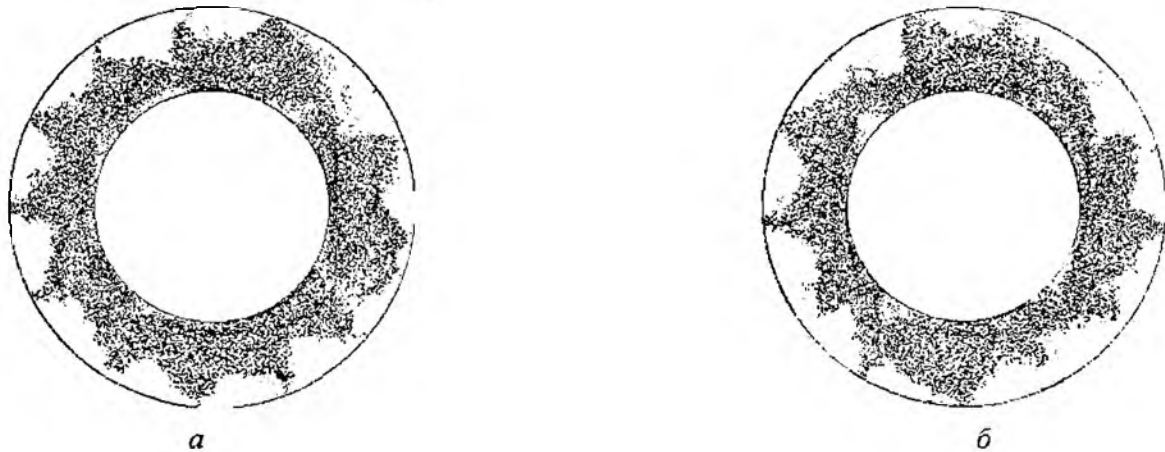


Рис. 1

Видно, что при отсутствии изменения глубины резонаторов распределение электронов имеет вид, характерный для магнетронов рассматриваемого типа [6, 8]. То есть, наряду с несимметричными, неотчетливо выраженными спицами, в распределении видны неоднородные сгустки электронов в прикатодной области. Число прикатодных сгустков и скорость их движения зависит от режима работы магнетрона. Причем, как указано в [6, 8], движение этих сгустков не является синхронным с движением спиц. Поэтому, число электронов в спице меняется в зависимости от ее смещения относительно прикатодных сгустков. Кроме этого спицы различаются максимальным удалением образующих их электронов от поверхности катода – некоторые спицы не касаются поверхности анода. Такой характер распределения электронов в пространстве взаимодействия магнетронов рассматриваемого типа обусловлен быстрым уменьшением амплитуды высокочастотного поля при удалении от анода.

На рис.1, *б* приведено распределение пространственного заряда в момент наступления генерации (время $\sim 45 \text{ нс}$) при наличии в резонаторной системе магнетрона периодических неоднородностей с $\delta_0 = 0,040 \text{ мм}$. Вносимые искажения симметрии колебательной системы в этом случае не приводят к существенным изменениям во взаимодействии электронов с высокочастотным полем (см. таблицу). поэтому, распределение пространственного заряда имеет структуру, близкую к распределению электронов в пространстве взаимодействия магнетрона с однородной резонаторной системой.

На рис. 2 приведены распределения пространственного заряда для рассматриваемого магнетрона при наличии в его резонаторной системе периодических искажений с амплитудами $\delta_0 = 0,05 \text{ мм}$ (рис. 2, *а*) и $\delta_0 = 0,13 \text{ мм}$ (рис. 2, *б*) в моменты времени $\sim 80 \text{ нс}$ и $\sim 95 \text{ нс}$ соответственно.

В этих случаях, несмотря на значительную задержку по времени, генерация не наступает. т.к. из рисунка видно, что распределение пространственного заряда при таких параметрах неоднородности не соответствует распределению, характерному для рабочей моды. Вносимая неоднородность вызывает увеличение влияния несинхронных пространственных гармоник. В частности, увеличивается роль нулевой пространственной гармоники не только в момент

запуска магнетрона, но и в достаточно продолжительный промежуток времени (~ 80 нс), в течение которого должна была бы развиться генерация, однако этого не произошло [4].

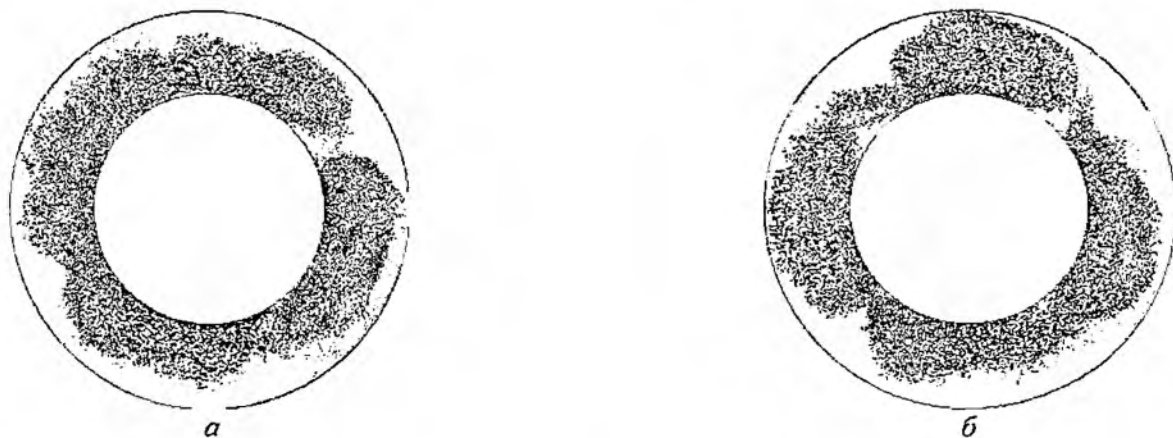


Рис. 2

Как видно из данных, приведенных в таблице, искажение симметрии резонаторной системы с такой амплитудой приводит к ослаблению связи электронов с высокочастотным полем. Поскольку самовозбуждение магнетронного генератора возможно в случае появления устойчивой обратной связи – электронный поток – резонаторная система – электронный поток. Ослабление взаимосвязи электронов с высокочастотным полем, обусловленное наличием рассматриваемых неоднородностей в резонаторной системе, приводит к нарушению этой связи. Усиления первичных флуктуаций не происходит, и, как следствие, генерация не наступает.

Логично предположить, что, изменяя значения статического магнитного поля и анодного напряжения, прикладываемых к колебательной системе, можно повысить взаимодействие электронного потока с полем возбуждаемой моды. Действительно, скорость движения электронов и их траектория движения зависит от величин подводимой мощности и магнитного поля. Теоретически можно предположить, что, изменяя значения анодного напряжения и магнитного поля, можно синхронизировать поток электронов с рабочей пространственной гармоникой. Однако на практике специфика режима работы не π -видовых магнетронов на пространственной гармонике накладывает некоторые ограничения. Возбуждение определенного вида колебания возможно только в случае, когда величины этих параметров принимают значения соответствующие этому виду колебания. Так, для возбуждения рабочего вида $\pi/2 - 1$ магнетрона 8-мм диапазона длин волн необходимо, чтобы значение магнитного поля составляло величину близкую к $0,5875$ Т при значении анодного напряжения $12,8$ кВ. Если при этом значении анодного напряжения снизить магнитное поле до $0,5815$ Т, то вместо рабочей моды, произойдет возбуждение моды $\pi/2$, которая характеризуется частотой $\approx 38,0$ ГГц. Подобные результаты можно получить и изменяя анодное напряжение. Так, возбуждение рабочей моды имеет место и при величине магнитного поля $0,5815$ Т, только в этом случае необходимо понизить анодное напряжение до $12,6$ кВ. Повышая анодное напряжение до 13 кВ, можно получить генерацию моды $\pi/2$ при значении магнитного поля $0,5875$ Т.

Анализ влияния изменения величины магнитного поля в пределах областей устойчивой генерации на рабочей моде в случае, когда резонаторная система магнетронов не имела искажений, показал, что увеличение магнитного поля приводит к ухудшению выходных характеристик рассматриваемого магнетрона, в то время как его уменьшение вызывает значительное увеличение значений этих характеристик за счет того, что в этом случае максимально возможное удаление траектории движения электронов от катола, существенно приближается к аноду и эффективность их синхронизации с высокочастотным полем, которое локализовано вблизи анода, значительно возрастает.

Исследование влияния изменения магнитного поля и анодного напряжения, проведенное для магнетрона, колебательная система которого содержала периодическую неоднородность

с амплитудой $\delta_0 = 0 \div 0,04$ мм, в случае, когда генерация имела место. при исходных значениях магнитного поля и анодного напряжения (0,5875 Т и 12,8 кВ соответственно), варьирование этих параметров приводило к изменению выходных характеристик по закону, аналогичному полученному для магнетрона с однородной колебательной системой. В случае, когда процесс генерации не наступал (при значениях δ_0 превышающих 0,04 мм), изменение значений магнитного поля и анодного напряжения также не приводило к появлению генерации.

Заключение

Проанализированы особенности электронно-волнового взаимодействия в резонаторных системах магнетронного типа при наличии в них малых периодических неоднородностей. Рассмотрены не только структуры электромагнитного поля и их эволюции во времени, но и закономерности формирования поля пространственного заряда.

Проведенное исследование изменения магнитного поля и анодного напряжения, прилагаемых к резонаторной системе, позволило сделать вывод о том, что значения магнитного поля и анодного напряжения, несомненно, оказывают влияние на выходные характеристики, но не являются определяющим фактором, отвечающим за возможность получения генерации в рассматриваемом магнетроне, резонаторная система которого имела существенные искажения продольных размеров резонаторов.

Таким образом, полученные результаты позволяют объяснить некоторые механизмы срыва генерации в практических конструкциях магнетронов.

Автор выражает глубокую благодарность доктору физико-математических наук, профессору, члену-корреспонденту НАН Украины Д.М. Вавриву за помощь в организации исследования, интерес к результатам и ценные замечания. Автор также признательна кандидату физико-математических наук С.В. Сосницкому за предоставленные компьютерные программы и полезные консультации.

Список литературы: 1. *Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн* / Под ред. А. Я. Усикова. Киев: Наук. думка, 1986. 350 с. 2. *Гурко А.А.* Оценка возможности повышения КПД магнетронов мм диапазона с использованием не π -видных колебаний // *Радиофизика и радиоастрономия.* 2000. Т.05, №1. С.86 – 88. 3. *Фурсова Е.В., Ваврив Д.М., Сосницкий С.В.* Управление контурным КПД не π -видных магнетронов внесением неоднородностей в колебательную систему // *Радиофизика и радиоастрономия.* 2004. Т.9. №3. С.324 – 330. 4. *Фурсова Е.В., Ваврив Д.М., Сосницкий С.В.* Оценка возможности повышения уровня выходных характеристик магнетронов на пространственной гармонике // *Радиоэлектроника и информатика.* 2005. №3. С. 36 – 40. 5. *Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А.* СВЧ электроника. Москва: Сов. радио, 1973. 578с. 6. *Schunemann K., Sosnytskiy S. V., and Vavriv D. M.* Self-consistent simulation of the spatial-harmonic magnetron with cold secondary-emission cathode // *IEEE Transactions on Electron Devices.* 2001. Vol. 48, No. 5. PP. 993 – 998. 7. *Магнетроны сантиметрового диапазона.* Т.1. / Пер. под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950. 420 с. 8. *Ваврив Д.М., Сосницкий С.В.* Нестационарная теория магнетронов на пространственной гармонике с холодным катодом // *Радиофизика и радиоастрономия.* 200. Т.5, №1. С. 131-141.

*Научный физико-технологический
центр МОН и НАН Украины*

Поступила в редколлегию 06.08.2007

*П. Г. ДАЛЬЧЕНКО, М. И. ДЗЮБЕНКО, о-р физ.-мат наук
В. П. ПЕЛИПЕНКО, канд. физ.-мат наук*

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА НА СПИРТОВОМ РАСТВОРЕ РОДАМИНА 6Ж

Применение лазеров на красителях в различных отраслях науки и техники сопровождается ростом интереса к предельным возможностям таких устройств. В первую очередь это относится к получению максимальной мощности, высоких КПД и долговечности лазеров (в частности проблема фотоустойчивости активной среды в лазерах на красителях). Известно [1], что верхний лазерный уровень в молекуле красителя является короткоживущим (время жизни порядка 10^{-9} с), поэтому для эффективной работы лазеров требуются высокие мощности накачки. В случае ламповой накачки такие мощности обычно достигаются при использовании разрядов микросекундной длительности. Для получения таких разрядов используют разрядные контуры с малой накопительной емкостью и высоким напряжением (жесткий режим разряда). Для таких разрядов характерны высокие термодинамические температуры (свыше 10000 К), а максимум спектра излучения находится в ультрафиолетовой области. Наличие мощного ультрафиолетового излучения может приводить к следующим процессам понижающим энергию генерации:

1 – поглощение коротковолновой части излучения накачки приводит к неравномерному нагреву активного элемента и вызывает в нем термооптические искажения, уменьшающие добротность резонатора [2];

2 – под действием ультрафиолетового излучения накачки образуются продукты фотораспада [3], имеющие поглощение на длине волны генерации. Это явление, по-видимому, носит пороговый характер, т.е. существует предельная длина волны, превышение которой не приводит к фотораспаду;

3 – ультрафиолетовое излучение может вызывать дополнительное каскадное заселение триплетного состояния самого активного вещества [4]. Для ксантоновых красителей механизм такого процесса обуславливается многократными переходами между возбужденными синглетными и триплетными термами, при этом скорость интерконверсии может увеличиваться на несколько порядков. Дополнительное заселение триплетного состояния, как известно, вызывает увеличение поглощения на длине волны генерации, что и приводит к снижению энергии генерации. Кроме того, переход молекулы в метастабильное триплетное состояние понижает эффективную концентрацию активных молекул, способных участвовать в процессе генерации, что также уменьшает энергию излучения.

В ряде работ было экспериментально показано, что фильтрация или трансформация ультрафиолетового излучения накачки может приводить к понижению порога [5,6], увеличению мощности и энергии генерации, а также к повышению фотостабильности активного вещества [7,8]. Однако вопрос о предельных возможностях повышения указанных характеристик, связанных непосредственно с согласованием спектров накачки и поглощения практически не рассматривался.

Цель работы – экспериментальное исследование зависимости энергии генерации лазера на этанольном растворе родамина 6Ж от спектрального состава излучения накачки.

Выбор метода фильтрации излучения накачки

Широкополосное излучение накачки импульсных ламп можно фильтровать используя пассивные или активные светофильтры. Пассивный светофильтр просто вырезает из спектра излучения лампы нужный диапазон. Активный светофильтр (люминофор) подбирается таким образом, чтобы преобразовать ультрафиолетовое излучение накачки в нужный диапа-

зон и следовательно является энергетически более выгодным. Однако отметим, что при выборе люминофоров для трансформаторов важным фактором является нелинейное (фактически наведенное) поглощение излучения накачки самим трансформатором. В работе [5] было установлено, что концентрация поглощающих центров трансформатора в возбужденном состоянии такова, что перепоглощение излучения накачки может влиять на порог генерации. Отсюда следует, что на генерационные характеристики влияют два фактора. Первый фактор определяется наведенным поглощением фильтра и таким образом зависит от мощности излучения лампы накачки, второй – собственно полосой пропускания фильтра. Для устранения первого фактора применялся пассивный нелюминесцирующий фильтр (водный раствор медного купороса), который просто отсекал ультрафиолетовую часть спектра накачки и не имел наведенного поглощения.

Модель расчета спектральных характеристик

Для накачки активного вещества лазеров на основе сложных органических соединений, как указывалось выше, необходимы мощные разряды микросекундной длительности, которые являются существенно нестационарными. Источником накачки в данной работе служила импульсная лампа с ксеноновым заполнением. Спектральный состав излучения таких ламп изучался во многих работах [9 – 12]. Спектр излучения импульсных ламп при разрядах микросекундной длительности удобнее всего определять в рамках предположения об абсолютно черном излучателе [11]. В соответствии с результатами, представленными в работах [13,14], это предположение справедливо для мощных разрядов микросекундной длительности, для которых характерны высокие значения плотности разрядного тока, обеспечивающие большой коэффициент поглощения оптического излучения плазмой практически в течение всего импульса. Наиболее трудной проблемой в данном случае является задача корректного определения температуры разряда. Как показано в [9], рассматриваемая модель должна учитывать эффект затягивания и уширения светового импульса при разрядах микросекундной длительности. Там же представлены результаты экспериментальных исследований временных характеристик оптического излучения коаксиальных импульсных ламп с ксеноновым заполнением, разработанных специально для накачки лазеров на растворах органических соединений при разрядах микросекундной длительности. Импульсы разрядного тока, поступающие с пояса Роговского, и световой мощности, преобразуемые коаксиальным фотоприемником ФЭК-09, одновременно регистрировались на экране двухлучевого осциллографа С8-2. Типичные копии этих осциллограмм, нормированные и совмещенные во времени, представлены на рис. 1, где кривая 1 представляет хронограмму тока разряда, кривая 2 – импульс электрической мощности разряда, рассчитанный по методике, изложенной в [15] и кривая 3 – мощность излучения коаксиальной импульсной лампы. Как видно из рисунка, запаздывание и уширение светового импульса на фоне электрического существенно, что подтверждает необходимость учета этого фактора при расчете спектральных характеристик излучения импульсных ламп при мощных разрядах микросекундной длительности. Форма светового импульса удовлетворительно описывается выражением типа [16]:

$$P(t) = P_0(\theta)\exp(-t/\theta), \quad (1)$$

где $P(t)$ – мощность светового импульса, $P_0(\theta)$ – нормировочный множитель, θ – характерное время запаздывания светового импульса.

Аналогичная картина наблюдается для всех вариантов коаксиальных импульсных ламп, исследованных в [15]. Анализ показал, что в пределах погрешностей эксперимента не существует явно выраженной зависимости запаздывания и уширения светового импульса ни от энергии разряда, ни от параметров контура и геометрии используемых ламп. Этот результат отчасти можно объяснить тем, что во всех исследуемых случаях величина зазора разрядного промежутка ламп была примерно одинакова. Кроме того, диапазон энергий разряда (200 – 1000 Дж) также был одинаков. Аналогичная картина наблюдается и для прямых трубчатых ламп с ксеноновым заполнением, применяемых в данной работе.

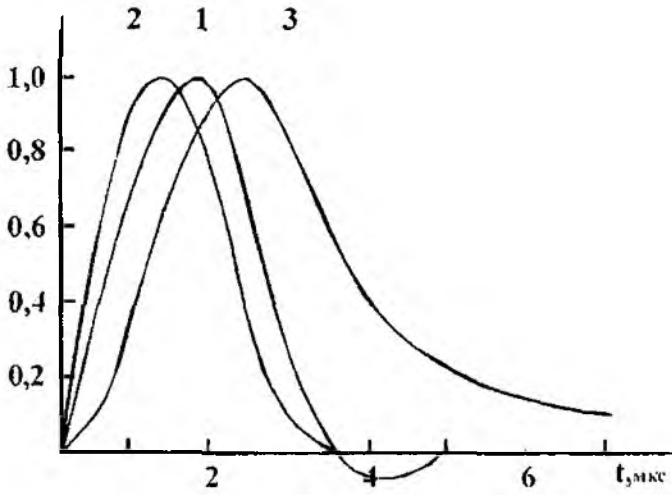


Рис.1

Спектр излучения импульсных ламп, как было отмечено выше, в данном случае определяется в рамках предположения об абсолютно черном излучателе. Таким образом, для определения температуры газового разряда T можно воспользоваться уравнением Стефана – Больцмана [17]:

$$S_b \cdot \sigma \cdot T^4 = \eta \cdot P_{из}, \quad (2)$$

где S_b – площадь боковой поверхности лампы, $см^2$; $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}/(см^2(K)^4)$ – постоянная излучения Стефана – Больцмана; η – КПД излучения лампы, включающий коэффициент «серости» излучателя, $P_{из}$ определяется с помощью эмпирического выражения (1):

$$P_{из} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} P(t) dt}{\Delta t}. \quad (3)$$

Определенная таким образом температура, очевидно, является средней на временном интервале $t_2 - t_1$. Вычисляя температуру из выражения (2), теперь можно рассчитать спектрально-энергетические характеристики излучения импульсных ламп в рамках принятой модели, используя для этой цели формулу Планка:

$$\varepsilon_{\lambda, T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{\lambda, T}$ – лучеиспускающая способность абсолютно черного тела; $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – постоянная Планка; $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж}/\text{К}$ – постоянная Больцмана; $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м}/\text{с}$ – скорость света; λ – длина волны излучения.

Энергию излучения лампы в заданном спектральном интервале $\Delta\lambda$, ограниченном λ_1 и λ_2 , выделившуюся за промежуток времени Δt от t_1 до t_2 , в соответствии с определением функции $\varepsilon_{\lambda, T}$ [17] найдем из выражения

$$W_{\Delta t}^{\Delta\lambda} = S_b \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_{\lambda, T} d\lambda. \quad (5)$$

Необходимо отметить, что, учитывая квантовый характер поглощения излучения в активном веществе, в данной работе представляет интерес не энергия излучения в заданном диапазоне, а число фотонов n в этом диапазоне. Поэтому формулу (5) представим в виде

$$n_{\Delta\lambda}^{\Delta\lambda} = S_b \int_{t_1}^{t_2} dt \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\lambda \varepsilon_{\lambda, T}}{hc} d\lambda. \quad (6)$$

Таким образом, принимая во внимание достаточно узкую цель работы, а именно – описание газоразрядных ламп как источников накачки лазеров, и поэтому, не вникая глубоко в физику процесса излучения, полученные результаты позволяют выбрать упрощенную модель, описывающую запаздывание и уширение светового импульса с помощью выражения (1). Полная мощность излучения лампы в этом случае предполагается пропорциональной энергии, запасенной в плазме газового разряда, т.е. пропорциональна квадрату начального напряжения на накопительной емкости.

Методика расчета и выбора параметров

Для решения поставленной задачи необходимо задать численные значения параметров θ , η , S_0 , определить пределы интегрирования в выражениях (3), (5), (6), задать параметры контура накачки и вычислить нормировочный множитель $P_0(\theta)$. Рассматриваемая система накачки, работающая в режиме разряда микросекундной длительности, состояла из импульсной лампы ИНП 250/6 с длиной разрядного канала $l = 250$ мм и внутренним диаметром $d = 5$ мм. накопительной емкости $C = 0.44$ мкФ с общей индуктивностью контура $L = 0.7$ мкГн. Напряжение на накопительной емкости варьировалось в пределах 5 – 20 кВ, что соответствовало энергии разряда 5 – 88 Дж. Величина параметра θ выбрана равной 2.5 мкс, а $\eta = 0.5$. [11,15]. Нормировочный множитель $P_0(\theta)$ определялся выражением

$$P_0(\theta) = \frac{CU^2}{2 \int_{t_1}^{t_2} \exp(-t/\theta) dt} \quad (7)$$

где U – напряжение на накопительной емкости. Таким образом, условие нормировки позволяет определять температуру разряда и его спектрально-энергетические характеристики непосредственно от величины напряжения на накопительной емкости, либо от величины электрической энергии, введенной в разряд.

Пределы интегрирования по времени t в выражениях (5),(6) определялись половинным уровнем соответствующей подынтегральной функции, что позволило исключить из расчетов крылья на переднем и заднем фронтах импульсов излучения, где принятая модель может оказаться неприемлемой. Эти пределы оправданы и с точки зрения возбуждения активных молекул лазеров на основе сложных органических соединений, для которых характерны малые времена жизни возбужденных состояний [1].

Результаты расчета

Спектральное распределение излучения импульсных ламп, применяемых для накачки активного вещества лазеров, обычно характеризуют максимальной температурой плазмы газового разряда [11 – 13]. Принятая здесь модель расчета, учитывающая эмпирически эволюцию разрядов микросекундной длительности и запаздывание светового импульса, позволяет судить о спектральной эффективности ламп по среднему значению температуры. На рис. 2 представлена зависимость средней температуры разряда T_{cp} от начального напряжения на накопительной емкости, а на рис. 3 – зависимость длины волны λ_m , соответствующая максимуму лучеиспускательной способности, определенная с помощью закона смещения Вина [17].

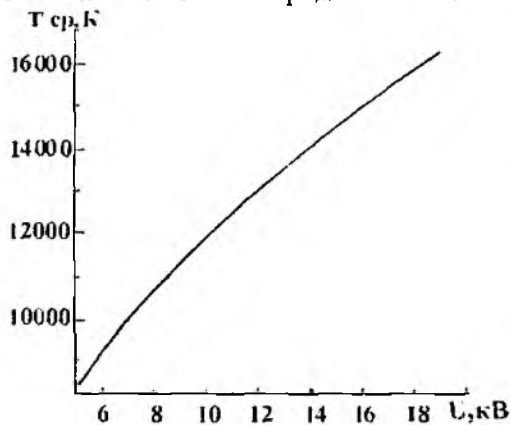


Рис. 2

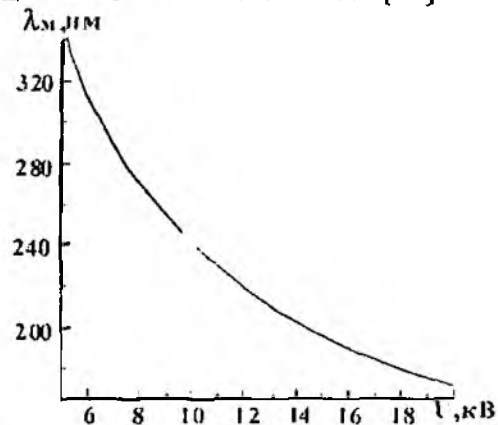


Рис. 3

Из графиков видно, что при напряжениях на емкостном накопителе свыше 16 кВ спектральная эффективность лампы должна падать, т.к. λ_m становится меньше 200 нм и значительная часть энергии излучения накачки поглощается кварцевыми стенками лампы. Этот факт хорошо согласуется с экспериментальными данными. Именно при напряжениях свыше

16 кВ наблюдается насыщение мощности генерации родамина 6Ж в данном разрядном контуре, что косвенно подтверждает правомочность выбранной модели расчета.

Следующим этапом проверки правильности выбранной модели является сравнение отношений энергий накачки в двух спектральных диапазонах полученных в рамках данной модели и измеренных экспериментально. С этой целью были проведены непосредственные измерения энергии накачки в кювете, в которую должен заливаться раствор красителя для генерации. Выходной торец кюветы соединялся с помощью гибкого волоконного световода с входом широкополосного интегрального измерителя световой энергии типа РИП-1. Измерялась энергия излучения накачки в двух случаях. В первом варианте охладителем служила дистиллированная вода (энергия накачки – W_1), во втором – водный раствор медного купороса, с полосой пропускания 320 – 550 нм (энергия накачки – W_2). Расчет отношений энергий накачки проводился по формуле (5). Сравнение результатов расчета и эксперимента представлены на рис. 4 (сплошная кривая – расчет, о – эксперимент).

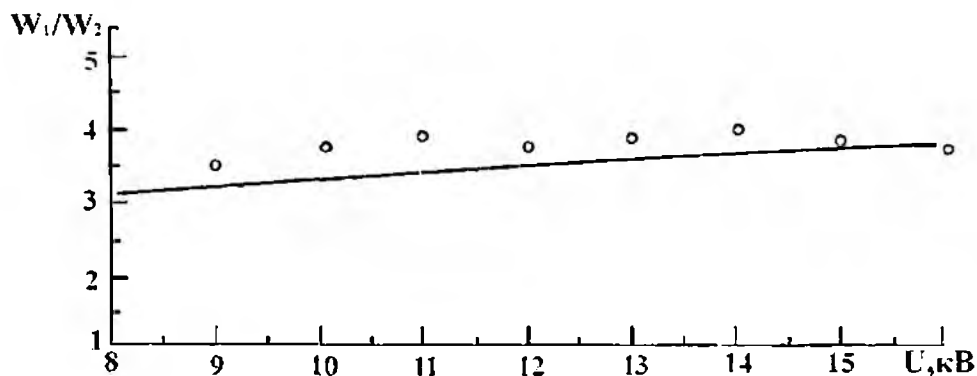


Рис. 4

Из рис. 4 видно, что введение фильтра уменьшает энергию накачки в 2,5 – 3 раза. Результаты расчета удовлетворительно совпадают с экспериментом. Наибольшее отклонение экспериментальных точек не превышает 10%. Полученные данные также свидетельствуют в пользу выбранной модели расчета спектрально-энергетических характеристик ламп накачки.

Обсуждение экспериментальных результатов

Как уже отмечалось, в данной работе исследовалась зависимость энергии генерации лазера на этанольном растворе родамина 6Ж от спектрального состава излучения накачки. С этой целью сначала определялась зависимость энергии генерации от электрической энергии накачки для двух случаев. Первый случай – полоса излучения накачки 180 – 570 нм (накачка без фильтра); второй случай – полоса излучения накачки 320 – 550 нм (фильтр – раствор медного купороса). Результаты эксперимента представлены на рис. 5, а (кривая 1 – зависимость энергии генерации W_g от энергии накачки W_n для полосы излучения накачки 180 – 570 нм, кривая 2 – тоже для полосы излучения накачки 320 – 550 нм). Из приведенных результатов следует, что применение нелюминесцирующего фильтра значительно ухудшает энергетические характеристики лазера (фильтр поглощает значительную часть энергии излучения накачки). С другой стороны обращает на себя внимание тот факт, что в случае накачки без фильтра наблюдается насыщение энергии генерации от электрической энергии, вводимой в разряд, а в случае с фильтром насыщения нет. Исходя из квантового характера поглощения представляет интерес построение зависимости энергии генерации от числа фотонов накачки. Для этого, согласно методике, изложенной выше, были проведены расчеты числа фотонов накачки от энергии накачки для двух полос излучения. Зависимости энергии генерации от числа фотонов накачки излученных в двух полосах приведены на рис. 5, б (кривая 1 – зависимость энергии генерации от числа фотонов в полосе излучения накачки 180 – 570 нм, кривая 2 – тоже для полосы излучения накачки 320 – 550 нм). Из рис. 5, б видно, что характер кривой 2 существенно изменился по сравнению с рис. 5, а.

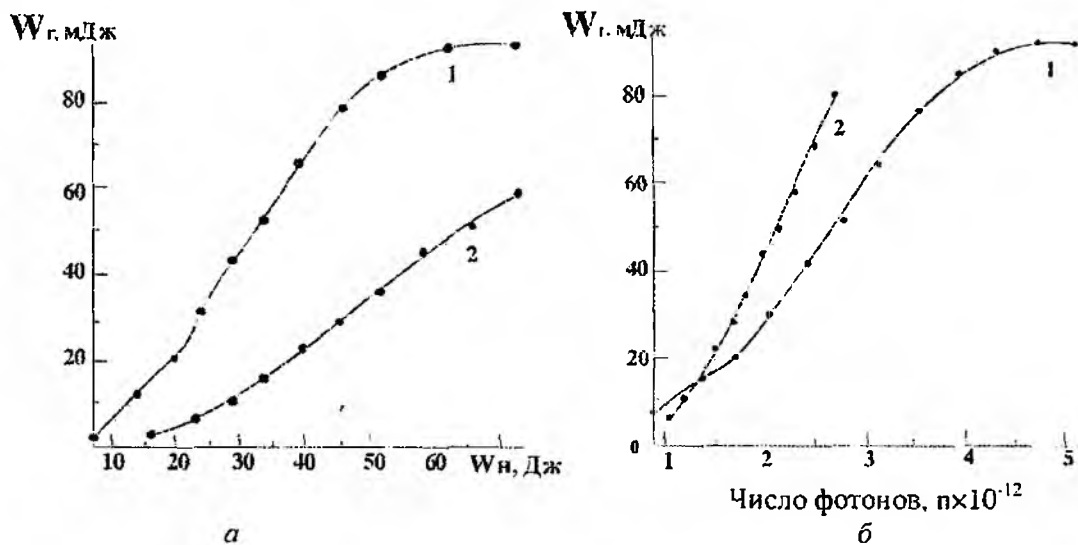


Рис. 5

Из рис. 5, б следует:

- порог генерации остается практически одинаковым в обоих случаях;
- энергия генерации во втором случае растет существенно быстрее, чем в первом (во втором случае тангенс угла наклона кривой зависимости энергии генерации от числа фотонов примерно в 1.7 раза больше, чем в первом);
- так же, как и на рис. 5, а, во втором случае не наблюдается насыщение энергии генерации в зависимости от числа фотонов в полосе накачки.

Анализ рис. 5, б показывает, что эффективность преобразования фотонов накачки в фотоны генерации во втором случае выше, чем в первом и при значительном превышении порога генерации прирост энергии генерации достигает примерно 50 %, что согласуется с данными, полученными в работе [6], где исследовался лазер на этанольном растворе родамина 6Ж со специально подобранным люминесцентным трансформатором. Отметим, что из вида кривой 2 (рис. 5, б) можно оценить предполагаемый выигрыш по энергии генерации при использовании идеального трансформатора, преобразующего ультрафиолетовое излучение в первую полосу поглощения красителя.

Выводы

Проведено экспериментальное исследование зависимости энергии генерации лазера на этанольном растворе родамина 6Ж от спектрального состава излучения накачки. Предложена полуэмпирическая модель определения спектрального состава излучения накачки. Установлено, что в случае фильтрации коротковолновой части излучения накачки эффективность преобразования фотонов накачки в фотоны генерации при значительном превышении порога генерации повышается на 50 % и отсутствует эффект насыщения энергии генерации в зависимости от энергии накачки. Предложен относительно простой метод, позволяющий оценить с помощью нелюминесцентных фильтров предполагаемый выигрыш по энергии генерации при использовании специально подобранных люминесцентных трансформаторов, преобразующих ультрафиолетовое излучение.

Отметим, что уточнение роли причин, вызывающих уменьшение энергии генерации при поглощении коротковолновой части излучения накачки, требует проведения дальнейших исследований.

Список литературы: 1. *Лазеры на красителях* / Под ред. Ф.П. Шефера. М.: Мир, 1976. 330 с. 2. Подгаецкий В.М., Волынкин В.М., Комлев И.В., Резниченко А.В. Жидкостные теплоносители для лазеров // Прикладная физика. 2003. №1. С.123-142. 3. Рубинов А.Н., Смольская Т.И., Михнов С.А. Влияние спектрального состава накачки на генерацию спиртового раствора родамина 6Ж // Журн. прикл. спектроскопии. 1970. Т.13, №3 С. 368-371. 4. Педаш Ю.Ф., Котелевский С.И., Сухоруков А.А. Осо-

бенности спин-орбитального взаимодействия синглетных и триплетных термов лазерных красителей // Материалы XIV Междунар. науч.-практ. конф. "Применение лазеров в медицине и биологии" (16-19 мая 2000г., г. Харьков). Харьков: НИИ лазерной биологии и лазерной медицины ХНУ, 2000. С. 138-139. 5. Кошубанов В.Д., Набойкин Ю.В., Огурцова Л.А., Фил И.Д. К вопросу об использовании световых трансформаторов при оптической накачке // УФЖ. 1968. Т.13, №1. С. 58-63. 6. Левин М.Б., Черкасов А.С., Широков В.И. Применение люминесцентных трансформаторов в ламповом лазере на родамине 6Ж в этаноле // Опт. и спектр. 1975. Т. 38, вып.3. С. 595-598. 7. Набойкин Ю.В., Огурцова Л.А., Подгорный А.П., Покровская Ф.С., Тищенко В.Г. Применение световых трансформаторов в ОКГ на органических красителях // УФЖ. 1972. Т.17, №7. С. 1205 - 1207. 8. Левин М.Б., Широков В.И. Эффективность передачи в активную среду излучения люминесцентного преобразователя спектрального состава накачки // Опт. и спектр. 1975. Т.39, Вып.5. С. 947-950. 9. Пелишенко В.П., Дзюбенко М.И., Шевченко В.В. Мощные разряды микросекундной длительности в импульсных лампах // Журн. прикл. спектроскопии. 1985. Т.43, №6. С. 901-910. 10. Басов Ю.Г. Коррекция спектрального состава излучения импульсных ламп с разрядом короткой длительности // Журн. прикл. спектроскопии. 1983. Т. 39. С.1022-1026. 11. Импульсные источники света / Под ред. И.С.Маршака. М.: Энергия, 1978. 472 с. 12. Алексеев В.А., Камруков А.С., Козлов И.П., Протасов Ю.С. Влияние спектрально-энергетических характеристик коаксиального источника накачки на генерационные характеристики лазера на растворах органических соединений // Журн. прикл. спектроскопии. 1980. Т.33. С. 280-285. 13. Оливер, Барнс. Импульсные лампы с инертным наполнением. Состояние проблемы и нерешенные задачи // ТИИЭР. 1971. Т.59, №4. С.220 - 226. 14. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Изд-во иностр. лит., 1965. 200 с. 15. Дзюбенко М.И. Эффективные источники немонахроматической накачки лазеров на растворах органических соединений // Радиофизика и электроника. Харьков: ИРЭ НАН Украины. 1997. Т.2, №2. С. 123-131. 16. Гондра А.Д., Козлов Н.А. О гидроакустических возмущениях активной среды жидкостных лазеров // Журн. прикл. спектроскопии. 1978. Т.28, №6. С.984 - 991. 17. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. М.: Наука, 1981. 512с.

Украинская инженерно-педагогическая академия

Поступила в редколлегию 05 08 2007

*А. М. НЕГРИЙКО, д-р фіз.-мат. наук, Л. П. ЯЦЕНКО, д-р фіз.-мат. наук, чл.-кор. НАНУ,
І. В. МАЦНЄВ, Ю. П. МАЧЕХІН, д-р техн. наук, А. С. ЛИТВИНЕНКО, канд. техн. наук,
А. Ю. КРАСНОГОРОВ, К. И. МУНТЯН*

РОЗВИТОК ПРЕЦИЗІЙНОЇ ТЕХНОЛОГІЇ ВИМІРЮВАННЯ ОПТИЧНИХ ЧАСТОТ З ВИКОРИСТАННЯМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА

Вступ

Революційна технологія прямого вимірювання оптичних частот, що базується на формуванні шкали оптичних частот за допомогою випромінювання фемтосекундного лазера [1, 2], з часу свого відкриття у 1999 році швидко впроваджується у наукових лабораторіях розвинутих країн світу. За останні 5-6 років системи високоточної спектроскопії та оптичної метрології перетворилися з технічно складних багатоступінчатих комплексів, т.з. радіооптичних мостів, які включали низку стабілізованих за частотою лазерів з довжинами хвиль від видимого до далекого ІЧ діапазону, унікальні системи змішування та вимірювання оптичних та радіочастот на компактні настільні прилади, які забезпечують беспрецедентно високі точності оптичних вимірювань [3, 4]. У 2005 р. в Інституті фізики НАН України був введений у дію перший в Україні фемтосекундний лазер. Була розроблена програма розвитку наукових досліджень, спрямованих на забезпечення сучасного наукового та технічного рівня фундаментальної та прикладної фізики, метрології високоточних частотних вимірювань, оптичного приладобудування та лазерних технологій в Україні. В даній статті представлено результати першого етапу науково-технічних досліджень з формування апаратури прецизійних частотних вимірювань у оптичному діапазоні з використанням фемтосекундного лазера.

Фемтосекундний лазерний комплекс

Основна ідея, яка лежить у основі прориву у галузі вимірювання оптичних частот, полягає у використанні частотних гребенів, які формуються фемтосекундними лазерами, що працюють у режимі синхронізації мод. Фемтосекундний лазер із синхронізованими модами генерує послідовність світлових імпульсів, розділених у часі періодом, рівним часу обходу лазерним імпульсом резонатора фемтосекундного лазера. У спектральному представленні така періодична послідовність імпульсів відповідає дискретному набору еквідистантних монохроматичних оптичних частот, які обіймають широку спектральну область, що визначає тривалість імпульсу (чим ширший спектр, тим коротший імпульс), а частотна відстань між спектральними компонентами визначається довжиною резонатора лазера і обернено пропорційна часу обходу резонатора світловим імпульсом. Такий частотний «гребінь» (суперконтинуум) може бути прокалібрований за допомогою стандарту частоти і використовуватися як прецизійна шкала частот, що обіймає практично увесь оптичний діапазон спектру. Для оптичної спектроскопії перехід від вимірювання довжин хвиль до вимірювання частот дає змогу на багато порядків підвищити точність вимірювання.

Випромінювання фемтосекундного імпульсного лазера, центральна лінія генерації якого знаходиться в оптичному діапазоні (700 – 750 нм), являє собою послідовність імпульсів тривалістю у десятки-сотні фемтосекунд з частотою повторювання f_r , значення якої зазвичай знаходиться в межах від 100 МГц до 1 ГГц і визначається геометрією резонатора лазера. Спектр випромінювання такого лазера можна уявити у вигляді послідовності еквідистантних піків, що охоплюють область до 50 нм поблизу центральної частоти випромінювання (рис. 1). Після проходження випромінювання через відрізок спеціального світловода, який має структуру фотонного кристала, відбувається розширення спектра випромінювання фемтосекундного лазера так що спектр являє собою частотну гребінку (суперконтинуум), піки якої перекривають діапазон від 400 до 1100 нм. При цьому відстань між піками гребінки залишається рівною f_r .

Таким чином, весь видимий діапазон перекривається спектром випромінювання фемтосекундного лазера.

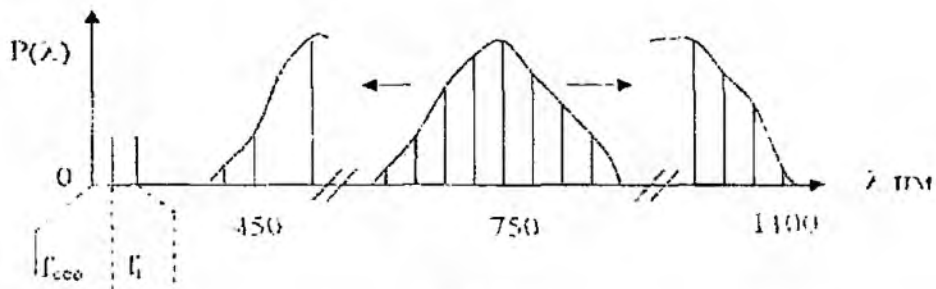
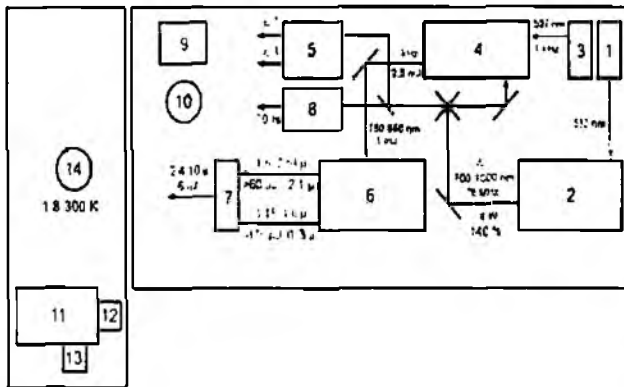


Рис. 1

Фемтосекундний лазерний комплекс ИФ НАНУ базується на задаючому титан-сапфіровому лазерному генераторі фемтосекундного діапазону фірми «Coherent» (США) «Mira Optima 900-F», який дозволяє отримати неперервну послідовність (цуг) імпульсів з частотою повторення 76 МГц. Накачкою активного елемента-кристала сапфіра, легованого титаном, послуговує випромінювання неперервного лазера накачки Nd:YVO₄ з діодною накачкою «Verdi V10» (Coherent) з довжиною хвилі 532 нм та вихідною потужністю 10 Вт. При такій накачці неперервна послідовність імпульсів фемтосекундного діапазону має середню потужність 1,3 Вт на довжині хвилі 800 нм з рівнем розкиду по енергії менше ніж 0,1%. Система Optima складається з ряду детекторів: вимірювача рівня потужності, датчика неперервного випромінювання, швидкого фотодіода, датчиків вологості та керування автоматичним стартером. Набір оптики «X-Wave» дозволяє забезпечити перебудову лазерного випромінювання в діапазоні 700-900 нм. Зовнішній компенсатор групової швидкості «SPO-I» (Coherent) для «Mira Optima 900-F» дозволяє отримати вихідний імпульс тривалістю не більш ніж 70 фс на необхідній відстані від лазера з врахуванням компенсації дисперсії фемтосекундних імпульсів при розповсюдженні в повітрі та через оптичні елементи системи. Для вимірювання середньої потужності (до 10 Вт) застосовується вимірювач потужності лазерного випромінювання «Field Master GS» з головкою «LM-10» (Coherent). Генератор другої (подвоєння частоти в кристалі LBO) та греттої (сумарне змішування частот в кристалі BBO) гармонік для «Mira Optima 900-F», «Mira 9300» (Coherent), перетворює випромінювання задаючого генератора в діапазоні 350 – 500 нм та 240 – 320 нм відповідно. Фемтосекундний кілогерцовий регенеративний підсилювач Legend F-1K-HE дозволяє досягти неперервної перебудови довжини хвилі в діапазоні 750 – 900 нм. Його параметри: центральна довжина хвилі – 800 нм, частота повторення – 1 кГц, тривалість імпульсу – не більше 130 фс, енергія в імпульсі – не менше 2,5 мДж. Як лазер накачки для Legend F-1K-HE використано Evolution-30 Nd:YLF-імпульсний лазер з діодною накачкою та з внутрішньорезонаторним подвоєнням частоти. Його параметри: довжина хвилі – 537 нм, частота повторення – 1 кГц, енергія в імпульсі – 20 мДж, середня потужність – не менше 20 Вт, тривалість імпульсу при частоті повторення 1 кГц – 120 нс. Для подальшого розширення діапазону перебудови застосовані OPERA F – оптичний параметричний фемтосекундний підсилювач, довжина хвилі накачки – 800 нм, тривалість імпульсу – не більше 130 фс, діапазон перебудови – 1.15 – 2.63 мкм, енергія в імпульсі – 120 мкДж на довжині хвилі 1.3 мкм, та OPERA DFG – генератор різничної частоти для OPERA F, який дозволить довести діапазон перебудови до 10 мкм. Вимірювання тривалості імпульсів в діапазоні фемто- і пікосекунд здійснюється автокорелятором APE Autocorrelator mini (APE, ФРН) для «Mira Optima 900-F» з діапазоном затримок від 150 фс до 15 пс. Вимірювання можуть проводитися як для великих частот повторення, так і для одиночних імпульсів. Для кореляційних методів вимірювань використовується моторизована лінія затримки «M-531.DD» (Physik Instrumente, PI, ФРН) з контролером C-843.21. Задаючий лазерний генератор системи контролю та перетворення лазерного випромінювання змонтовано на оптичному столі з пневмо-системою демпфування вібрацій та системою кріплення оптичних елементів STANDA (Литва), 1250x3500x200 мм. Для контролю роботи комплексу і проведення вимірювань використовується спектрограф/монохроматор «500mm Imaging Spectrograph SP-2558» (Acton, США).

з двома входами і виходами та набором змінних ґраток 200 – 1500 нм, розділення 0,1 нм. Для реєстрації сигналів від 200 до 1000 нм використовується ПЗЗ-камера «CCD-Spec-10:256E/TEPLUS 1024x256 Open-electrode, Marconi CCD 30-11»(США). В ІЧ-діапазоні (0.7-1,6 мкм) реєстрація здійснюється InGaAs-детектором ID-441-С з інтерфейсом «SpectraHub» (Acton, США) та системою охолодження. Виділення слабких сигналів здійснюється за допомогою цифрового синхронного детектора та модулятором лазерного пучка «Stanford Research SR 830» (Stanford Research, США). Діодний лазер Radius 403-25 EP (Coherent, США) з довжиною хвилі 405 нм та вихідною потужністю 25 мВт використовується для фотолюмінесцентного аналізу. Схема розміщення фемтосекундного лазерного комплексу показана на рис. 2.



1 – неперервний одночастотний лазер накачки Verdi V10, потужність $P=10$ Вт, $\lambda=532$ нм, ширина лінії генерації $\Delta\nu=5$ МГц; 2 – задаючий фемтосекундний лазерний генератор Mira Optima 900-F, діапазон довжин хвиль $\lambda=700$ –1000 нм, частота повторення імпульсів 76 МГц, тривалість імпульсу $t=140$ фс, середня потужність в максимумі діапазону перебудови $P=1.6$ Вт; 3 – Nd:YLF-імпульсний багатомодовий лазер з діодною накачкою та з внутрішньорезонаторним подвоснянням частоти Evolution-30, $\lambda=537$ нм, середня потужність $P=20$ Вт, частота 1 кГц; 4 – фемтосекундний регенеративний підсилювач Legend F-1K-HE, діапазон довжин хвиль $\lambda=750$ –950 нм, частота повторення імпульсів 1 кГц, тривалість імпульсу $t=140$ фс, середня потужність в максимумі діапазону перебудови $P=2.5$ Вт; 5 – генератор другої та третьої гармонік Model 5-050 для лазера Mira Optima 900-F; 6 – оптичний параметричний підсилювач OPeA F, діапазони довжин хвиль $\lambda=1.6$ –2.63 мкм, $\lambda=1.15$ –1.6 мкм, енергія в імпульсі 60 мкДж (при $\lambda=2.1$ мкм), 120 мкДж (при $\lambda=1.3$ мкм); 7 – генератор різницевої частоти OPERA DFG діапазон довжин хвиль $\lambda=2.4$ –10 мкм, енергія в імпульсі 6 мкДж; 8 – зовнішній компресор імпульсів SPO-1, $t=70$ фс; 9 – автокорелятор APE Autocorrelator mini; 10 – вимірювач потужності лазерного випромінювання Field Master GS з головою LM-10; 11 – спектрограф з фокусною відстанню 500 мм SP-2500i; 12 – ПЗЗ камера CCD-Spec-10:256E/TEPLUS 1024x256 Open-electrode, Marconi CCD 30-11; 13 – ІЧ-InGaAs детектор ID-441-С з інтерфейсом SpectraHub

Рис. 2

Генерація оптичного суперконтинууму з використанням оптичного волокна типу фотонного кристала

Для генерації суперконтинууму у роботі комплексу використано оптоволокну типу фотонного кристалу виробництва фірми Thorlabs марки NL-2.4-800. Дане волокно належить до класу мікроструктурованих оптичних волокон і є кварцевою мікроструктурою з періодичною системою циліндричних повітряних трубок, які оточують кварцеву серцевину діаметром 2,4 мкм. Якщо у стандартних оптичних волокнах повне внутрішнє відбивання забезпечується при умовах, що показник заломлення оболонки волокна є меншим за показник заломлення серцевини, то у мікроструктурованому волокні хвилеводні моди формуються за рахунок інтерференції хвиль, які відбиваються та розсіюються на мікронеоднорідностях показника заломлення. Для широкого класу мікроструктурованих волокон умова існування хвилеводних мод у серцевині волокна, яка може розглядатися як дефект мікроструктури, може бути записана у вигляді, аналогічному існуванню повного внутрішнього відбивання у звичайному волокні: $n_{cш} < n_{coжe}$, де $n_{cш} = \lambda$. Поряд із звичайними хвилеводними режимами, які забезпечуються повним внутрішнім відбиванням, у мікроструктурованих волокнах

підтримуються хвильоводні моди електромагнітного випромінювання, які формуються за рахунок високої відбивальної здатності оболонки волокна в області двовимірно-періодичної мікроструктури (двовимірного фотонного кристала).

У роботі було застосовано волокно із структурою, показаною на рис. 3. Мікроструктуровані волокна мають унікальні властивості, зокрема можливості керування їх дисперсійними властивостями. Вибором параметрів волокна (показника заломлення матеріалу волокна, розмірів серцевини та оболонки) можна добитись нульової дисперсії групової швидкості для заданої довжини хвилі. Це призводить до радикального збільшення ефективності нелінійно-оптичних взаємодій та дозволяє спостерігати нові нелінійно-оптичні явища. Для метрологічних застосувань важливим є здатність таких волокон генерувати оптичний суперконтиніум (рис. 4) зі спектральною шириною аж до кількох октав при порівняно низьких інтенсивностях фемтосекундних імпульсів, які можна одержувати безпосередньо від генератора, без додаткового їх підсилення [5].

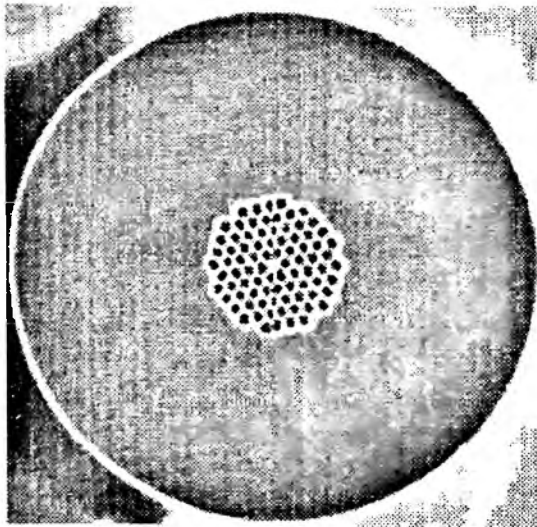


Рис. 3

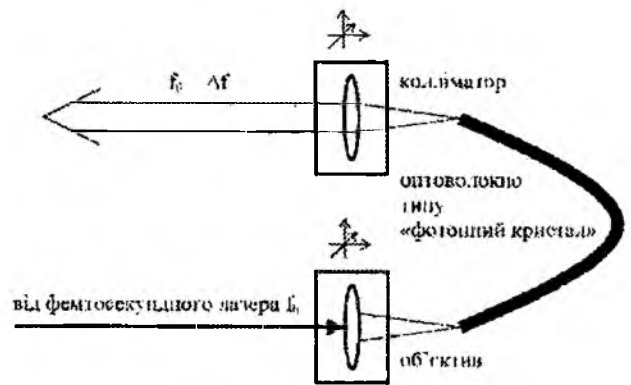


Рис. 4

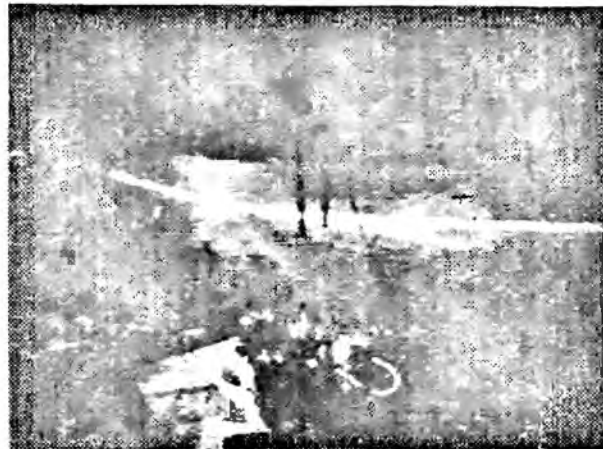


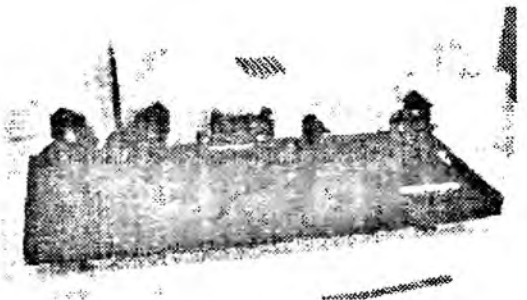
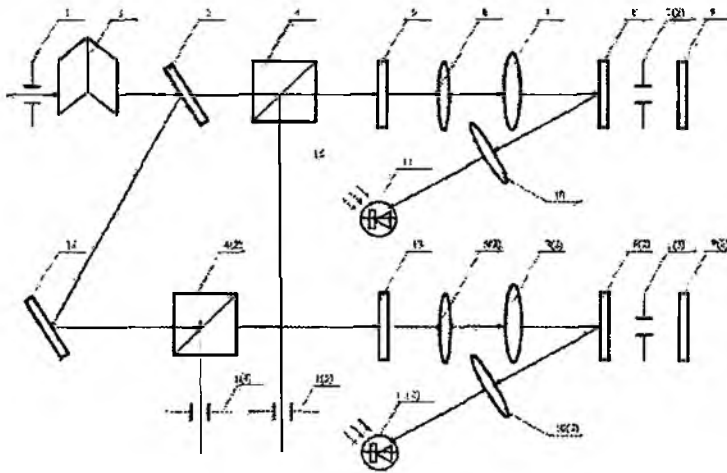
Рис. 5

Випромінювання фемтосекундного лазера через мікрооб'єктив фокусується на вхід оптоволокна у пляму розміром близько двох мікрометрів. Юстування мікрооб'єктива здійснюється за допомогою прецизійних юстувальних головок. Випромінювання, яке виходить з волокна, подається для дослідження на вхід спектрометра, а також на систему гетеродинування, де збивається з випромінюванням опорного гелій-неонового лазера та з випромінюванням досліджуваного напівпровідникового лазера. На рис. 5 показано вигляд спектра суперконтиніуму, розкладеного дифракційною ґраткою.

Система вимірювання оптичних частот

Вимірювання частот лазерного випромінювання у оптичному діапазоні з використанням суперконтинууму можливе за умов створення системи оптичного гетеродинування, яка забезпечує одночасне одержання частот биття досліджуваних та референтних лазерів з оптичним суперконтинуумом. Для реалізації цієї системи була розроблена структура комплексу необхідної апаратури (рис. 6). До її складу увійшли сучасні приймачі оптичного випромінювання, електроніка, яка базується на принципах екстремального регулювання, для забезпечення автоматичного підстроювання частоти до квантових реперів та стабілізації частоти лазерів. Оптична схема створюваного у відповідності до структури апаратури комплексу наведена на рис. 6. Вона передбачає створення двох однотипних каналів: канал I, призначений для реєстрації сигналу биття між випромінюванням етатонного лазера (в нашому варіанті передбачається використання He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазера) з одним із елементів гребінчатої структури випромінювання фемтосекундного імпульсного лазера; канал II, призначений для реєстрації сигналу биття між випромінюванням лазера, частоту якого необхідно виміряти, і найближчою до неї компонентою гребінчатої структури випромінювання фемтосекундного імпульсного лазера. Функціонально оптичні схеми I та II каналів створюваного комплексу апаратури складаються з трьох подібних систем:

- просторового формування пучків лазерного випромінювання;
- виділення необхідних для подальшого аналізу спектральних складових вихідного оптичного сигналу;
- формування оптичного сигналу різницевої частоти. Для реєстрації сигналів биття у комплексі заплановано використання серійних частотомірів у радіодіапазоні. Вимірювання частоти сигналів биття будуть достовірними за умов ефективного гетеродинування, тобто сигнал буде достатнім для його реєстрації, а також забезпечить збільшення відношення сигнал/шум у вихідному сигналі фотоприймача.



До складу каналу I входять: діафрагма – 1, подвійний ромб Френеля – 2, напівпрозоре подільне дзеркало – 3, поляризаційний подільник – 4, напівхвильова пластинка – 5, коліматор пучка випромінювання, який складається з окуляра – 6 і об'єктива – 7, дифракційна ґратка – 8, фокусуючий об'єктив 10, фотоприймач – 11 системи формування сигналу різницевої частоти, діафрагма – 1(2), сітка – 9, діафрагма – 1(5).

До складу каналу II входять: діафрагма – 1, подвійний ромб Френеля – 2, напівпрозоре подільне дзеркало – 3, дзеркало – 12, поляризаційний подільник – 4(2), напівхвильова пластинка – 13, коліматор пучка випромінювання, який складається з окуляра – 6(2) та об'єктива – 7(2), дифракційна ґратка – 8(2), фокусуючий об'єктив – 10(2), фотоприймач – 11(2) системи формування сигналу різницевої частоти, діафрагма – 1(3), сітка – 9(2), діафрагма – 1(4).

Рис 6

Однією з основних таких умов є суміщення лазерних пучків у просторі таким чином, що отримується плоска інтерференційна картина на приймаючій поверхні фотодіода. У каналі I цю систему складають діафрагма 1, поляризаційний подільник 4, діафрагма 1(2), сітка 9 і діафрагма 1(5). У каналі II подібну систему утворюють діафрагма 1, дзеркала 3 та 12, поляризаційний подільник 4(2), діафрагма 1(3), сітка 9(2) та діафрагма 1(4). Система

виділення спектральних складових оптичного сигналу призначена для системи формування такого сигналу. В каналі I цю систему утворюють коліматор пучка випромінювання, який складається з окуляра 6 і об'єктива 7, і дифракційна ґратка 8. В каналі II аналогічну систему утворюють коліматор пучка випромінювання, який складається з окуляра 6(2) і об'єктива 7(2), і дифракційна ґратка 8(2). У каналі I систему формування складають фокусуєчий об'єктив 10 та фотоприймач 11. В каналі II систему формування створюють фокусуєчий об'єктив 10(2) та фотоприймач 11(2). Діафрагми I призначені для формування дифракційної картини пучків лазерних променів, що падають на них. Конструктивно усі діафрагми I однакові і являють собою ірисові діафрагми, кожна з яких встановлена на основі, що юстується, з двома ступенями свободи, перпендикулярними оптичній осі лазерного променя. Подвійний ромб Френеля 2 призначений для встановлення площини поляризації випромінювання фемтосекундного лазера в положення, узгоджене з положенням площин поляризації випромінювання лазерів, частоти яких вимірюються. Напіввпорове дзеркало 3 призначене для розподілу випромінювання фемтосекундного лазера по каналах I та II і виконане у вигляді скляної пластини з інтерференційним розділюючим покриттям на вхідній поверхні і просвітлюючим покриттям на вихідній поверхні. Поляризаційні подільники 4 призначені для просторового суміщення випромінювання досліджуваних лазерів без втрат потужності випромінювання. Кожен подільник виконано з двох склесних канадським бальзамом трикутних призм, вирізаних з оптично активного двоосного кристала і встановлених на основі, що юстирується, з двома кутовими ступенями свободи, які перпендикулярні оптичній осі. Напівхвильові пластини 5 та 13 призначені для забезпечення інтерференції суміщених лазерних пучків шляхом перетворення лінійної поляризації у кругову. Кожна з них являє собою пластину, вирізану з двопроменезаломлюючого кристала, товщина якої дорівнює непарній кількості довжин напівхвиль випромінювання He-Ne/127J2 лазера для каналу I або досліджуваного лазера для каналу II. Кожна напівхвильова пластинка закріплена у спеціальному вузлі, який забезпечує їй обертальну ступінь свободи навколо оптичної осі лазерного випромінювання. Цей вузол встановлено на основі, що юстирується, з двома кутовими ступенями свободи, які перпендикулярні оптичній осі. Коліматори, які складаються з окулярів 6 та об'єктивів 7, призначені для збільшення розмірів поперечного перетину лазерного випромінювання і перетворення їх в паралельні пучки. Кожен коліматор має трубчастий циліндричний корпус, в прогилежних торцях якого встановлено різьбові кільця з окуляром 6 та об'єктивом 7, обертанням яких регулюється відстань між окуляром і об'єктивом коліматора. Дифракційні ґратки 8 призначені для селекції частот, найбільш близьких до частот досліджуваних лазерів, із усього континуума частот, які генерує фемтосекундний лазер, і являють собою профільовані ґратки, що направляють максимальну потужність у перший дифракційний порядок. Об'єктиви 10 призначені для фокусування дифрагованих на ґратці випромінювань на світлочутливу ділянку фотоприймача. Кожен об'єктив встановлено на основі, що юстирується, з двома взаємно перпендикулярними поступальними ступенями свободи, перпендикулярними оптичній осі лазерного випромінювання. Фотоприймачі 11 призначені для перетворення оптичного випромінювання, зфокусованого об'єктивами 10, у доступний для реєстрації електричний сигнал. Для вирішення даної задачі в рамках цієї роботи як фотоприймач використовувався лавинний кремнієвий фотодіод типу C30817E фірми PerkinElmer, суміщений з попереднім підсилювачем у модулі C30659-900-R8A. Кожен фотоприймач встановлено на окремій основі, що юстирується, з двома взаємно перпендикулярними поступальними ступенями свободи, перпендикулярними оптичній осі лазерного пучка, і з двома кутовими ступенями свободи.

Фундаментальна система довжин хвиль та її вимірювання

Фундаментальна проблема прецизійної лазерної інтерферометрії [6] – забезпечення лінійних вимірювань багаточастотним лазерним випромінюванням. Створення «багатокольорових» джерел мір довжини або стабілізованих за частотою лазерів у всьому оптичному діала-

зоні з відтворенням частоти не менш $1 \cdot 10^{-10}$ до цього часу було практично неможливе, оскільки була відсутня технічна база вимірювання абсолютних частот випромінювання лазерів у видимому діапазоні. Фундаментальна система довжин хвиль може бути реалізована на базі напівпровідникових лазерів зі стабілізацією частоти випромінювання по надтонких лініях поглинання в йоді (таблиця) у разі забезпечення вимірювання абсолютних частот або довжин хвиль випромінювання цих лазерів з похибкою не нижче $1 \cdot 10^{-10}$. У роботі досліджено умови вирішення цієї проблеми з використанням суперконтинууму фемтосекундного лазера [7, 8].

| Фундаментальна система | Довжина хвилі, <i>нм</i> | Лінія поглинання у молекулярному йоді |
|--------------------------|--------------------------|---------------------------------------|
| $f_{SL1}(\lambda_{SL1})$ | 502 | $^{127}\text{I}_2$ R(51) 68-0 |
| $f_{SL2}(\lambda_{SL2})$ | 633 | $^{127}\text{I}_2$ R(33) 6-3 |
| $f_{SL3}(\lambda_{SL3})$ | 793 | $^{127}\text{I}_2$ R(92) 0-15 |

Для визначення частоти випромінювання стабілізованих за частотою напівпровідникових лазерів потрібно виміряти значення різницевої частоти $\Delta f_{SLk,N}$ між частотою досліджуваного лазера і найближчою до неї гармонікою фемтосекундного лазера (k – номер фундаментальної довжини хвилі, N – номер гармоніки фемтосекундного лазера).

$$|f_{SLk} - f_N| S, \quad (1)$$

В той же час, абсолютне значення частот гармонік суперконтинууму необхідно визначать через частоту He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазера, який має статус міжнародного еталона довжини. У цьому випадку частота N -ї гармоніки фемтосекундного лазера визначається через частоти випромінювання He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазера, що відповідають йодовим пікам «а» і «п». Крім того використання He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазера дозволить визначити усі параметри гребінки, для чого раніше використовувались лазерне випромінювання з довжиною 1,06 *мкм* та друга гармоніка з довжиною 0,53 *мкм*. Оскільки частотний інтервал між піками «а» і «п» добре відомий і дорівнює 462.6 *МГц*, то, орієнтуючись на відоме для даного фемтосекундного лазера значення f_r , можна визначити кількість гармонік, що укладаються в цьому інтервалі. Якщо f_{01} – частота биття між частотою He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазера при стабілізації по пікові «а» з N -ю гармонікою, а f_{02} – частота биття між частотою He-Ne/ $^{127}\text{I}_2$ лазера при стабілізації по пікові «п» з $N+4$ -ю гармонікою, то можна побудувати систему рівнянь:

$$\begin{aligned} f_a &= Nf_r + f_{ceo} + f_{01}, \\ f_n &= (N+4)f_r + f_{ceo} + f_{02}. \end{aligned} \quad (2)$$

Дві величини $f_a - Mf_r = \varphi_a$ і $f_n - (M+4)f_r = \varphi_n$ чисельно можна визначити, оскільки f_a , f_n і f_r відомі. Тому для визначення f_{ceo} можна записати систему рівнянь:

$$\begin{aligned} \varphi_a &= f_{ceo} + f_{01}, \\ \varphi_n &= f_{ceo} + f_{02}. \end{aligned} \quad (3)$$

з якої визначається f_{ceo} :

$$f_{ceo} = 1/2(\varphi_a + \varphi_n - f_{02} - f_{01}). \quad (4)$$

Таким чином, знаючи величини f_r і f_{ceo} , абсолютне значення оптичних частот або довжин хвиль $\lambda_{SL1}(f_{SL1})$, $\lambda_{SL2}(f_{SL2})$, $\lambda_{SL3}(f_{SL3})$ фундаментальної системи можна визначити з виразу (1).

Висновки

Розроблено та створено системи вимірювання абсолютних оптичних частот, стабілізованих за частотою лазерів для передачі розміру одиниці довжини від квантових стандартів довжини (частоти) Державного первинного еталона довжини до квантових стандартів довжини видимого діапазону спектра. Створення такої системи стало можливим завдяки наявності в Інституті фізики НАН України унікального обладнання – сучасного фемтосекундного лазера та розробленого допоміжного обладнання. Розроблено та створено генератор оптичного суперконтинуума на основі оптичного волокна типу фотонного кристала. Такий суперконтинуум повністю відповідає вимогам до технології вимірювання оптичних частот, оскільки надійно забезпечує генерацію оптичної шкали в області досліджуваних напівпровідникових лазерів. Створена система оптичного гетеродинування для одержання частот біття досліджуваних та референтних лазерів з оптичним суперконтинуумом.

Орієнтуючись на розвиток стабілізованих за частотою лазерів для забезпечення лазерної інтерферометрії, у роботі запропоновано створення фундаментальної системи довжин хвиль («багатокольорових» джерел мір довжини). Визначення частот вимірювання лазерів, які реалізують фундаментальну систему довжин хвиль, можна забезпечити за допомогою фемтосекундного лазера.

Список літератури: 1. R. Holzwarth, Th. Udem, and T. W. Hansch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell. Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P.2264-2267. 2. Scott A. Diddams, David J. Jones, Jun Ye, Steven T. Cundiff, and John L. Hall, J. Imendra K. Ranka, and Robert S. Windeler, Ronald Holzwarth, Thomas Udem, and T. W. Hansch. Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. 22. P.5102-5105. 3. Th. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hansch. Optical frequency metrology // *Nature.* 2002. V. 416. P.233-237. 4. Schmatz Harald 2003 Measurement of optical frequencies and frequency ratios // *Meas. Sci. Technol.* 2003. V. 14. P. 1200-1215. 5. Негришко А.М., Каналова Н.М., Бойко О.В., Мацнігів І.В. Гетеродинний фемтосекундний лазерний спектрометр // Міжнародна конференція "Фізика в Україні". Одеса. 3-6 жовт., 2005. С. 171. 6. Quinn T.J. Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of the other optical frequency standards // *Meas. Sci. Technol.* 2003. V. 40. P. 103-133. 7. Мичехин Ю.П., Шелехов А.И. Принципы построения фундаментальной системы длин волн для многоволновой лазерной интерферометрии на основе стабилизированных по частоте полупроводниковых лазеров // 5 Міжнародна НТК «Метрологія та вимірювальна техніка»: Наукові праці. Т. 2, 2006. 8. Красноторов А.Ю., Мичехин Ю.П. Формирование системы абсолютного измерения оптических частот лазеров на базе фемтосекундного лазера // Там же.

Харківський національний
університет радіоелектроніки

Надійшла до редакції 07.08.2007

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ ОДНОМЕРНОГО МАГНИТОФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С «ДЕФЕКТНЫМ» СЛОЕМ

Многослойные периодические структуры (так называемые одномерные фотонные кристаллы) привлекают внимание исследователей уже несколько десятилетий. Это обуславливается уникальными эффектами, которые они демонстрируют. Результатом исследований является широкий спектр применения этих структур в микро- и нанoeлектронике, электронике миллиметровых длин волн. Одним из наиболее интересных направлений является исследование способов управления спектральными свойствами таких структур в гигагерцовом и терагерцовом частотном диапазоне. В литературе описано большое количество способов управления спектральными свойствами периодических структур: с помощью постоянного тока, изменением температуры, микромеханическим воздействием, электрическим и магнитным полями [1-4].

Один из эффектов, демонстрируемых фотонными кристаллами, возникает при введении в периодическую структуру «дефектного» слоя, нарушающего периодичность. В спектре появляются резонансные линии пропускания на частотах, определяемых параметрами «дефектного» слоя. Использование магнитных веществ, в частности ферритов, в качестве материала для «дефектного» слоя даст возможность перестройки резонансной частоты с помощью внешнего магнитного поля в таких магнитофотонных кристаллах.

В данной работе рассматривается распространение плоской линейно поляризованной волны в структуре, состоящей из ферритового «дефектного» слоя, помещенного между двумя брегговскими отражателями.

Цель работы – исследование зависимости спектральной характеристики магнитофотонного кристалла от величины приложенного магнитного поля.

Постановка задачи

Рассмотрим периодическую структуру, состоящую из плоскопараллельных, бесконечных в направлениях x и z , чередующихся слоев с толщинами d_p и d_s и показателями преломления n_p и n_s соответственно (рис. 1). Один из центральных слоев замещен «дефектным» слоем с толщиной d_f и показателем преломления $n_f(H)$, зависящем от внешнего магнитного поля. На эту структуру перпендикулярно слоям падает плоская линейно поляризованная электромагнитная волна (\vec{k} – волновой вектор падающей волны, \vec{e} и \vec{h} – электрическая и магнитная компоненты волны). К структуре параллельно слоям приложено внешнее постоянное магнитное поле \vec{H} , при этом $\vec{H} \perp \vec{h}$.

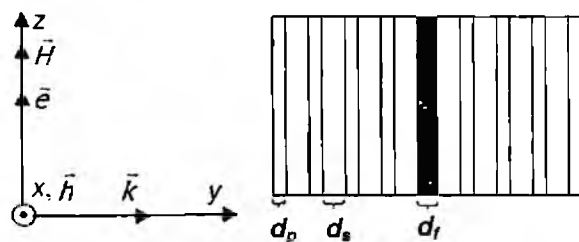


Рис. 1

Чередующиеся слои представляют собой два брегговских отражателя, то есть толщины и показатели преломления слоев подобраны таким образом, что для них выполняется условие $d_p n_p = d_s n_s \approx \lambda_0/4$. А для центрального «дефектного» слоя выполняется условие

$d_j n_j(H) = \lambda_0/2$. Исследуемую структуру можно рассматривать как интерферометр Фабри-Перо или двухзеркальный открытый резонатор, где брегговские отражатели являются зеркалами, а «дефектный» слой – внутренним объемом резонатора. В такой структуре, подобно открытому резонатору, могут возбуждаться резонансные колебания, локализованные в центральном «дефектном» слое. Спектр этих колебаний дискретен и при нормальном падении приближенно определяется соотношением [5]

$$d_j n_j(H) = m \lambda_0/2, \quad (1)$$

где m – целое. Из выражения (1) очевидно, что, изменяя показатель преломления «дефектного» слоя (например, с помощью магнитного поля), можно перестраивать частоту резонансных колебаний.

В качестве материала «дефектного» слоя был выбран феррит марки 1СЧ4, который обладает малыми диэлектрическими потерями в миллиметровом диапазоне длин волн и позволяет изменять показатель преломления в широких пределах, при относительно небольших вариациях магнитного поля. В качестве материалов для чередующихся слоев выбраны полистирол и воздух.

Теоретический анализ

Показатель преломления феррита определяется как

$$n_j(H) = \sqrt{\epsilon_j \mu_j(H)}, \quad (2)$$

где $\mu(H)$ и ϵ – магнитная и диэлектрическая проницаемости вещества.

Диэлектрическая проницаемость используемого феррита (марка 1СЧ4) – величина скалярная и в миллиметровом диапазоне длин волн равна $\epsilon_f \approx 11.1$. Высокочастотная магнитная проницаемость намагниченного феррита представляет собой тензор второго ранга следующего вида [6]:

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & i \cdot \mu_a & 0 \\ -i \cdot \mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Для намагниченного до насыщения бесконечного феррита выражения для компонент тензора с учетом процессов диссипации определяются из решения уравнения движения намагниченности Ландау-Лифшица и имеют известный вид [6]:

$$\mu = 1 + 4\pi \left(\frac{M_S}{H} \frac{\omega_H^2 + \omega_r^2 + i\omega_r \omega}{\omega_H^2 + \omega_r^2 - \omega^2 + 2i\omega_r \omega} \right), \quad (4)$$

$$\mu_a = 4\pi \left(\frac{\gamma M_S \omega}{\omega_H^2 + \omega_r^2 - \omega^2 + 2i\omega_r \omega} \right). \quad (5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \omega_H &= \gamma H, \\ \omega_M &= \gamma 4\pi M_S, \\ \omega_r &= \gamma \Delta H_{1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота переменного электромагнитного поля; H – внешнее постоянное магнитное поле; M_S – намагниченность насыщения феррита; γ – гиромагнитное отношение электрона; $\Delta H_{1/2}$ – полуширина резонансной кривой ферромагнитного резонанса. Величина μ_z близка к единице и не зависит от внешнего магнитного поля.

Выражение для эффективной магнитной проницаемости феррита при данной взаимной ориентации векторов \vec{k} , \vec{h} и \vec{H} (рис. 1) можно получить, решая уравнения Максвелла с учетом гиротропных свойств феррита [6, 7]:

$$\mu_j = \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu} \quad (7)$$

После подстановки выражения (7) в (2) и затем (2) в (1) при $m = 1$ получим

$$d_j \sqrt{\epsilon_j \frac{\mu^2(H, f_0) - \mu_a^2(H, f_0)}{\mu(H, f_0)}} = \frac{c}{2f_0} \quad (8)$$

где f_0 – резонансная частота структуры; c – скорость света.

Таким образом, решая уравнение (8) относительно f_0 , можно определить резонансную частоту рассматриваемой структуры при различных значениях внешнего магнитного поля.

Диапазон перестройки резонансной частоты Δf_0 ограничен шириной запрещенной зоны брегговских отражателей $\Delta f_{гор}$ и диапазоном изменения показателя преломления «дефектного» слоя Δn_j в магнитном поле (диапазоном изменения оптической длины открытого резонатора).

Ширина запрещенной зоны брегговского отражателя определяется выражением [8]

$$\Delta f_{гор} = f_{гор} \frac{4 n_p - n_s}{\pi n_p + n_s} = \frac{c}{d_s n_s} \frac{n_p - n_s}{n_p + n_s} \quad (9)$$

где $f_{гор}$ – центр запрещенной зоны, который определяется выражением $d_p n_p = d_s n_s = c/4 f_{гор}$. В этом диапазоне брегговские отражатели имеют высокий коэффициент отражения (в эксперименте получено около 85 % для брегговского отражателя из четырех периодов), что является необходимым условием существования резонансных колебаний. Для рассматриваемой структуры $\Delta f_{гор} = 8.6$ ГГц (при $n_p = 1.6$, $d_p = 1.6$ мм, $n_s = 1$, $d_s = 2.56$ мм).

Величина Δn_j определяется из выражений (2) и (7) и при изменении магнитного поля с 1 кЭ до 7 кЭ составляет 0.95 (для 1С4). Подставив это значение в выражение (1) получим $\Delta f_0 \leq 10$ ГГц.

Таким образом, для рассматриваемой структуры диапазон возможной перестройки резонансной частоты при изменении внешнего магнитного поля с 1 кЭ до 7 кЭ можно оценить как $\Delta f_0 = 8.6$ ГГц.

Моделирование структуры

Для расчета спектра пропускания исследуемой структуры воспользуемся методом матриц переноса [9, 10]. Этот метод основан на том, что электромагнитное поле может быть описано двумя линейно независимыми величинами, например, тангенциальными по отношению к границам слоев компонентами электрического и магнитного полей. Значения этих величин на противоположных границах слоя связаны матрицей переноса 2x2 следующим образом:

$$\begin{bmatrix} e_i(y_2) \\ h_i(y_2) \end{bmatrix} = \bar{T}_i(y_2, y_1) \begin{bmatrix} e_i(y_1) \\ h_i(y_1) \end{bmatrix} \quad (10)$$

Матрица переноса через однородный i -й слой определяется его толщиной d_i и показателем преломления $n_i = \sqrt{\epsilon_i \mu_i}$.

Для однородного i -ого слоя матрица переноса имеет вид

$$\bar{T}_i = \begin{bmatrix} \cos f_i & -i \frac{\mu_i}{\epsilon_i} \sin f_i \\ -i \frac{\epsilon_i}{\mu_i} \sin f_i & \cos f_i \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где $f_i = k_0 n_i d_i$ – фаза набранная волной при движении от одной границы слоя до другой.

Матрица переноса через границу слоев – единичная. Матрицей переноса через всю слоистую структуру \bar{M} является произведением матриц переноса через отдельные слои \bar{T}_l :

$$\bar{M} = \prod \bar{T}_l. \quad (12)$$

Амплитудный коэффициент пропускания всей структуры l связан с элементами матрицы переноса структуры выражением

$$l = \frac{2p_l}{(M_{11} + M_{12}p_l)p_l + (M_{21} + M_{22}p_l)}, \quad (13)$$

где $p_l = \sqrt{\varepsilon_l/\mu_l}$; $p_l = \sqrt{\varepsilon_l/\mu_l}$; ε_l и μ_l – материальные параметры среды, из которой на структуру падает волна; ε_l и μ_l – материальные параметры среды, в которую проходит волна из структуры.

Для рассматриваемого случая, когда исследуемая структура находится в воздушном пространстве, ε_l , μ_l , ε_l и μ_l равны единице и амплитудный коэффициент пропускания принимает вид

$$l = \frac{2}{(M_{11} + M_{12}) + (M_{21} + M_{22})}. \quad (14)$$

Энергетический коэффициент пропускания

$$T = |l|^2. \quad (15)$$

На основании такой модели рассчитан спектр структуры изображенной на рис. 1 со следующими параметрами: $n_p = 1.6$, $d_p = 1.6$ мм, $n_s = 1$, $d_s = 2.56$ мм, $d_f = 2$ мм. Параметры феррита 1СЧ4 взяты из [7]. Отметим, что модель с использованием этих параметров дала хорошее соответствие результатам предыдущих экспериментов [4]. На рис. 3 сплошными линиями изображены частотные зависимости коэффициента пропускания T структуры при 28 значениях магнитного поля от 1330 Э до 6890 Э с шагом около 230 Э. Пунктирной линией изображена частотная зависимость коэффициента отражения R_{BR} одного брегговского отражателя. На вставке изображена одна из зависимостей $T(f)$ при $H = 5050$ Э. В приведенном на графике частотном диапазоне наблюдается запрещенная зона, в которой структура практически не пропускает излучение. Вблизи частоты 36 ГГц находится высокочастотная граница запрещенной зоны. На частотах выше этой границы находится зона пропускания, где структура теряет свои селективные свойства, и резонансные колебания на этих частотах отсутствуют. Видно, что граница практически не смещается при изменении магнитного поля. Внутри запрещенной зоны видна резонансная линия пропускания, которая имеет лоренцеву форму и описывается выражением

$$T(f) = \frac{T_0}{1 + 4Q^2 \left(\frac{f}{f_0} - 1 \right)^2}, \quad (16)$$

где T_0 – коэффициент пропускания в максимуме резонансной линии; Q – добротность колебаний; f_0 – резонансная частота.

При магнитном поле, равном 1330 Э, резонансный пик находится на частоте 27.3 ГГц и с ростом магнитного поля монотонно смещается в высокочастотную область до 35.28 ГГц при магнитном поле 6890 Э. При этом изменяется добротность резонансных колебаний Q и коэффициент пропускания в максимуме резонансной линии T_0 демонстрирует максимум для Q и минимум для T_0 при частоте около 30.5 ГГц.

Это можно объяснить следующим образом: если принять, что поглощение в феррите слабо зависит от магнитного поля, то изменение величины T_0 в магнитном поле определяется, главным образом, коэффициентом отражения брегговских отражателей R_{BR} на резонансной частоте (рис. 3 пунктирная линия). Из рис. 3 видно, что T_0 минимален в центре запрещенной зоны (при максимальном значении R_{BR}) и увеличивается по мере приближения

резонансной линии к краю запрещенной зоны. Аналогично, добротность колебаний максимальна в случае, когда резонансный пик находится вблизи центра запрещенной зоны (R_{BR} – максимален), и уменьшается по мере смещения пика к краям запрещенной зоны. То есть изменение добротности колебаний в основном связано с зависимостью полезных потерь на излучение от магнитного поля.

Экспериментальные исследования. Обсуждение результатов

Экспериментально исследовалась структура, состоящая из двух брегговских отражателей, между которыми помещен «дефектный» слой представляющий собой диск из феррита 1СЧ4 толщиной $d_f = 2 \pm 0.03$ мм. Бреговские отражатели представляют собой четыре диска из полистирола толщиной $d_p = 1.6 \pm 0.03$ мм (показатель преломления $n_p = 1.6$) разделенных воздушными промежутками толщиной $d_s = 2.56 \pm 0.03$ мм. Диаметр дисков составляет несколько длин волн.

Схема эксперимента представлена на рис. 2. В качестве генератора и детектора излучения используется векторный анализатор спектра Agilent N5230A. Волноведущий тракт состоит из полых прямоугольных волноводов с рупорами на концах приемного и излучающего волноводов. Исследуемая структура помещается между рупорами и в зазор электромагнитмагнита. Между рупорами и исследуемой структурой также расположены фторопластовые линзы. Коэффициент пропускания структуры измеряли в диапазоне частот 23-40 ГГц. Величину внешнего постоянного магнитного поля варьировали в диапазоне 0-7150 Э.

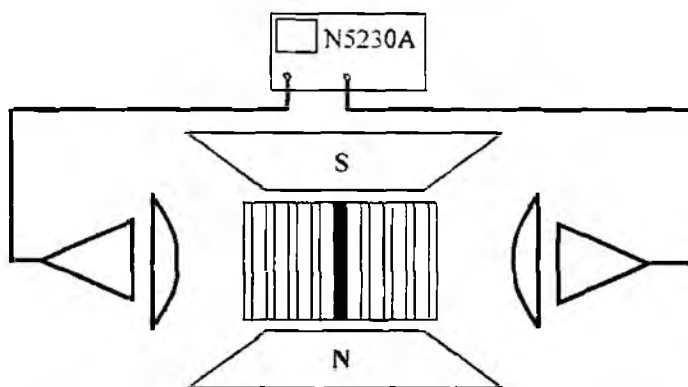


Рис. 2

На рис. 3 показан спектр пропускания структуры при различных значениях внешнего магнитного поля и спектр отражения одного брегговского отражателя (моделирование), на вставке спектр пропускания структуры при $H = 5050$ Э

Экспериментальные спектры пропускания изображены на рис. 4. Показаны коэффициенты пропускания структуры при 18 значениях магнитного поля от 3015 Э до 6890 Э с шагом около 230 Э. При магнитном поле 3015 Э резонансная линия находится на частоте 29.05 ГГц и монотонно смещается в высокочастотную область до 36.37 ГГц при магнитном поле 6890 Э. Результаты моделирования и эксперимента демонстрируют хорошее качественное совпадение. В эксперименте также наблюдается запрещенная зона с резонансной линией пропускания. Резонансная линия соответствует основному типу колебаний и хорошо аппроксимируется выражением (16) (рис. 5).

Отметим, что в отличие от результатов моделирования добротность колебаний в эксперименте не зависит от магнитного поля и составляет величину 70-100 (добротность определяли по ширине резонансной линии на уровне половины мощности $Q = f_0 / \Delta f_{0.5}$, рис. 6). Это различие можно объяснить тем, что данная математическая модель является приближенной и не описывает все процессы, происходящие в реальной структуре. А именно, как известно, суммарную добротность резонатора можно определить как

$$\frac{1}{Q} \approx \frac{1}{Q_{диф}} + \frac{1}{Q_{дис}} + \frac{1}{Q_{изл}} + \frac{1}{Q_{рас}}, \quad (17)$$

где $Q_{диф}$, $Q_{дис}$, $Q_{изл}$ и $Q_{рас}$ – добротность, связанная с дифракционными потерями, с диссипацией в феррите и полистироле, с потерями на полезное излучение и с потерями на рассеяние на неровностях слоев соответственно. Данная модель не учитывает дифракционные потери в резонаторе, т.е. слои считаются бесконечными в направлениях OX и OZ, потери на рассеяние на неровностях поверхностей и потери, связанные с отклонением геометрии слоев от заданной. Поэтому на фоне описанных выше потерь мы не видим в эксперименте изменение добротности, описанное моделью и связанное с зависимостью потерь на излучение от магнитного поля.

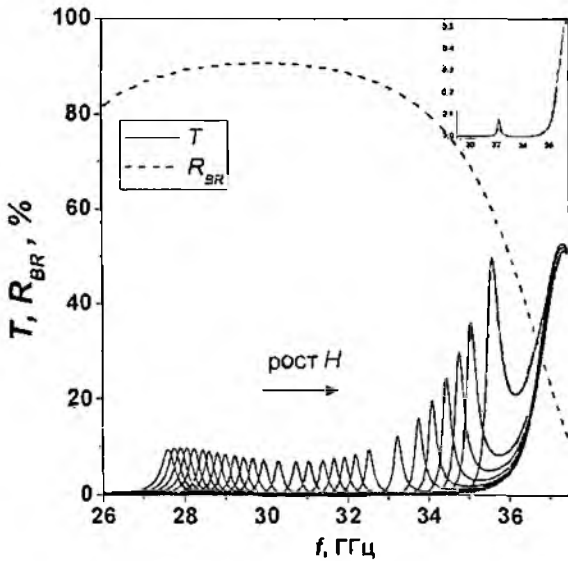


Рис. 3

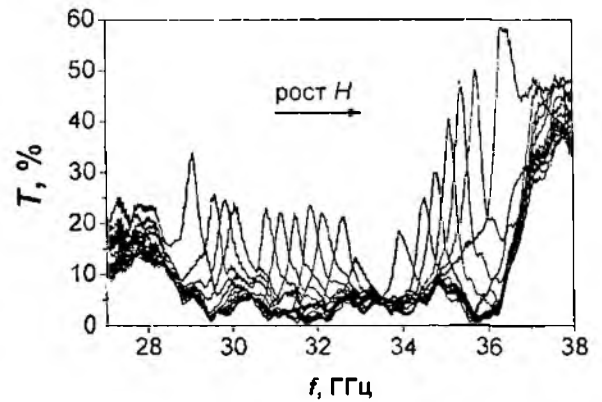


Рис. 4

Колебания высших мод в эксперименте не наблюдались. Высокочастотная граница запрещенной зоны, которая ограничивает диапазон перестройки резонансной частоты, также находится вблизи частоты 36 ГГц и ее положение практически не зависит от магнитного поля.

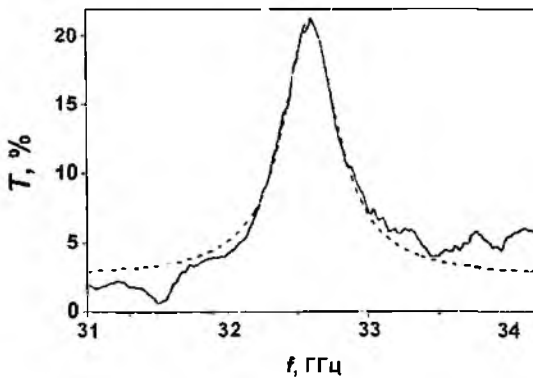


Рис. 5

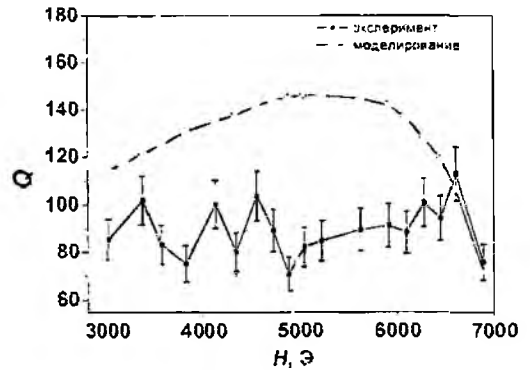


Рис. 6

Экспериментальная перестройка частоты резонансных колебаний f_0 составила более 7 ГГц в диапазоне магнитных полей 3015-7000 Э. Зависимость резонансной частоты от магнитного поля приведена на рис. 7. Характер экспериментальной и теоретических кривых качественно совпадает. В исследованном диапазоне магнитных полей расхождение между теоретическими и экспериментальными данными не превышает 1.7%. Различие в наклоне

кривых можно объяснить тем, что теоретическая зависимость магнитной проницаемости феррита от магнитного поля и частоты не точно описывает реальную зависимость, а также отмеченным уже несовершенством модели. Форма кривых близка к линейной. Отметим, специально, что это является позитивным фактором для практического применения таких структур в качестве перспективных элементов электронно-управляемых приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн.

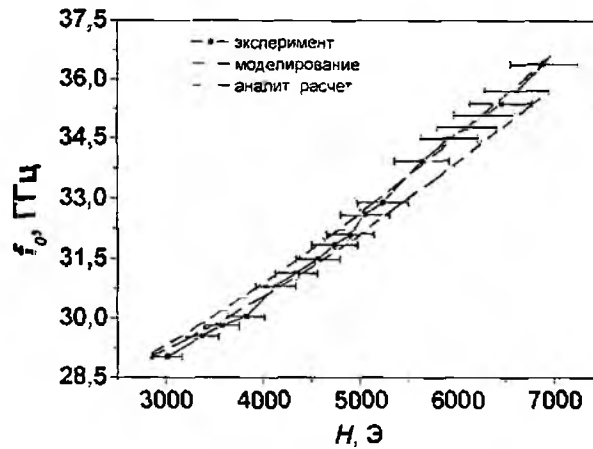


Рис. 7

Выводы

Таким образом, в данной работе теоретически и экспериментально продемонстрирована и исследована возможность управления резонансной частотой периодической структуры с ферритовым «дефектным» слоем посредством прикладывания магнитного поля в миллиметровом диапазоне длин волн. Показано, что приближенная математическая модель описывает основной эффект с точностью до 1.7%. Результаты исследований позволяют утверждать, что такие структуры могут быть использованы в качестве перспективных элементов электронно-управляемых приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн.

Данная работа выполнялась в отделе радиоспектроскопии Института радиофизики и электроники НАН Украины

Автор выражает благодарность доктору физ.-мат. наук, проф. Таранову С.И. за консультации при выполнении этой работы.

Список литературы. 1. Saado Y., Golosovsky M., Davidov D. and Frenkel A. Phys. Rev. B 66, 195108 (2002). 2. Peerlings J., Dehe A., Vogt A., Tilsch M., Hebelier C., Langenhan F., Meissner P., Hartnagel H L. GaAs/AlAs micromachined tunable Fabry-Perot filters with long resonant cavity. Proc. EUROSENSORS XI. Warsaw (Poland). Sept. 21-24 pp.1353-1356, 1997. 3. Manzanares-Martinez J. and Ramos-Mendieta F. Phys. Rev. B 72, 035336 (2005). 4. Chernovisev S.V., Belozorov D.P. and Tarapov S.I., J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007) 295–299. 5. Иценко Е.Ф. Открытые оптические резонаторы. М.: Сов. радио, 1980. 207 с. 6. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с. 7. Абрамов В.П., Дмитриев В.А., Шелухин С.А. Невзаимные устройства на ферритовых резонаторах. М.: Радио и связь, 1989. 200 с. 8. Ярич А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с. 9. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с. 10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики / Пер. с англ. М.:Наука, 1970. 855 с.

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
Институт радиофизики и электроники НАН Украины*

Поступила в редакцию 25.06.2007

ОЦІНКА ТОПОЛОГІЇ СЕПАРАЦІЙНОГО КАНАЛУ МІКРОФЛЮЇДНОЇ ЕЛЕКТРОХЕМІЛЮМІНЕСЦЕНТНОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ ЕФЕКТИВНОГО РОЗДІЛЕННЯ АМІНОКИСЛОТ

Вступ

Визначення амінокислот (АМК) триптофану, тирозину, проліну, метіоніну у крові та сечі є актуальним завданням сучасної медицини. Однак аналіз зразків біологічного походження на вміст АМК практично не можливий без їх попереднього фракціонування. Сепарація підвищує чутливість та надійність наступного аналітичного вимірювання. До одних із найсучасніших і найперспективніших методів фракціонування відноситься капілярний електрофорез (КЕФ), що увібрав у себе всі кращі якості хроматографічних методів і електрофорезу [1]. Особливу увагу привертає його реалізація на чипі [2].

Ефективність проведення КЕФ на чипі суттєво залежить від низки параметрів: топології (геометрії та розмірів) сепараційного каналу, прикладеної напруги та показника кислотності середовища фракціонування і є індивідуальною для кожного аналіта. Це робить актуальним проведення математичного моделювання фракціонування АМК для вибору оптимальних параметрів, зазначених вище, ще до етапу конструкторсько-технологічних та експериментальних робіт із виготовлення мікрофлюїдного чіпу (МФЧ).

Інтерпретації поведінки проби при проходженні в каналах мікросистем із точки зору математичного моделювання присвячено низку робіт [3-5]. В основному розглядався електрокінетичний рух проби в каналі круглого перерізу, що пояснюється частим використанням довгого кварцового капіляру для проведення КЕФ, у тому числі в сучасних електрохемилюмінесцентних (ЕХЛ) системах [6-7].

У даній роботі розглянуто випадок реалізації КЕФ і ЕХЛ на МФЧ з поліметилметаакрилату (ПММА) з прямим транспортно-сепараційним каналом трапцеподібного перерізу шириною 200 мкм. Це зумовлено наявністю технологій мікровиготовлення (лазерної абляції) та прагненням адаптації на мікрочипі ЕХЛ-методу, з урахуванням робіт [8-9].

Мета роботи полягає в виборі топології сепараційного каналу для адекватного для фракціонування проби з АМК (триптофаном (Трп), тирозином (Тир), проліном (Про), метіоніном (Мет)) шляхом математичного моделювання електрокінетичного руху проби, що мігрує в буферному розчині в прямому сепараційному каналі МФЧ з наступним ЕХЛ-детектуванням. Для цього необхідно вирішити такі задачі: розглянути базові теоретичні положення, що стосуються електрокінетичного руху проби при КЕФ та фізико-хімічних властивостей АМК важливих при КЕФ, розробити математичну модель електрокінетичного руху проби в транспортно-сепараційному каналі мікрофлюїдної системи з чип-реалізацією КЕФ і ЕХЛ за напруг 1 кВ і 2кВ, довжин 2 і 5 см рН 4 та рН 7, обґрунтувати граничні умови, провести чисельне моделювання розподілу АМК вздовж зони проби, інтерпретувати отримані результати.

Теоретична частина

КЕФ – електроміграційний метод розділення, що базується на відмінності в електрофоретичній рухливості часток речовини, які переміщуються в електричному полі [1].

При застосуванні КЕФ канали мікрочіпу заповнюють буфером, а пробу завантажують і транспортують по каналу електрокінетичним способом. У системі діє механізм розділення проби на зони, що супроводжується їх розширенням (дисперсією) по мірі руху вздовж каналу [1]. При КЕФ, значення рН та напруженості поля у всьому просторі каналу залишаються постійними. Призначення буфера при цьому методі розділення – підтримання постійного значення рН та забезпечення транспортного потоку. Значення рН буфера визначає заряд іонів АМК в пробі – в сильноокислій області існують переважно катіони, в сильнолужній – аніони. КЕФ АМК відбувається за наступною схемою: аніонні або катіонні форми АМК ру-

хаються в напрямку відповідного електрода, цвіттер-іони не рухаються. Підбираючи відповідні буферні системи, можна розділяти будь-які АМК.

Математична модель електрокінетичного руху проби

У даній роботі концентраційний профіль потоку (дисперсія) апроксимується рівнянням конвективної дифузії, яке є окремим випадком рівняння Нав'є-Стокса. Варто відмітити, що при трансформації рівнянь Нав'є-Стокса в рівняння конвективної дифузії у КЕФ приймається до уваги (на відміну від високоефективної рідинної хроматографії, де на розмивання зон впливають повздовжня дифузія, вихрова дифузія, складова масопереносу), виключно параметр поздовжньої дифузії [1]. Це дає можливість значно спростити математичну модель, що апроксимує електрокінетичний рух. Дана математична модель має вигляд

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - u \frac{\partial c}{\partial x},$$

де $c = c(x, t)$ – розподіл концентрації речовини; u – швидкість електрофоретичного переміщення, $u = \mu E = L^2/Ut$ (L – довжина капіляра від місця введення проби до детектора; t – час переміщення; μ – електрофоретична рухливість; U – прикладена напруга); x – аксіальна координата; D – коефіцієнт дифузії.

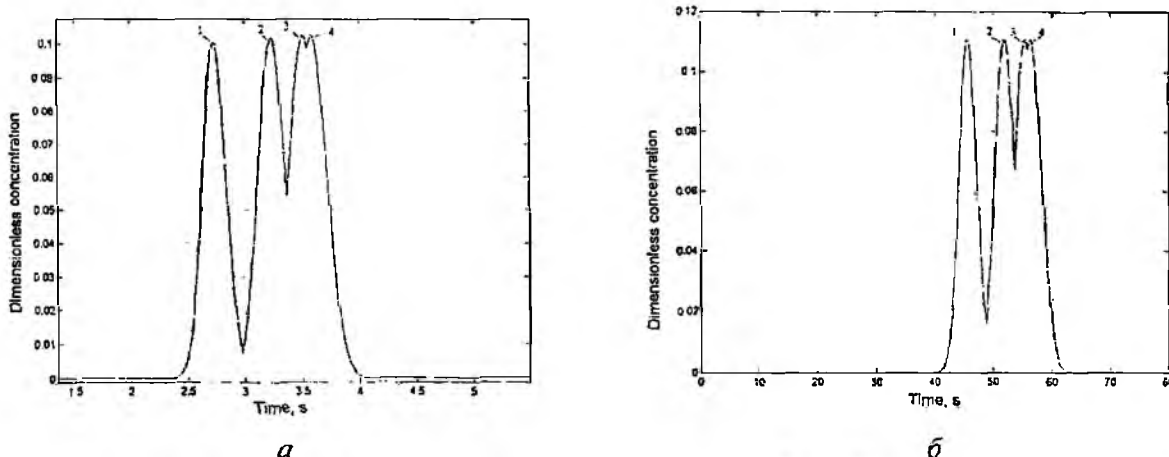
Результати розрахунків та їх обговорення

З урахуванням наведених припущень розроблено та реалізовано модель електрокінетичного руху на базі чисельного розв'язку рівняння переносу фази методом кінцевих різниць. Розв'язок отриманих рівнянь отриманий із застосуванням апарату матричних обчислень, який реалізований в пакеті MatLab.

Моделювання проводилось на прикладі руху штучної суміші АМК (Trp, Tyr, Pro, Met) вздовж зони проби в буферному розчині при різних значеннях рН (4, 7). Електрофоретичні рухливості обраних для аналізу АМК складають ($\times 10^{-9} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$): Trp – 20.8 ± 0.3 ; Tyr – 21.5 ± 0.2 ; Pro – 30.7 ± 0.9 ; Met – 24.4 ± 0.2 [11].

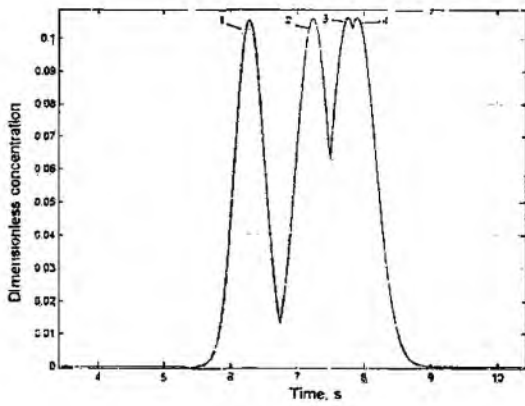
Повна електрокінетична рухливість кожної з АМК дорівнює сумі її електрофоретичної рухливості та електроосмотичної рухливості обраного буферу в мікроканалі з ПММА ($1,3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) [12].

На рис. 1, 2, 3 наведено результати чисельного розрахунку часового розподілу відносних концентрацій АМК (Pro; Met; Tyr; Trp) на виході каналу в залежності від прикладеної напруги. Оскільки емісія світла та електричний струм в ЕХЛ-аналізі пропорційні концентрації [8], то можна вважати отримані графіки електрофореграмами, тобто розподілом піків інтенсивності сигналу в часі.

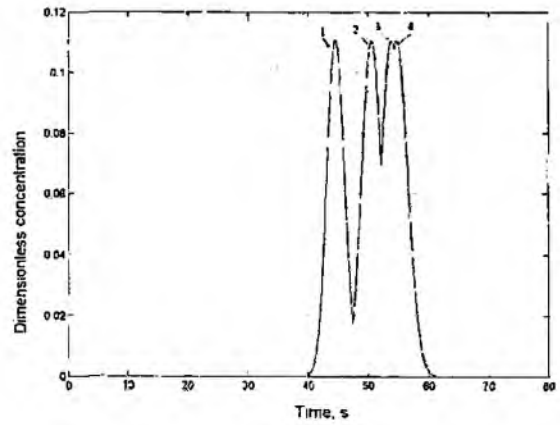


Електрофореграми АМК (1 – Pro; 2 – Met; 3 – Tyr; 4 – Trp) при: а – рН = 4, $U = 2 \text{ кВ}$, $L = 2 \text{ см}$; б – рН = 4, $U = 2 \text{ кВ}$, $L = 5 \text{ см}$

Рис. 1



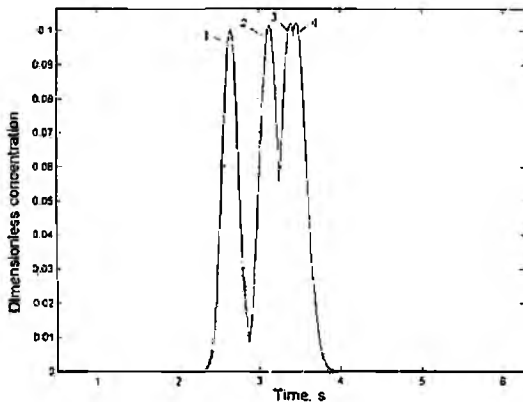
a



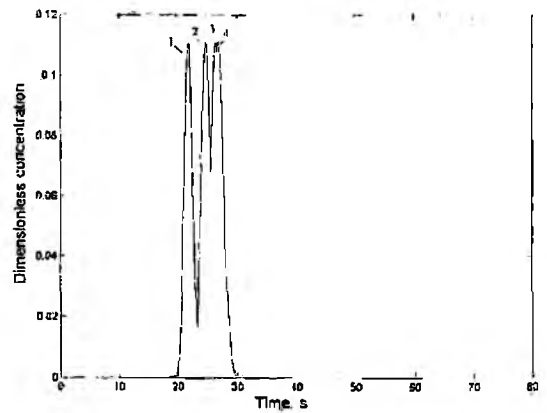
б

Електрофореграми АМК 1 – Про; 2 – Мет; 3 – Тур; 4 – Тгр) при: *a* – рН = 7, $U = 1$ кВ, $L = 2$ см; *б* – рН = 7, $U = 1$ кВ, $L = 5$ см

Рис. 2



a



б

Електрофореграми АМК 1 – Про; 2 – Мет; 3 – Тур; 4 – Тгр) при: *a* – рН = 7, $U = 2$ кВ, $L = 2$ см; *б* – рН = 7, $U = 2$ кВ, $L = 5$ см

Рис. 3

Аналізуючи електрофореграми з однаковими значеннями рН сепараційного буферу, напруги (U), але за різних величин сепараційних каналів (L), слід відмітити:

- чим довше канал, тим далі в часі розміщений максимум емісії, тим ширше профіль електрофоретичних піків;

- при рН = 7, $U = 1$ кВ час розділення за довжини каналу рівній 2 см становила 9 с, що майже в 6 разів менше, ніж при 5 см (рис. 2, *a* і 2, *б*);

- при рН = 7, $U = 2$ кВ час розділення за довжини каналу рівній 2 см становила 4 с, що майже в 8 разів менше, ніж за довжини 5 см (рис. 3, *a* і 3, *б*);

Аналізуючи випадок КЕФ АМК, за однакової довжини сепараційного каналу, однакової напруги, але різних значеннях рН (рис. 1 та рис. 3), можна відмітити:

- зростання рН не впливає на час аналізу;

- при зростанні рН електрофоретичні піки звужуються, що вказує на підвищення ефективності розділення АМК.

Розглядаючи випадок рівності довжин сепараційного каналу, рН буферу, але за різних напруг проведення КЕФ, видно:

- зі зростанням напруги вдвічі час аналізу в сепараційному каналі довжиною 2 см скорочується з 9 с до 4 с (рис. 2, *a*, 3, *a*);

- зі зростанням напруги вдвічі час аналізу в сепараційному каналі довжиною 5 см скорочується з 60 с до 30 с (рис. 2, *б*, 3, *б*);

Порівнюючи отримані електрофореграми для АМК із експериментальними результатами [7], а саме, електрофореграми АМК у МФЧ із сепараційним каналом довжиною 5,5 см за напруженості електричного поля 183 В/см (прикладена напруга приблизно 1 кВ), можна стверджувати про задовільний збіг результатів. Деяка несхожість може пояснюватись, очевидно, впливом відмінності в ширині і матеріалі каналу.

Висновки

Таким чином, аналіз результатів чисельного моделювання процесу фракціонування проби з АМК в ЕХЛ-КЕФ МФС за заданих напруг електричного поля (1 і 2 кВ), ширини сепараційного каналу з ПММА (200 мкм), при рН буферу рівних 4 і 7, показує, що у всіх розглянутих випадках адекватно розділились пролін, метіонін. Піки триптофану і тирозину перекрилились, що пояснюється практично однаковими значеннями їх електрофоретичних рухливостей і значною дисперсією. Це означає, що задані умови адекватні лише для розділення сумішей з 3-х АМК: Про, Мет, Тур або Про, Мет, Тгр. Отже, щоб піки АМК Тур і Тгр були більше розділені в часі при заданих напруженостях електричного поля необхідно збільшити довжину сепараційного каналу.

Роботи виконана за підтримки гранту, наданого Українським науково-технологічним центром (проект G-77 «Розробка новітніх технологій і оптихемотронних сенсорів аналізу рідин на основі електрохемілюмінесцентних молекулярних конденсованих плівок Ленгмюра-Блоджетт із новими електрохемілюмінофорами»).

Список літератури: 1. Рудаков О.Б., Востров И.А., Федоров С.В., Филитов А.А., Селеменов В.Ф., Приданцев А.А., Спутник хроматографиста. Методы жидкостной хроматографии. Воронеж: Водолей. 2004. 528 с. 2. Gübitz G., Schmid M. G., Recent advances in chiral separation principles in capillary electrophoresis and capillary electrochromatography // *Electrophoresis*. 2004. Vol. 23. P. 3981–3996. 3. Ghosal S., Electrokinetic Flow and Dispersion in Capillary Electrophoresis // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2006. Vol. 38. P.309–338. 4. Буляница А.Л., Евстранов А.А., Рудницкая Г.Е., Метод моментов при расчете параметров каналов в микроразмерных системах // *Научное приборостроение*. 2003. Т. 13, № 4. С. 28–40. 5. Tsai C.-H., Tai C.-H., et al. Experimental and numerical analysis of the geometry effects of low-dispersion turns in microfluidic systems // *J. Micromech. Microeng.* 2005. Vol.15. P. 377–385. 6. Ghosal S., Electrokinetic Flow and Dispersion in Capillary Electrophoresis // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2006. Vol. 38. P.309–338. 7. Tsai C.-H., Tai C.-H., et al. Experimental and numerical analysis of the geometry effects of low-dispersion turns in microfluidic systems // *J. Micromech. Microeng.* 2005. Vol.15. P. 377–385. 8. Рожницкий Н.Н., Бых А.И., Красногоровец М.А. Электрохимическая люминесценция: Монография. Харьков: ХТУРЭ, 2000. 320 с. 9. Музыка Е.Н., Рожницкий Н.Н. Моделирование физических процессов в проточно-инжекционной системе с электрохемілюмінесцентным детектором // *Радиотехника: Всеукр. міжвед. научн.-техн. сб.* 2006. Вып. 145. С. 47–50. 10. Остерман Л.А. Хроматография для белков и нуклеиновых кислот. М.: Наука, 1985. 535 с. 11. Zuskova I., Novotna A., Vcelakova K. et al., Determination of limiting mobilities and dissociation constants of 21 amino acids by capillary zone electrophoresis at very low pH. *Journal of Chromatography B*. 2006. №841. P. 129–134. 12. Bilitewski U., Genrich M., Kadow S., Mersal G., Biochemical Analysis with Microfluidic Systems // *Anal Bioanal Chem*. 2003. Vol. 377. P. 556–569.

Харківський національний
університет радіоелектроніки

Надійшла до редколегії 07.08.2007

RADIATION SENSITIVE INTEGRATED DETECTORS BASED ON COMPOUNDS A^{II}B^{VI}**Introduction**

Development of scintillators based on semiconductor compounds A^{II}B^{VI} has allowed to efficiently fill the empty gap in the "scintillator-photodiode" detector family for modern radiation instruments. In fact, scintillators based on isovalently doped ZnSe crystals have conversion efficiency 4-7% higher, and radiation stability – more than 10³-10⁴ times higher than CsI(Tl) [1-3].

From the other side, it is known [4,5] that certain complex structures based on broad-gap A^{II}B^{VI} compounds display high photosensitivity in the visible range, corresponding to the luminescence maximum of Zn Se (Te) crystals ($\lambda_{\max}=600-640 \text{ nm}$). Accounting for unique combination of properties – Zn Se (Te) crystals are both semiconductor materials and highly efficient scintillators – it seemed possible to obtain photosensitive structures based on A^{II}B^{VI} compounds directly on the surface of the semiconductor scintillator.

In this paper, preparation methods and properties are described of combined detectors of ionizing radiation of types Zn Se (Te)-Zn Te and Zn Se (Te) / Zn Te-Cd Se.

Experimental

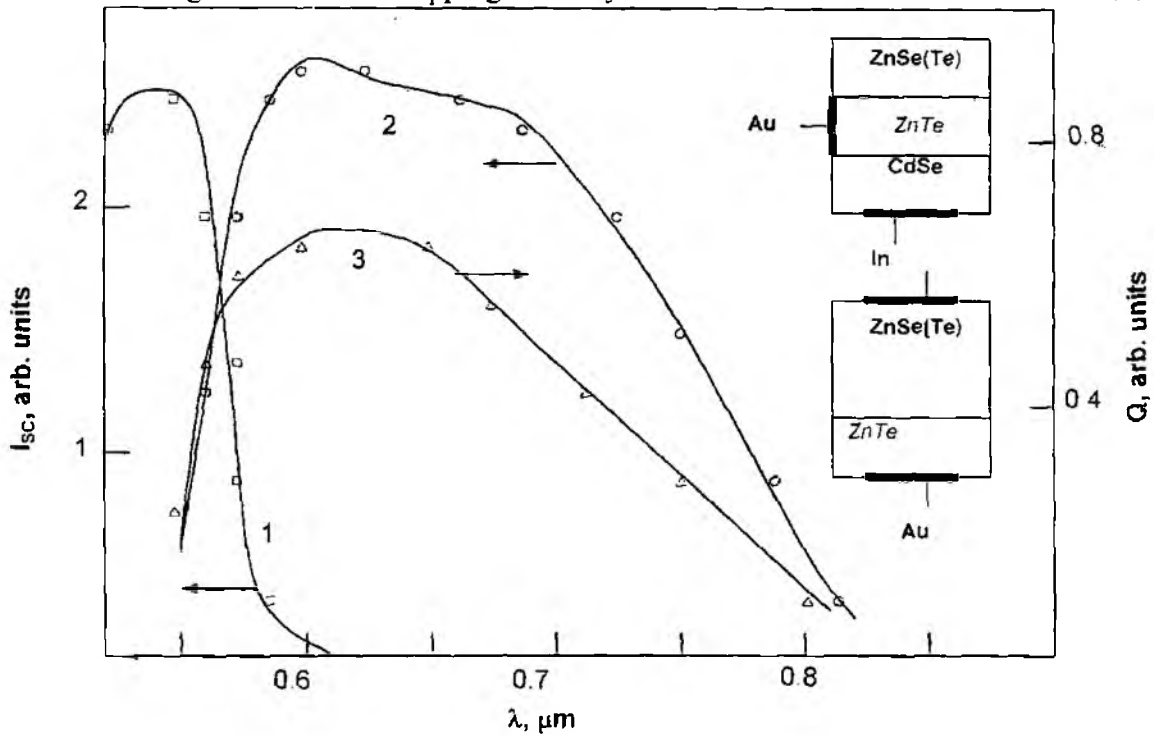
Zn Se (Te) crystals were grown by vertical Bridgman method in graphite crucibles in argon atmosphere. Content of activator Te in ZnSe crystals was 0.5 mass %. To obtain scintillation properties, Zn Se (Te) samples of (2-5)×5×5 mm³ size were annealed in Zn vapor at T=1300 K for 24 hours. Before application of ZnTe and CdSe layers, Zn Se (Te) samples were mechanically polished and etched in bromine/methanol. Heterostructures nZnSe(Te)-pZnTe and ZnSe(Te)/pZnTe-nCdSe were obtained by the vapor phase epitaxy [2,4]. To increase sensitivity of the heterostructures, during epitaxial growth ZnTe layers were doped with As, and CdSe layers – with indium. The impurity atoms move to the mixture zone due to concentration gradient. Then they were transported in the form of atomic flux to the deposition zone. The schematic diagrams of the combined detectors, which were obtained as above described, are presented in Fig. 1. It can be seen that with these detectors of "scintillator-heterostructure" type, reflection losses are minimal.

Metallographic and X-ray studies of the ZnTe and Cd Se layer growth processes show that the optimum conditions are the following: ZnTe source temperature – 1110 K, Zn Se (Te) substrate temperature – 850 K; for CdSe, these values are 1040 K and 910 K, respectively. For detectors of ZnSe(Te)-ZnTe type, optimum thickness of ZnTe layer was 80-100 μm; for ZnSe(Te)/ZnTe-CdSe detectors, thicknesses of ZnTe and CdSe layers were 6-8 μm and 18-20 μm, respectively. Measurements of electrical parameters of the detector components by the van der Pauw method have shown that free electron concentration n_e in ZnSe(Te) crystals and CdSe layers were, respectively, (3-5)×10¹⁷ and (1-3)×10¹⁷ cm⁻³, while hole concentration in ZnTe layers was about 4×10¹⁷ cm⁻³. Au and In were deposited by vacuum evaporation to make ohmic contacts for ZnTe, CdSe and Zn Se (Te).

Results and discussion

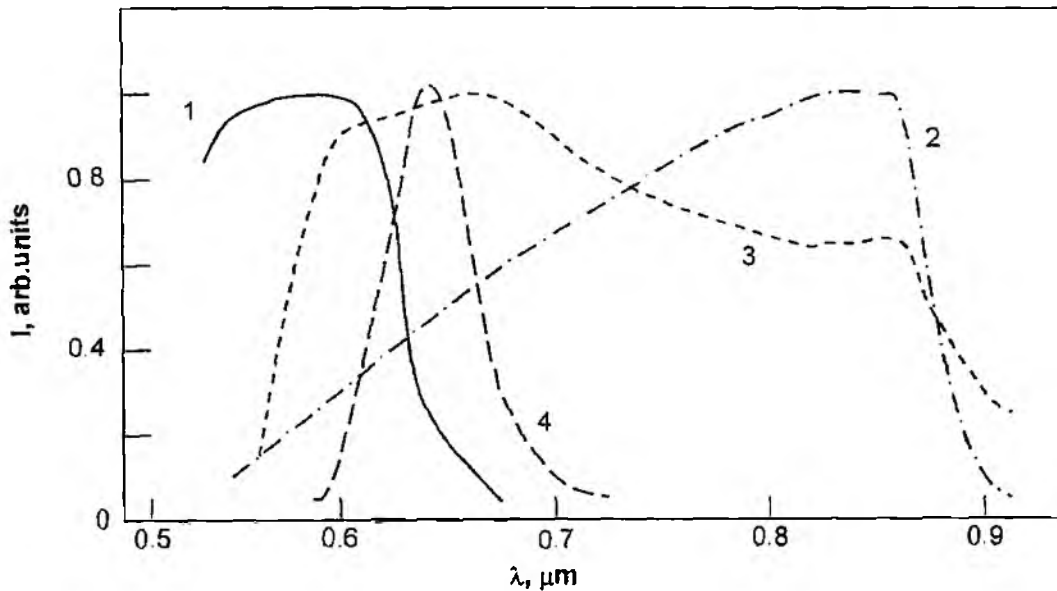
Among the detectors studied, the most easy to produce was the system nZnSe(Te)-pZnTe. Spectral distribution of the short-circuit photocurrent I_{sc} under illumination from the scintillator side is presented in Fig. 1, curve 1. Quantum yield Q of the structure nZnSe(Te)-pZnTe at T=300 K was 0.72-0.78, and e.m.f. value reaches 1.2-1.4 V. This suggests rather efficient separation of the light-generated electron-hole pairs under the built-in electric field formed in the transition layer of the structure nZnSe(Te)-pZnTe. Luminescence spectra of the scintillator (Fig. 2, 3) and photosensitivity of the structure nZnSe(Te)-pZnTe (Fig. 2, 1) are only weakly overlapping, and the spectral concordance factor does not exceed 0.3. However, due to high level of light collection in ZnSe(Te)-ZnTe detectors, their X-ray sensitivity reaches 50 nA·min/R·cm², which is comparable to parame-

ters of "scintillator – Si-photodiode" detectors [2]. Detectors ZnSe(Te)–ZnTe preserve linearity of the output signal in a broad dose rate range of X-ray radiation of energies $E_x=8-150\text{ keV}$ (Fig.3, 1). The residue signal level after stopping of X-ray irradiation does not exceed 0.05 % after 20 ms.



Spectral dependences of short circuit current I_{sc} (1,2) and quantum efficiency Q (3) for structures $n\text{ZnSe(Te)} - p\text{ZnTe}$ (1) and $n\text{ZnSe(Te)}/p\text{ZnTe} - n\text{CdSe}$ (2,3). Insert shows their schematic diagrams

Fig.1



Spectral distributions for structures $n\text{ZnSe(Te)} - p\text{ZnTe}$ (1) and $\text{ZnSe(Te)}/p\text{ZnTe} - n\text{CdSe}$ (for different concentrations n_c in CdS layers: 2 – for $n_c=3.6 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$, 3 – $n=2.4 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$), and luminescence spectrum of scintillator ZnSe(Te) (4).

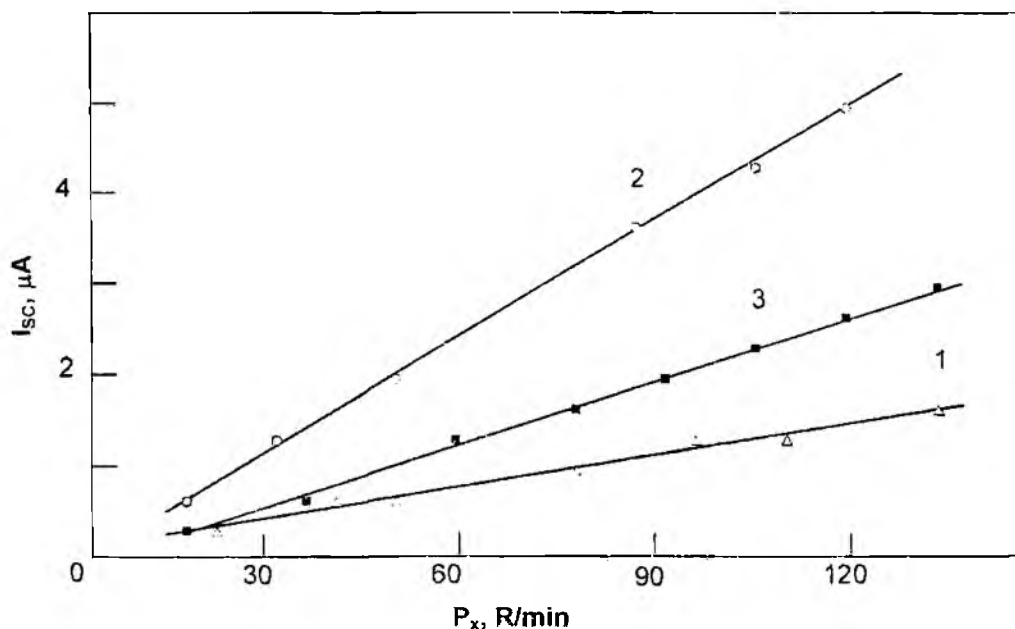
Fig. 2

For structure $\text{ZnSe(Te)}/p\text{ZnTe} - n\text{CdSe}$, maxima of $I_{sc}(\lambda)$ and $Q(\lambda)$ plots are located in the $0.58-0.67\ \mu\text{m}$ region (Fig.1; 2, 3), and the value of Q can reach 0.61-0.68. The absolute monochromatic

sensitivity at $0.63 \mu\text{m}$ is $0.32\text{-}0.35 \text{ A/W}$. The time constant of this structure is $3 \times 10^{-4}\text{-}2 \times 10^{-5} \text{ s}$. The shape of the spectral characteristic depends upon concentration n_e in the CdSe layer (Fig. 2; 2, 3). When n_e is increased from $3.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ to $2.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, the spectral concordance factor rises from 0.62 to 0.98. Dosimetric characteristics of detectors ZnSe(Te)/ZnTe–CdSe were found to be linear within 5-6 orders of magnitude. As can be seen from (Fig. 3, 2), their X-ray sensitivity is noticeably higher as compared with conventional detectors “scintillator CsI(Tl) – Si-photodiode” (Fig. 3, 3) and can reach values up to $180\text{-}200 \text{ nA} \cdot \text{min/R} \cdot \text{cm}^2$.

Thus, it can be concluded that, as for the full set of their output and functional characteristics, integrated detectors ZnSe(Te)–ZnTe and ZnSe(Te)/ZnTe–CdSe can be successfully used instead of conventional “scintillator – Si-photodiode” detectors in X-ray tomographs and dosimetric equipment.

This work is supported by the INTAS 05-104-7519 and STCU №4115 Grands.



Output signal I_{sc} as function of X-ray ($E_x \approx 60 \text{ keV}$) dose rate P_x for detectors ZnSe(Te)–ZnTe (1), ZnSe(Te)/ZnTe–CdSe (2) and “scintillator CsI(Tl) – Si-photodiode” (3)

Fig. 3

- References:** 1. V.D.Ryzhikov, V.I.Silin, N.G.Starzhinskiy // Nucl.Tracks Radiat.Meas. 1993. V. 21. P. 53. 2. L.V.Atroshchenko, S.F.Burachas, L.P.Gal'chinetskii, B.V.Grinyov, V.D.Ryzhikov, N.G.Starzhinskiy Scintillation crystals and radiation detectors based on them. Kiev: Naukova Dumka, 1998. P. 167-310. 3. V.D.Ryzhikov, V.V.Chernikov, L.P.Gal'chinetskii // J. Crystal Growth. 1999. V. 197, P. 655. 4. P.Gashin, A.Focsha // Solar En.Mater and Solar Cells. 1997. V. 46, P.323. 5. P.Gorbik, M.A.Mazin, V.D.Ryzhikov // Elect.Techn. 1987. V. 1, P.36.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники,

Институт сцинтилляционных материалов НАН Украины

Поступила в редакцию 10.06.2007

НАНОЛИТОГРАФИЯ - НАНОИМПРИНТИНГ

Ключевой операцией в производстве микроэлектронных устройств является фотолитография.

При размерах элементов устройств не менее 2 мкм в массовом производстве основными были методы оптической литографии [1 – 4].

С переходом к элементам субмикронного диапазона возникает ряд ограничений в использовании этих методов [5 – 6]. Основными из них можно считать дифракцию световых волн, рассеяние в фоторезисте, отражение от подложки, сильное влияние дефектов фотомасок и их быстрый износ, трудности автоматизации операций совмещения, малая глубина резкости оптико-механических устройств, а также высокие требования к чистоте экспонируемого материала и его плоскостности. Ряд этих ограничений связан с длиной волны источника экспонирования, для их уменьшения необходим переход к меньшим длинам волн, электронной литографии и жесткого ультрафиолетового диапазона («мягкого» рентгеновского $\lambda=5$ нм) (см. рис. 1).

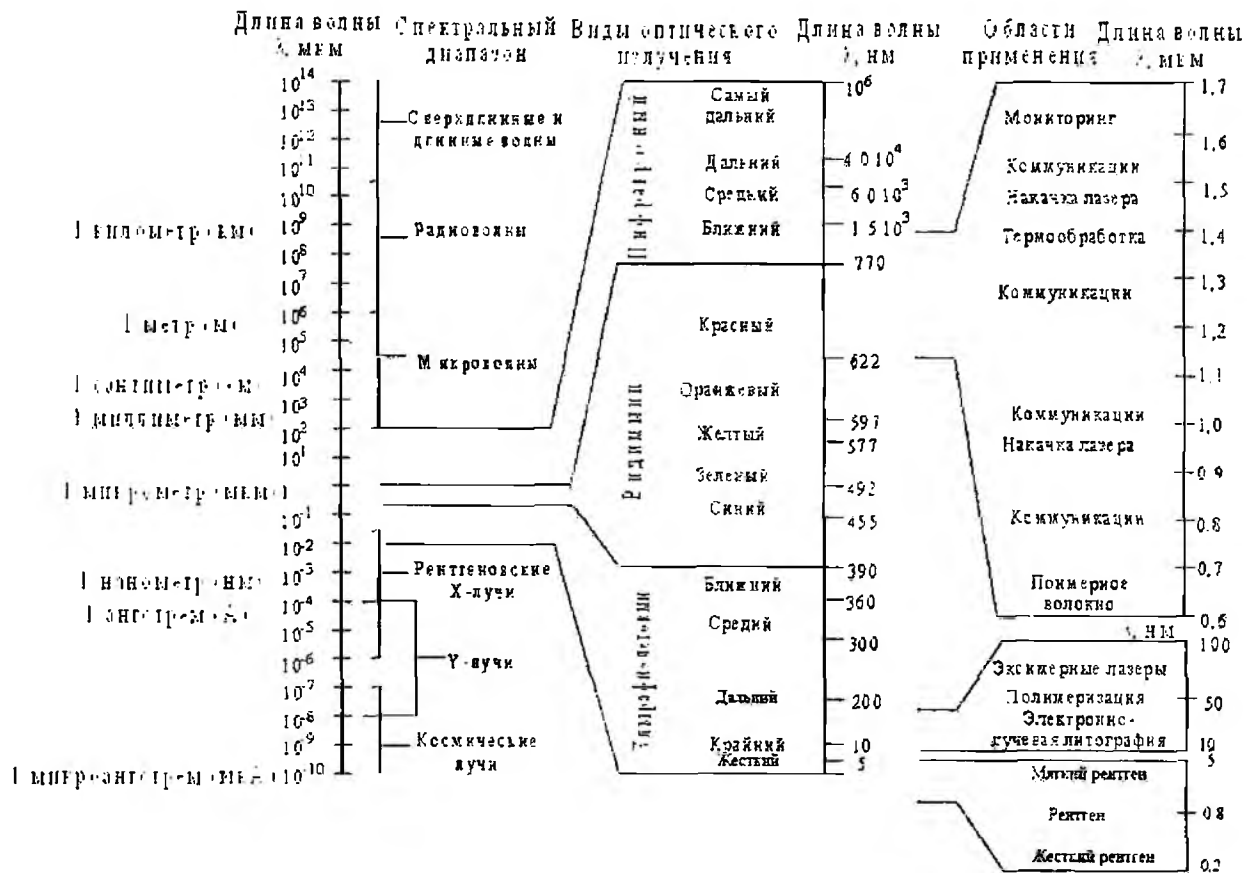


Рис. 1

В процессе экспонирования резистов электронным пучком наряду с уменьшением влияния на разрешающую способность дифракции появляются дополнительные эффекты, ограничивающие достижение меньших размеров элементов: торможение электронов в слое резиста, упругое и неупругое отражение электронов от подложки, вторичная электронная эмиссия, рентгеновское и ультрафиолетовое излучения. Вклады этих явлений в изменение свойств резиста и возможности получения элементов микросхем различны в зависимости от начальной

энергии пучка, атомного номера z материала мишени, ее толщины t , угла падения первичного пучка и др. В целом электронорезисты должны быть нечувствительны к видимому и ультрафиолетовому свету, стойкими к электронной бомбардировке и соответствующим растворителям. При использовании взамен органических электронорезистов металлических пленок, покрытых слоем углерода толщиной 10 нм, получают линии толщиной 8 нм при диаметре луча 0,5 мкм. Но производительность процесса литографии обратно пропорциональна диаметру луча, т. е. резко падает.

Устройства транспортировки и управления потоками требуют вакуума порядка 10^{-3} Па, а при использовании автоэмиссионных эмиттеров необходимо поддерживать давление на уровне 10^{-7} Па и обеспечить отсутствие углеводородов в остаточной среде («безмасляный вакуум»)

По сравнению со светооптическими методами электронно-лучевая литография обеспечивает уменьшение размеров элементов в 10 – 100 раз, но высокая сложность и стоимость электроннолучевых установок для литографии, необходимость высоковакуумных систем недостаточная производительность процесса ограничивают его использование. В серийном производстве с применением электронной литографии выпускаются сверхбольшие интегральные схемы (СБИС), ЗУ на ЦМД, криогенные устройства на эффекте Джозефсона, приборы акустоэлектроники и микропроцессоры.

Альтернативным процессом электроннолучевой литографии является рентгенолитография, позволяющая получать при значительно меньших затратах субмикронные размеры элементов схем.

Перспективным источником рентгеновского излучения в технологии микромеханических систем для формирования 3D-элементов является кольцевой накопитель электронов – синхротрон [7, 8, 13]

Раньше считалось, что литография не годится для изготовления элементов схем с размерами меньше длины волны используемого для экспонирования света. Но сейчас за счет использования проекционной электролитографии с уменьшением изображения, метода коррекции микрозазоров, масок с фазовым сдвигом и эксимерных лазеров при длине волны 248 нм можно получить элементы с размерами ~70 нм. В первых наночипах, при длине волны 193 нм, изготавливались элементы транзисторов не более 50 нм. Суть метода заключается в следующем. Когда размер элементов структуры менее длины волны, искажения, возникающие вследствие оптической дифракции по краям изображения, можно заранее рассчитать и учесть. Затем необходимо сформировать маску такой формы, чтобы с учетом дифракции она позволяла получать на кремниевой заготовке нужное изображение. Например, если бы маска была просто прямоугольной, дифракция вызвала бы сильное скругление углов. Но если шаблон выполнен в виде «кости», то его проекция будет очень похожа на прямоугольник (рис. 2).

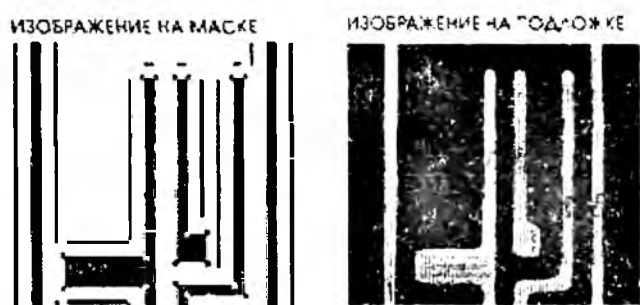


Рис. 2

Переход к использованию света с еще меньшей длиной волны может обеспечить еще более высокую разрешающую способность.

Применение литографии с жестким ультрафиолетом позволяет уменьшить размеры элементов на порядок, но сопряжено с большими трудностями. Опытные образцы технологических систем, рассчитанные на длину волны 13 нм, представляют собой настоящее чудо техники.

Поскольку все материалы сильно поглощают в дальней ультрафиолетовой области, в проекционных камерах нельзя использовать линзы, которые в данном случае оказываются практически непрозрачными. Вместо них приходится применять зеркала сложной формы.

Не годятся также обычные стеклянные фотошаблоны, которые заменяют масками, поглощающими и отражающими жесткое ультрафиолетовое излучение.

В процессе их изготовления используются многослойные зеркала, состоящие из десятков слоев молибдена и кремния толщиной всего в несколько нанометров каждый. Полученная отражающая поверхность покрывается хромом, который в нужных местах поглощает свет. Для фокусировки жесткого ультрафиолетового излучения плазмы и уменьшения размеров изображения, проецируемого с маски, применяются многослойные зеркала рис. 3.

Получение бездефектной литографической маски представляет собой сложную инженерную проблему, решением которой занимается большое число ученых и инженеров.

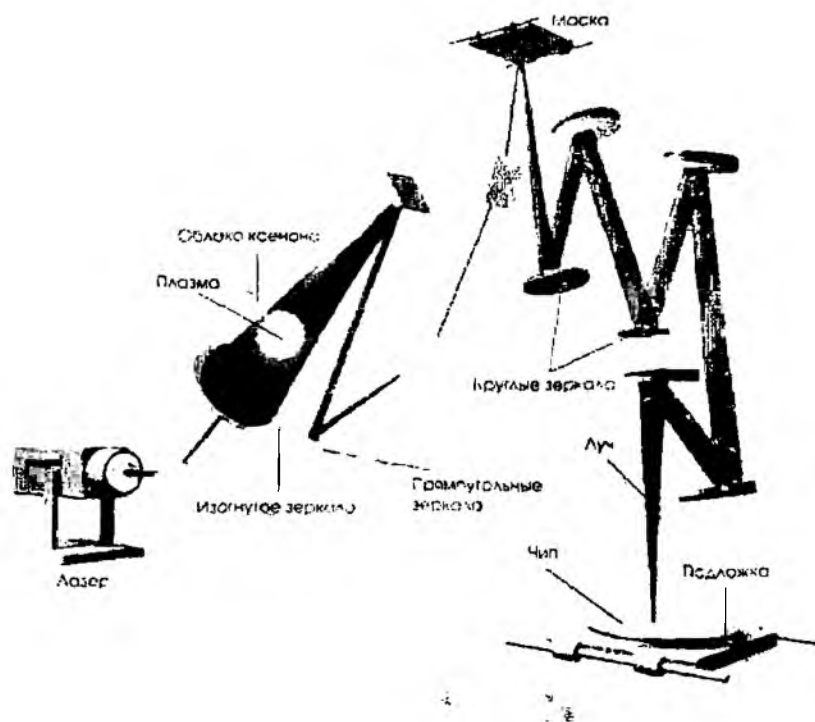


Рис. 3

После проецирования литографической (маски) на пленку фоторезиста нужно удалить экспонированные участки фоторезиста, выравнять незащищенный материал подложки и удалить фоторезист и остатки продуктов травления. С уменьшением размеров элементов традиционные промывочные жидкости оказываются слишком вязкими, затруднено их проникновение в узкие щели, возможно также разрушение хрупких наноразмерных щелей. Наилучшие результаты при отмывке получены при использовании перегретых жидкостей, например углекислого газа при значениях давления и температуры, находящихся выше так называемой критической точки, который ведет себя почти как жидкость, но сохраняет низкую вязкость. Сверхкритическая двуокись углерода легко проникает под частицы и удаляет их эффективнее любого жидкого химиката. Более того, смешав ее с подходящим растворителем, можно легко удалить фоторезист. А когда промывка завершена, достаточно понизить давление до атмосферного, и перегретая жидкость тут же испаряется и улетучивается, как обычный газ.

Приведенный обзор методов лучевой литографии показывает возможность их использования для получения латеральных размеров элементов порядка 10 нм. Причем одновременно с уменьшением размеров уменьшается точность их изготовления, ограничиваются размеры платы, увеличивается время и стоимость обработки.

Для получения рисунка слоев схем в нанотехнологиях известно небольшое число методов: перьевая литография, литография наносферами, наноимпринтинг, 3D голографическая литография и литографически индуцированная самосборка [11, 12, 13, 14].

С наноимпринтингом связывают возможность получения интегральных наносхем, а также развитие научных направлений в биологии, химии и материаловедении.

Наноимпринтинг или NIL-наноимпринтиговая литография является дешевой, обеспечивающей высокий выход годных и высокопроизводительной технологией получения рисунка схем с разрешающей способностью менее 10 нм на подложках с размерами сторон ~10 см (даже 20 см).

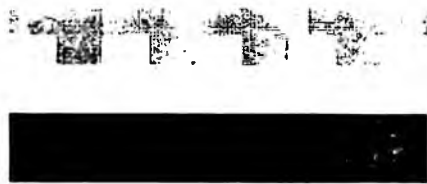
Разработками материалов, технологических процессов и технологического оборудования для наноириптинга занимаются многие фирмы и университеты в разных странах мира [Nanonex Corp., USA; University of Taiwan: SUSS+MicroTec]

Технология NIL имеет несколько разновидностей:

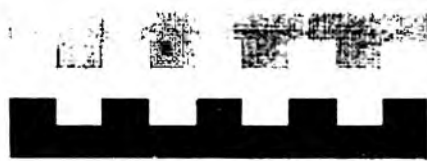
1. Горячее тиснение, прессование, Hot embossing, T-NIL-Thermal nanoimprinting lithography – термическая наноириптинговая литография.
2. УФ-стимуляция-UV curing, фотостимулированная литография (P-NIL – photocuring NIL).
3. Обратный наноириптинг – Reversal imprinting.
4. Наноконтактная печать – Nanoscontact printing.
5. Микроконтактная печать – μ -contact printing (μ CP)
6. Напечать переносом – Nanotransfer printing.

Технологический процесс наноириптинга горячим прессованием (рис. 4) требует нагрева фоторезиста выше температуры его полимеризации. Штамп-матрица деформирует слой фоторезиста, оставляя на нем рельеф рисунка матрицы. В процессе T-NIL, как правило используется один слой фоторезиста (PMMA, SU-8NX), а давление прикладывается дольше времени нагрева. Температурно-временной график обработки приведен на рис. 5.

1 Прессование



2 Разъем формы



3 РИТ



Рис. 4

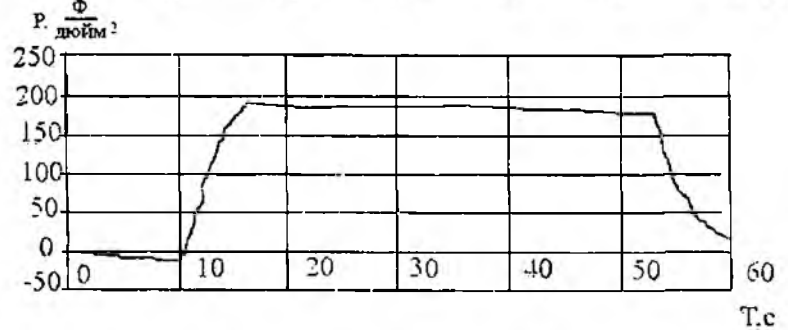
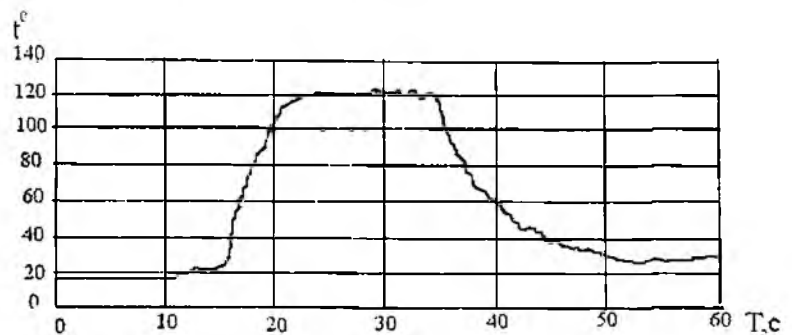


Рис. 5

Последующая операция реактивно-ионного травления (РИТ) кислородом обеспечивает удаление остатков резиста в углублениях оттиска.

Типовые режимы горячего тиснения:

- температура – 120°C, давление – 2,5 МПа, время 1 мин.

Возможно использование метода в производстве фотонных кристаллов, наножидкостных МЭМС и др.

В P-NIL процессе используется два слоя фоторезиста. Давление штампа-матрицы на верхний слой фоторезиста прикладывается при комнатной температуре. Экспонирование УФ излучением необходимо для взаимной связи двух мономеров. После снятия давления отпечаток рисунка матрицы образуется на верхнем слое фоточувствительного резиста. Далее следуют две ступени реактивно-ионного травления (травитель на фоторезистивной основе, затем кислородное РИТ), используемого для удаления остатков фотополимеризуемого резиста верхнего слоя и передающего рисунок нижележащему слою резиста. Отпечатки на резисте, полученные либо T-NIL, либо P-NIL, могут использоваться для последующих аддитивно-субтрактивных процессов.

оксида (100 нм) выступавшим плазмозамедленным осаждением из паровой фазы (PECVD-plasma enhanced chemical vapor deposition). Рисунок на поверхности штампа матрицы получается литографией с высокой разрешающей способностью (электронно-лучевой литографией, синхротронной литографией, NIL, интерференционной литографией и т.д.) и переносом на PECVD оксида отслоением и РИТ на фоторезистной основе. Поверхность штампа пассивируется одним монослоем перфторалкилхлоросилана для облегчения разъема формы. Выступающая часть на штампе-матрице около 60 нм.

Печать осуществляется на подложках 0,5×100×100 мм. Сначала подложка пропитывается NH₄OH:H₂O₂:H₂O (1:1:5) при 75°C в течение 15 мин, а затем отмывается 5 мин деионизированной водой. После сушки струей очищенного азота поверхность подложки, нагретая до 200°C, очищается струей CO₂ под высоким давлением.

И нижний слой резиста, и фоточувствительный резист, применяемые для импринтинга подложек, наносятся стандартным методом центрифугирования, который обеспечивает высокую однородность толщины резиста (лучше 5 % на всей 100 мм подложке), малую длительность цикла и высокий выход изделий.

Резист подслоя Nanopex NXR-3010 первым наносится центрифугированием на кремниевую подложку, затем следует сушка при температуре 90°C в течение 25 мин. Необходима толщина пленки около 200 нм. Фоточувствительный резист Nanopex NXR-2010 также наносится центрифугированием с обеспечением толщины ~70 нм и остается в жидком состоянии до момента схватывания слоев.

Стекланный штамп, например из стекла PigeX 7740, давит на двухслойный резист на обрабатываемой подложке. Величина давления по всей четырехдюймовой подложке обычно 15...50 фунтов на дюйм квадратный (10...35 Н/см²). NXR-3010 резист является схватывающимся под действием УФ излучения, проходящего через стекланный шаблон – матрицу. Порог схватывания NXR-3010 резиста равен 40 мДж/см² и время экспозиции на установке NXR-2000 для нанопечати – около 5 с. После удаления штампа-матрицы рисунок на его поверхности отпечатывается в фоточувствительном резисте.

Реактивно-ионное травление, состоящее из двух ступеней, используется для окончательного переноса изображения на оба слоя резиста.

В процессе наноимпринтинга используется прессование с воздушной прокладкой (air cushion press – ACP), которая обеспечивает одинаковое давление по всей поверхности подложки. Такая однородность давления недостижима в процессах, зависящих от параллельности поверхностей подложки и штампа-матрицы. В этом процессе достигается однородность давления даже при печати на криволинейных поверхностях. Увеличивается также долговечность штампа-матрицы. Не требуется сверхвысокая плоскостность подложки, как при прессовании с малыми давлениями и параллельных плоскостях.

Прессование с воздушной прокладкой разработано и запатентовано фирмой Nanopex и используется в ряде установок наноимпринтинга NX-1000, NX-2000, NX-3000. Это оборудование предназначено для T-NIL и P-NIL с устройством совмещения и без него. Прессование с воздушной подушкой обеспечивает одинаковое давление на подложках с размерами сторон до 200 мм. Кроме подачи и съема плат, все операции выполняются по программе, автоматически. Разрешающая способность печати установки NX-2000 лучше 10 нм.

Поперечное сечение и вид сверху на фоторезист в процессе P-NIL приведены на рис. 7.

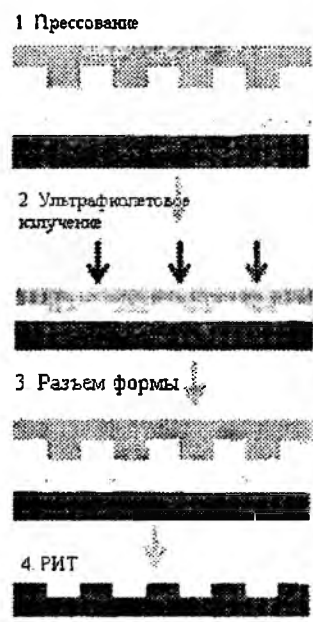


Рис. 6

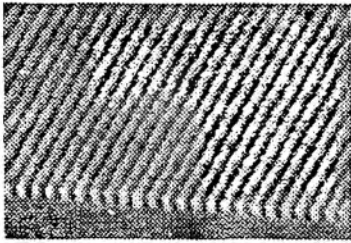


Рис. 7

200 нм

Наноконтактная печать – аналог офсетной макропечати. На выступы наноштампа (штемпеля) наносится краска или каталитический слой, который переносится на подложку и служит маской для травления (субтрактивный процесс) или подслоем для гальванического осаждения металла (аддитивный процесс).

Последовательность операций приведена на рис. 8, а элементы, полученные этим способом на рис. 9.

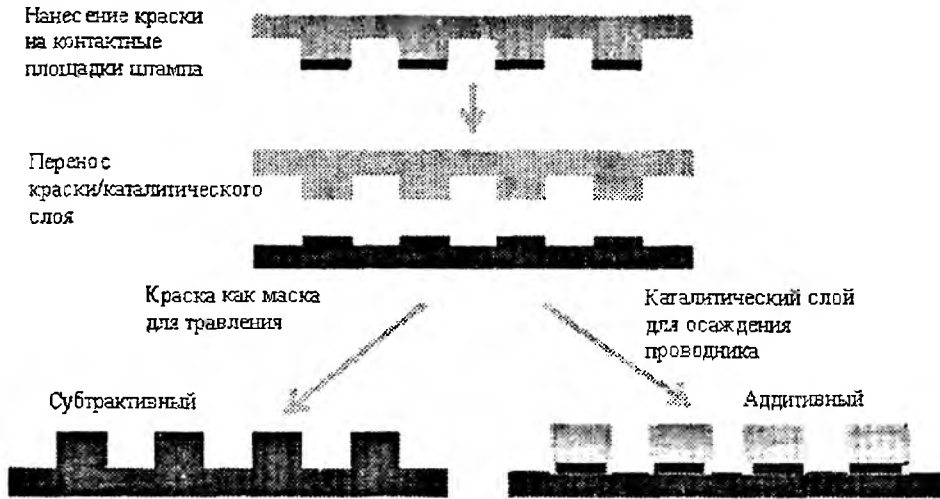
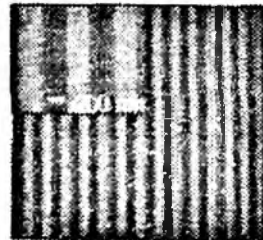


Рис. 8



500 мкм



2 мкм

Рис. 9

Разрешающая способность 65 нм, аспектное отношение – до 8. Материалы для печати – аминосилан, поли-*l*-лизин (poly-*l*-lysine). Метод может использоваться в НЭМС, биоустройствах.

Процесс горячего прессования и микроконтактной печати полидиметилсилоксана (ПДМС.)

На кремниевой подложке слоем металлизации наносится слой полимера ПДМС. Пластик нагревается до температуры, превышающей температуру стеклования, и в него вдавливаются матрица. После разъема формы на слое ПДМС остается реплика рисунка матрицы. Реактивно-ионным травлением удаляется остаточный слой ПДМС, обнажаются металлические контактные площадки. Гальваническим способом осаждается металл, образующий зеркальное отображение матрицы. Выполняется травление металла основы. ПДМС – оптически прозрачный, гибкий, прочный, химически инертный, нетоксичный и дешевый материал.

Использование ПДМС репликаций и процесса переноса рисунка позволяет получать 3D-компоненты, микроструктуры, МЭМС компоненты на схеме.

Процесс литья полидиметилсилоксана является низкотемпературным (полимеризация при 65°C – 4 ч, 100°C – 1 ч), для получения форм (матриц), которые используются при гальваническом нанесении электропроводных элементов, не требующих дорого технологического оборудования.

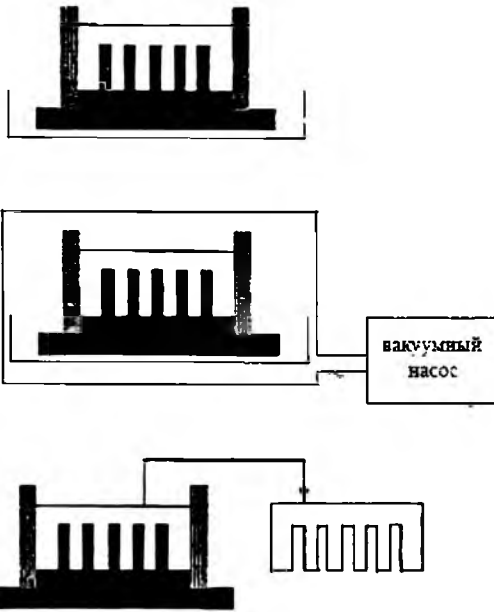


Рис. 10

В качестве мастер-форм применяют никелевые формы. Полимер RTV615A и активатор ПДМС RTV615B используется в пропорции 10:1.

Наносится на мастер-форму центрифугированием. Для минимизации толщины слоя ПДМС над мастер-формой используются прижимы или составные формы.

Последовательность операций и примеры матриц и реплик приведены на рис. 10 – 12.

Обратный импринтинг – литография, которая позволяет изготавливать гибкие электронные устройства, многоканальные структуры и др.

На штамп-матрицу из кремния наносится фоторезист (например, ПММА) слоем превышающим высоту элементов рисунка на матрице, затем выполняется перенос фоторезиста с Si-матрицы на подложку методом печати при нагреве и соответствующем давлении. Далее производится травление.

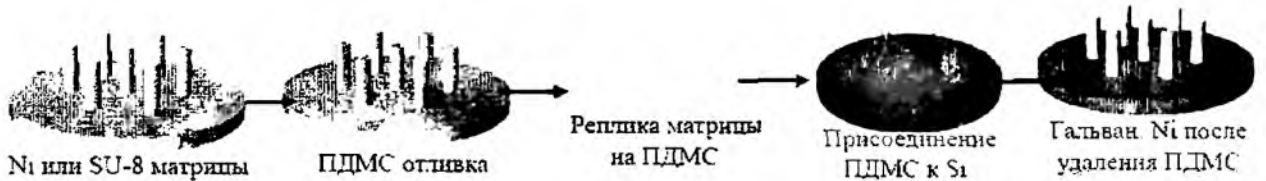


Рис. 11

Ниже дана схема технологического процесса и получаемые этим методом компоненты (рис. 13, 14).



Рис. 12



Рис. 13

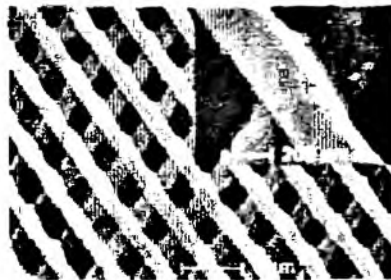


Рис. 14

Выводы

Успехи нанотехнологии существенно зависят от развития методов нанолитографии. В настоящее время процессы наноимпринтинга наиболее эффективны и доступны для производства электронных схем с размерами элементов в субмикронном и нанометровом диапазонах. Стоимость структур, полученных наноимпринтингом, может быть достаточно низкой.

Для получения проводниковых, изоляционных и других элементов могут использоваться различные виды наноимпринтинга в зависимости от требуемой конструкции структур, устройств.

Процессы НИЛ могут найти применение в производстве МЭМС, оптических устройств, биотехнологии (микрочанальные жидкостные структуры), магнитных устройств памяти и др.

Перспективными методами получения наноструктур являются самоформирование упорядоченных сред, самосборка и сборка с использованием микроботов, локальный химический управляемый синтез на атомарном уровне и т.д.

Список литературы: 1. *О.Г. Вендик, Ю.Н. Горин, В.Ф. Попов.* Корпускулярно-фотонная технология: Учебник для вузов по спец. "Промышленная электроника". М.: Высш. шк., 1984. 240с. 2. *В.Н. Черняев.* Технология производства интегральных микросхем и микропроцессоров: Учебник для вузов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Радио и связь, 1987. 464 с. 3. *Ефимов Н.Е., Козырев Н.Я., Горбунов Ю.Н.* Микроэлектроника: проектирование, виды микросхем, функциональная микроэлектроника: Учеб. пособие для приборостроит. спец. вузов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Высш. шк., 1987. 416 с. 4. *Ефимов Н.Е., Козырев Н.Я., Горбунов Ю.Н.* Микроэлектроника: физические и технологические основы, надежность: Учеб. пособие для приборостроит. спец. вузов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Высш. шк., 1986. 404 с. 5. *Березин Г.Н., Никитин А.В., Сурис Р.А.* Оптические основы контактной фотолитографии. М.: Радио и связь, 1982. 104 с. 6. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики: Пер. с англ. М.: Наука, 1970. 855 с. 7. *И.П. Суздаев:* Нанотехнология. Физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. М.: Ком. книга, 2006. 592 с. 8. *Невлюдов И.Ш., Свищ В.М., Палагин В.А.* Классификация технологий микроэлектромеханических систем // 2-й междунар. радиоэлектронный форум "Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития". МРФ-2005. Сб. науч. трудов. Т. 1. Харьков: АН ПРЭ, ХНУРЭ. 2005. С. 111-114. 9. *Деп Хатчесон.* Первые наночипы // В мире науки. 2004. №7. С. 46-53. 10. *Mingato Li, Hua Tan, Linshu Kong, Larry Koecher.* Four-inch curable nanoimprint lithography using NX-2000 nanoimprinter. Nanonex Corporation. mtli.nanonex.com. 11. *Ратнер М., Ратнер Д.* Нанотехнология: простое объяснение гениальной идеи. М.: Изд. дом "Вильямс". 2004. 240 с. 12. *Уайтсон Дж., Эйглер Д., Акдерс Р. и др.* Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Прогноз направления исследований / Под ред. М.К. Роко, Р.С. Уильямса и П. Аливисатоса / Пер с англ. М.: Мир, 2002. 292 с. 13. *Перспективы развития наноэлектронных и микроэлектромеханических систем. Взгляд на проблему (НИИФ из. проблем Ф.В.Лукина) // Электронная промышленность. 2004. №3. С. 22-29.* 14. *Поляков П.Ф., Невлюдов И.Ш., Палагин В.А. и др.* Микросистемная техника // Радиоэлектроника и компьютерные системы. 2006. №4. С. 21-30.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.06.2007

В. Ю. ЛЯХНО, С. И. МЕЛЬНИК, канд. техн. наук, Ю. В. ФОМЕНКО,
В. И. ШНЫРКОВ, д-р физ.-мат. наук

СТЕКЛОПЛАСТИКОВЫЙ КРИОСТАТ ДЛЯ МАГНИТНОГО МИКРОСКОПА НА ОСНОВЕ ВТСП СКВИДов

Введение

В сканирующем микроскопе на основе ВТСП СКВИДов выходной сигнал, пропорциональный профилю магнитного поля над образцом, записывается при сканировании параллельно плоскости чувствительного элемента. СКВИДы с азотным уровнем охлаждения – очень чувствительные приборы, и даже при малых размерах контура квантования их разрешение по магнитному полю составляет $\sim 10\text{-}50 \text{ нТл/Гц}^{1/2}$ в области белого шума [1]. Использование входных антенных устройств [2, 3] позволяет на порядок увеличить чувствительность по магнитному полю. Применение матричных приемников приводит к сокращению времени сканирования объекта, поэтому такие устройства рассматриваются как наиболее перспективные для развития магнитного контроля в промышленности.

Первый магнитный микроскоп [4] и его последующие версии [5 – 7] можно разделить на две группы: (i) – магнитные микроскопы, в которых образец находится внутри криостата, т.е. при 77 К и (ii) – системы, измеряющие магнитные поля образцов, находящихся при комнатной температуре. В первом случае объем с измеряемым образцом может быть достаточно хорошо защищен экранами от шумов создаваемых криостатом. В такой конструкции расстояние h между образцом и СКВИДом легко сделать меньше диаметра чувствительного элемента. Во втором случае к криостатам для сканирующего микроскопа предъявляются особые требования. Например, спектральная плотность собственных шумов криостата $S_B^{1,2}(\omega)$ должна быть меньше чувствительности отдельного канала, а расстояние h от СКВИД-магнитометра (находящегося при 77К) до образца, расположенного при комнатной температуре, должно быть минимизировано для увеличения пространственного разрешения микроскопа. Последнее условие становится особенно важным при создании матричных приемников, поскольку с увеличением площади занимаемой матрицей, возрастают механические напряжения в материале окна, разделяющего области с 77 и 300 К.

Обратная задача восстановления распределения токов по результатам сканирования является некорректной. Это связано, в первую очередь, с недостатком информации (двумерное поле результатов сканирования представляет собой лишь одну из проекций трехмерного распределения токов в общем случае). Но даже если плоскости протекания токов заданы, наличие шумов не позволяет найти однозначное решение и требует применения методов регуляризации. В некоторых практически важных задачах, например, если распределение магнитного поля связано с токами, текущими в одной плоскости, можно определить их расположение и интенсивность из магнитных измерений. Такие задачи возникают при локализации дефектов (неразрушающий контроль) в радиоэлектронных платах и при исследовании восприимчивости (медицинская диагностика) биологических объектов. В СКВИД-микроскопе на основе матрицы приемников расстояние до объекта, как правило, больше диаметра отдельного магнитометра, а длина волны на измерительной частоте намного превышает все характерные размеры. Поэтому каждый канал ВТСП СКВИДа можно рассматривать как точечный магнитометр. При этих предположениях уменьшение расстояния h до токовых линий за счет специальной конструкции криостата увеличивает отношение сигнал/шум и пространственное разрешение отдельных токовых путей. Для одноканальных микроскопов при небольших диаметрах окна [8] можно реализовать очень малые значения $h \leq 40 \text{ мкм}$. В магнитных микроскопах на основе матрицы ВТСП СКВИДов значение h приходится увеличивать криостата из-за пропорционального числу каналов увеличения площади измерительного окна.

В данной работе обсуждаются особенности конструкции и характеристики криостата для многоканального сканирующего микроскопа на основе матрицы ВТСП СКВИДов с площадью окна $78,5 \text{ мм}^2$. Особое внимание уделяется уменьшению шума криостата и минимизации дистанции между чувствительными элементами и образцом. Показано, что использование в двумерной задаче специальных алгоритмов обработки сигнала, позволяет получать пространственное разрешение значительно меньшее, чем значение h .

Стеклопластиковый криостат для многоканального СКВИД-микроскопа

На рис. 1 показана конструкция стеклопластикового азотного криостата с объемом жидкого азота 1,2 л.

Матрица чувствительных элементов (1) располагается в вакуумном зазоре на плоской поверхности сапфирового стержня (2) связанного непосредственным тепловым контактом с жидким азотом. Суммарная площадь, занимаемая матрицей СКВИДов, в данной конструкции ограничена 10 мм диаметром сапфирового окна (3), находящегося при комнатной температуре. Толщина сапфирового окна равна 300 мкм. При использовании сапфира, упрочненного лазерной обработкой поверхности, эту толщину можно уменьшить до 150 мкм. Сильфон (4) внутренним диаметром 85 мм и три юстировочных винта (5) служат для перемещения по вертикали и жесткой фиксации поверхности сапфирового окна относительно СКВИДов. Горловина диаметром 20 мм (6), основной азотный бак (7) и палец криостата (8) изготовлены методом намотки стеклопластика. Для уменьшения теплопритока к азотной емкости в вакуумной части криостата расположен один тепловой экран (9) и 40 слоев суперизоляции (10) состоящей из алюминизированного майлара, разделенного слоями базальтовой бумаги. Измерительные провода к СКВИДам проходят в вакуумной части криостата и имеют хороший тепловой контакт с горловиной, азотным баком и сапфировым стержнем. В нижней части бака для поддержания высокого вакуума между слоями суперизоляции расположен концентрический угольный насос (11).

Используя уравнение, описывающее теплоприток за счет излучения в единицу времени Q к азотной емкости площадью S ,

$$Q = \alpha_{\text{avr}} \cdot \sigma_{\text{SB}} \cdot (T_1^4 - T_2^4) \cdot S, \quad (1)$$

получим, что один тепловой экран с температурой $T \approx 100 \text{ К}$, установленный в вакуумном промежутке, уменьшает теплоприток к криогенному баку почти в 100 раз. Здесь α_{avr} – приведенный коэффициент теплового излучения, σ_{SB} – постоянная излучения для абсолютно черного тела. Обычно такой экран представляет собой полированный металлический цилиндр, закрепленный на горловине криостата в области, имеющей температуру 100 К. Однако среднеквадратичный шумовой поток, соответствующий шуму Найквиста в экране с индуктивностью L при энергии тепловых флуктуаций $k_B T$,

$$\langle \Phi_N^2 \rangle \approx k_B T L \quad (2)$$

и, как правило, сравним с характерной чувствительностью ВТСП СКВИДов. Кроме того, токи, наведенные в таких экранах при их перемещении в магнитном поле Земли, приводят к дополнительному шуму и появлению градиентных помех.

Для уменьшения этих эффектов тепловой экран в криостате для СКВИД-микроскопа выполнен в виде цилиндра образованного вертикальными отрезками медного провода диаметром 0,5 мм. Каждый слой стандартной экранно-вакуумной изоляции, изготовленный на основе лавсановой пленки (12 мкм) покрытой с двух сторон тонкой $\sim 100 \text{ нм}$ алюминиевой пленкой, является источником теплового шума, суммируя который по N слоям, получим

$$\Phi_N^2(\omega) = \sum_{n=1}^N L_n^2 \cdot 4k_B T R_n / (R_n^2 + \omega^2 L_n^2). \quad (3)$$

Для уменьшения этого шума алюминиевая пленка разрезана на диполи небольшого ($\sim 1\text{-}3 \text{ мм}$) размера. Для оценки увеличения α_{avr} были измерены коэффициенты диффузного

и зеркального отражения, в коротковолновой области спектра. На рис. 2 показан суммарный коэффициент отражения майлара с нанесенным отражающим покрытием из алюминия для трех образцов: 1 – майлар в исходном состоянии; 2 – майлар с разрезанной пленкой алюминия. размер диполей ~ 8-10 мм; 3 – размер диполей 1-3 мм.

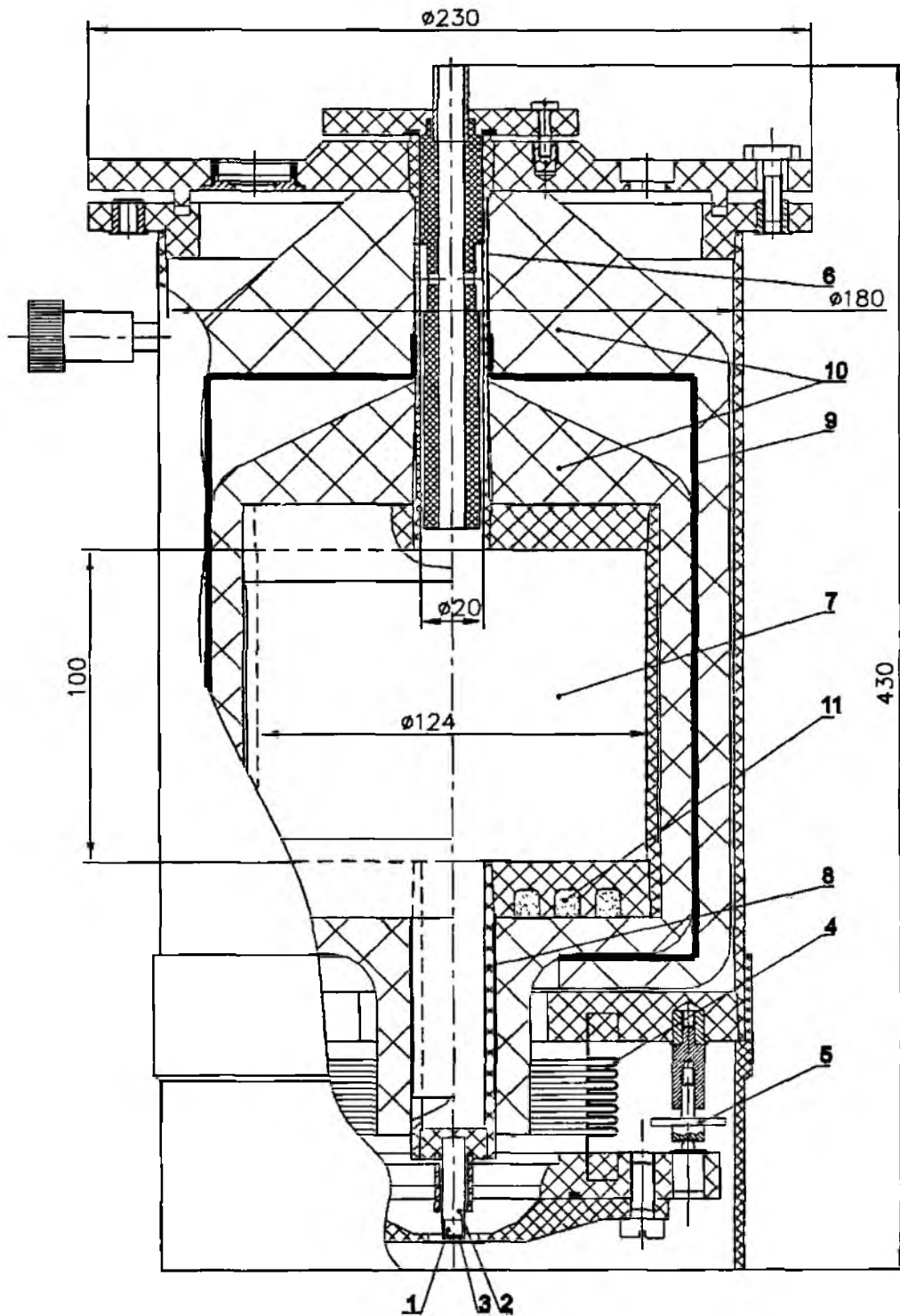


Рис. 1

Измерения проводились на сканирующем двулучевом спектрометре Lambda35 Perkin Elmer, снабженном полностью отражающей оптической системой. Использованный монохроматор – голографическая дифракционная вогнутая решетка с 1053 линиями/мм в центре. Два источника излучения, дейтериевая и галогеновая лампы, охватывают рабочий диапазон длин волны спектрометра. Измерение диффузного отражения проводили с помощью допол-

нительной приставки конструкции фирмы Spectralon методом интегрирующей сферы с использованием детектора фирмы Hamamatsu S1227-66BQ.

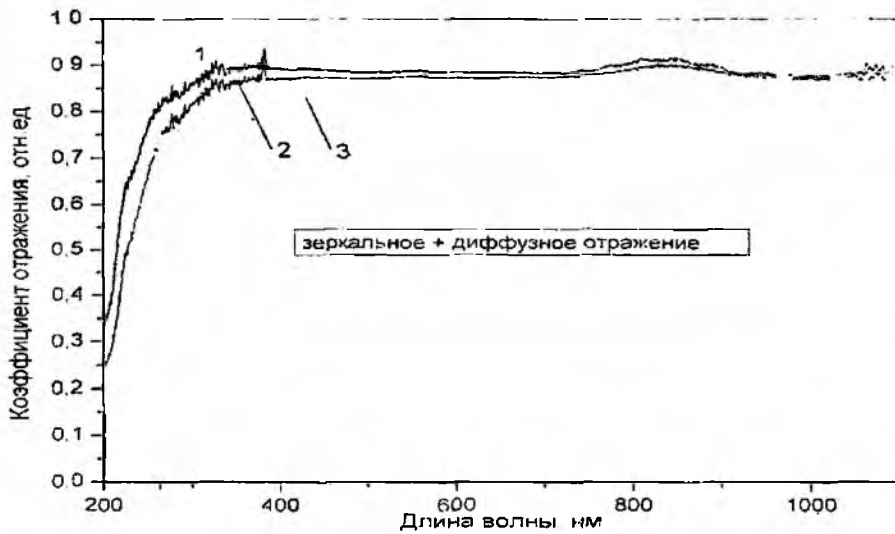


Рис. 2

Из представленной зависимости видно, что даже при среднем размере диполей $\sim 1-3$ мкм эффективность отражения в коротковолновой области уменьшается до 10 % по отношению к исходному состоянию. Поэтому при конструировании криостата для СКВИД-микроскопа было выбрано компромиссное требование $S_N^{1/2} \leq S_{SQ}^{1/2} / \pi$. Здесь S_N — спектральная плотность шума суперизоляции, а S_{SQ} — спектральная плотность шума отдельного канала СКВИДа на частоте измерения. Для оценки шума был изготовлен образец, состоящий из теплового экрана и 30 слоев суперизоляции, разрезанной на диполи порядка 1 мкм. Образец размещался в 30 мм от приемной антенны СКВИДа, измеряющего вертикальную компоненту магнитного поля. Измерения, проведенные при $T = 4.2$ К с использованием стандартного ВЧ СКВИДа, показали, что в области достаточно низких частот ($f \geq 3$ Гц) суммарный шум такого пакета суперизоляции не превышает $8 - 12 \text{ фТл/Гц}^{1/2}$. Поскольку шумовой сигнал представляет собой среднеквадратичное значение суммы сигналов от образца, СКВИДа, стеклопластикового криостата и внутренних шумов экранов, то можно считать, что такой образец теплового экрана и суперизоляции дает вклад в вертикальную компоненту поля значительно меньше чувствительности канала на основе ВТСП СКВИДа.

Сильфон с индуктивностью $L \approx 7 \cdot 10^{-8}$ Гн, предназначенный для перемещения по вертикали сапфирового окна относительно матрицы ВТСП СКВИДов [9], расположен в непосредственной близости от измерительной матрицы. Для уменьшения собственных шумов сильфон изготовлен из хромоникелевого сплава X18Ni0T. Его удельное сопротивление $8,5 \cdot 10^{-7}$ Ом*м при $T=300$ К. Шумовой поток, связанный с тепловыми флуктуациями в сильфоне в 25-30 раз меньше шума отдельного канала ВТСП СКВИДов.

Если электронную теплопроводность экрана заменить на фононную [10], а сильфон выполнить из диэлектрика, то значение шумов криостата будет $5-10 \text{ фТл/Гц}^{1/2}$.

На рис. 3 представлена зависимость скорости испарения жидкого азота от времени полученная после заправки криостата, элементы которого в начальный момент находились при комнатной температуре. Полное испарение 1,2 л жидкости составляет 75 ч. После первой заправки криостата жидким азотом, время выхода на равновесную скорость испарения составляет 2 ч.

Характерное время неравновесных процессов, связанных с охлаждением теплового экрана, адсорбционного насоса и установлением равновесного давления между слоями суперизоляции, составляет 2 ч. Дополнительные измерения показали, что этот временной интервал

определяется низкой скоростью откачки газа из межслойного пространства, заполненного базальтовой бумагой. При дозаправке «холодного» криостата время выхода на стационарный режим сокращается до 10 – 15 мин. Для уменьшения сопротивления откачки в каждом слое суперизоляции сделаны отверстия, уменьшающие площадь отражения майлара до 5 %. При давлении $\sim 10^{-2}$ Па теплопроводность за счет остаточного газа составляет $0,1 \text{ мкВт/смК}$ и растет пропорционально давлению [11]. Анализ переходной области ясно указывает, что существенное понижение давления (до $\sim 10^{-2}$ Па) между слоями суперизоляции происходит достаточно медленно, что согласуется с экспериментами [12, 13].

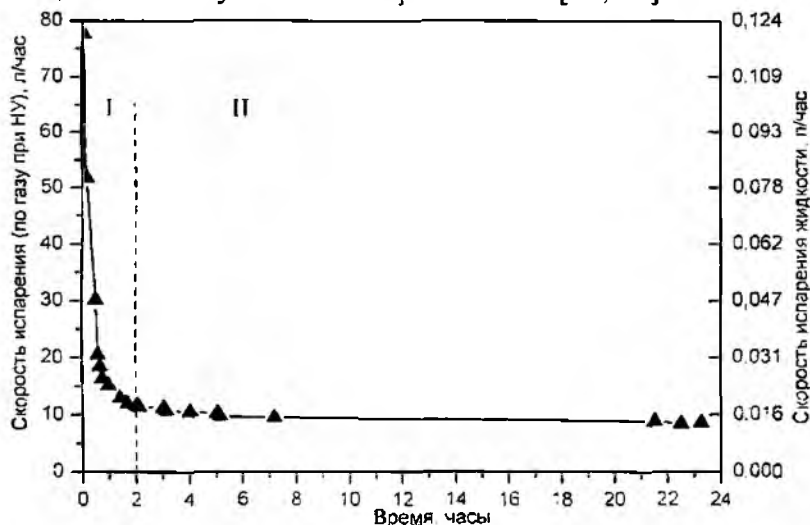


Рис.3

Основной теплоприток к криостату происходит в области сапфирового окна и нижнего фланца криостата. В этом месте отсутствует тепловой экран, а число слоев суперизоляции в 5 раз меньше чем в основном пакете. Поскольку расстояние от сапфирового держателя СКВИДов до поверхности сапфирового окна меньше 100 мкм, то в этом месте отсутствуют все виды экранов. Эти два обстоятельства приводят к интенсивному радиационному нагреву и практически полностью ($\sim 80\%$) определяют скорость испарения жидкого азота. Распределение температуры на внешней поверхности нижнего фланца криостата в стационарном режиме испарения показано на рис. 4. Хорошо видны зоны переохлаждения нижней части (дна) криостата. Изотермические линии соответствуют различным физическим температурам поверхностей сапфирового окна, стеклопластика и сильфонного механизма. Также представлена зависимость температуры нижнего фланца от координаты по произвольному отрезку на поверхности, имеющего на концах $T=21,2$ и $20,9 \text{ С}^{\circ}$.

Экспериментальная визуализация и анализ тепловых полей на внешней поверхности криостата выполнен с помощью тепловизионного программно-аппаратурного комплекса ТК1. Спектральный диапазон чувствительности излучения данного прибора составляет 8-13 мкм, в качестве чувствительного элемента – узкозонный полупроводник CdHgTe, охлаждаемый до температуры жидкого азота. Оптическая часть состоит из Ge линзового объектива и входного окна. Измерения проводились в стационарном режиме, внешняя оболочка находилась при температуре окружающей среды помещения, криостат находился в рабочем положении, а съемка велась под углом к плоскости нижнего фланца. В этом интервале температур прибор обеспечивает чувствительность не хуже $0,1^{\circ}\text{С}$.

Поскольку расстояние между внешней поверхностью сапфирового окна и образцом составляет $\sim 100 \text{ мкм}$, то для данного криостата получим $h \leq 500 \text{ мкм}$ при толщине сапфира 300 мкм. С таким окном может быть интегрирована матрица 19 приемников, с шагом $\sim 2,5 \text{ мм}$ и диаметром концентраторов от 250 мкм до 1,5 мм. Если отношение сигнал/шум для удаленных источников не позволяет идентифицировать отдельные токовые пути, то для увеличения пространственного разрешения можно воспользоваться специальными методами фильтрации [14].

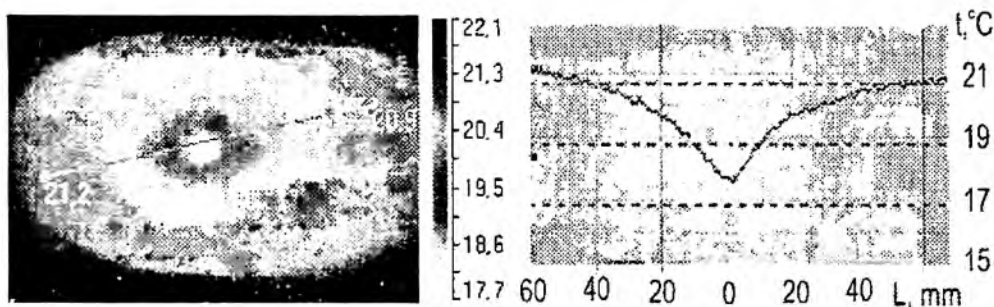


Рис. 4

Информационный метод реконструкции токов

Полученный в результате сканирования сигнал связан с распределением токов в некотором слое интегральным уравнением Фредгольма первого рода

$$F_h(x, y) = G_h(x, y) * I(x, y) + N(x, y), \quad (4)$$

где: $F_h(x, y)$ – результат сканирования датчиком, приемная антенна которого расположена на высоте h над объектом контроля; $G_h(x, y)$ – передаточная функция датчика, которая зависит как от его положения над объектом, так и от геометрических параметров приемной антенны; $I(x, y)$ – двумерное распределение плотности токов на поверхности объекта; $N(x, y)$ – аддитивный шум. Основным методом решения указанных уравнений является метод интегрального преобразования. В результате двумерного преобразования Фурье получим

$$F(w_x, w_y) = G_h(w_x, w_y) \cdot I(w_x, w_y) + N(w_x, w_y), \quad (5)$$

где: $F(w_x, w_y)$ – образ двумерной координатной зависимости интегрального магнитного потока через приемную петлевую антенну; $I(w_x, w_y)$ – образ двумерного распределения токов; $G_h(w_x, w_y)$ – образ ядра интегрального преобразования (передаточная функция); $N(w_x, w_y)$ – Фурье-образ аддитивного шума.

Решение задачи сводится к вычислению карты токов из уравнения (5) и нахождению его обратного преобразования Фурье. При этом мы сталкиваемся с возникновением неустойчивости, связанной как с наличием шумов, так и с погрешностями, возникающими при вычислении передаточной функции. Решение может быть записано в виде $I(w) = \left(\frac{1}{1 + \alpha(w)} \right) \cdot \frac{G^*(w) \cdot F(w)}{G^*(w) \cdot G(w)}$,

где

$$\alpha(w) = \frac{N(w)}{G(w) \cdot I(w)}. \quad (6)$$

При определении спектра шумовой составляющей можем измерить только спектральную мощность шума, а фазы остаются неопределенными. В связи с этим параметр регуляризации $\alpha(w)$ выбирают и оптимизируют из общих соображений. Основной проблемой, возникающей при решении обратной задачи рассматриваемого типа, является выбор критерия регуляризации. В известных методиках для этого используют априорные знания о сигнале и о шумовой составляющей [15]. В этом случае при обработке сигналов фактически минимизируют сложность описания множества экспериментальных результатов, заданных с некоторой точностью. При этом априорная информация о характере сигнала учитывается при выборе алгоритма описания. В качестве универсального критерия оптимизации решения обратной задачи можно использовать принцип минимальной алгоритмической сложности описания множества экспериментальных результатов [16]. Для оценки сложности описания подсчитывают количество информации (в битах), которую необходимо подать на вход выбранного алгоритма описания для получения точного измеренного массива данных на выходе. Если объектом

является многослойная плата, то такой информацией может служить информация о профиле тоководеющего слоя, его ширине, глубине залегания отдельных слоев и т.п.

На рис. 5, а приведены сигнал СКВИД-магнитометра и результаты реконструкции поля токов для тестового образца, содержащего три токовые дорожки шириной 200 мкм, удаленные на 300 мкм друг от друга. Датчик размером 250x250 мкм² находился на расстоянии 500 мкм от поверхности образца. Амплитуда аддитивного шума была задана равной 3 % от максимума сигнала. Удаленность источников магнитного поля и шум установки не позволяют идентифицировать три токовые дорожки непосредственно из измеренной зависимости. Результаты реконструкции поля токов, полученные после применения стандартного алгоритма регуляризации, а также с помощью информационного критерия, представлены на этом же рисунке. В последнем случае была использована дополнительная информация о том, что поле токов – ступенчатая функция. Из этих результатов видно, что если существует предварительная информация об измеряемом объекте, то можно получить разрешающую способность прибора меньше, чем характерное расстояние h . На реконструированном профиле погрешность восстановления ширины токовых дорожек тестового образца составляет 60 мкм. Для сравнения на рис. 5, б приведен результат компьютерного моделирования сигнала и его расшифровки для одноэлементного датчика малой площади 60x60 мкм² при $h=100$ мкм. При аддитивном вкладе шумов отношение сигнал/шум может заметно ухудшиться из-за снижения чувствительности канала, но уменьшение расстояния до объекта позволяет сохранить высокое пространственное разрешение. Полученный результат расшифровки соответствует амплитуде шума, равной 20% от максимума сигнала. На обоих рисунках: кривая 1 – зависимость выходного сигнала одноканального СКВИД-микроскопа от перемещения (координаты) измеряемого образца, кривая 2 – восстановленный образ токового объекта при использовании стандартного алгоритма регуляризации, кривая 3 – восстановленный образ объекта при использовании информационного критерия.

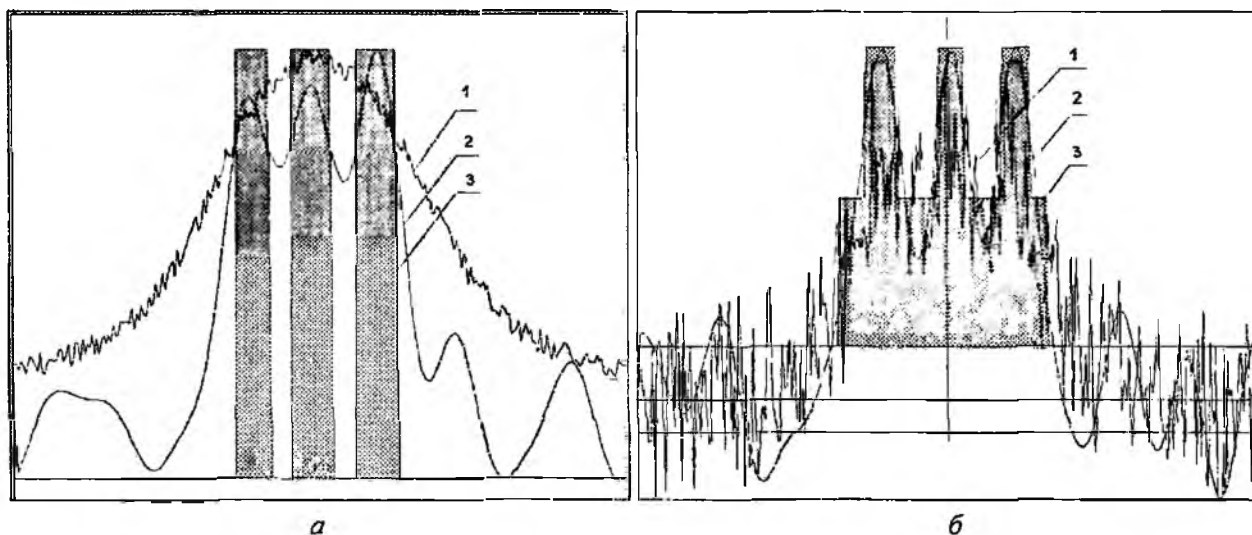


Рис. 5

Выводы

Изготовлен и исследован стеклопластиковый криостат для охлаждения до азотных температур матрицы ВТСП СКВИДов магнитного микроскопа. При объеме 1,2 литра криостат обеспечивает 75 часовой ресурс работы. Время выхода криостата на рабочий режим равно 2 часам и определяется скоростью откачки межслойного пространства суперизоляции и установлением равновесного распределения температуры каждого слоя.

Спектральная плотность собственных шумов криостата составляет $S_N^{1/2} \approx 50 \text{ фТ/Гц}^{1/2}$ и в основном определяется шумами сильфонного механизма перемещения сапфирового окна относительно матрицы СКВИДов.

Матричный магнитный микроскоп на основе рассмотренного криостата с расстоянием до радиоэлектронной платы 500 мкм может иметь пространственное разрешение порядка 60 мкм для размера СКВИДа с концентратором магнитного потока $250 \times 250 \text{ мкм}^2$.

Список литературы: 1. *V.I. Shnyrkov*. High-Temperature RF SQUIDS // Handbook of High-Temperature Superconductor Electronics, edited by N. Khare, Marcel Dekker, Inc., New York-Basel, 2003. P. 193-232. 2. Same Handbook, pp. 233-277. 3. *Y. Zhang*. M. Muck, at el. Sensitive rf-SQUIDS and magnetometers operating at 77K // IEEE Trans. Appl. Supercond. 3. 1993. P 2465-2468. 4. *R. C. Black, A. Mathai, F.C. Wellstood, E. Dantsker, A.H. Miklich, D.T. Nemeth, J.J. Kingstone, J. Clarke*. Magnetic microscopy using a liquid nitrogen cooled $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superconducting quantum interference device // Appl. Phys. Lett., 62, 1993. P. 2128-2130. 5. *S.A. Gudoshnikov, I.I. Vengrus, K.E. Ambreev, O.V. Smigirev*. Magnetic microscope based on YBCO bicristal thin dc SQUID operating at 77 K // Cryogenics. 34. 1994. P. 883-886. 6. *F.C. Wellstood, Y. Gim, A. Amar, R.C. Black, A. Mathai*. Magnetic microscopy using SQUIDS // IEEE Trans. Appl. Supercond. 7. 1997. P. 3134-3138. 7. *T.S. Lee, E. Dantsker, J. Clarke*. High-transition temperature SQUID microscope // Rev. Sci. Inst. Vol. 67. 1996. P. 4208. 8. *T.S. Lee, Y.R. Chemla, E. Dantsker, J. Clarke*. High-Tc SQUID microscope for room temperature // IEEE Trans. Appl. Supercond. 7. 1997. P. 3147-3150. 9. *S.M. Lee, H.J. Lee, D.J. Choi, H.N. Lee, B. Oh*. A Four Channel HTS SQUID NDE System // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 13, n-2, 2003. P.203-206. 10. *V.I. Shnyrkov, P.V. Zinovyev, P.N. Zheltov*. High Efficiency FRP Dewar for Bimagnetism // Proceed. BIOMAG 2002, 13-th Intern. Confer. on Biomagnetism, Jena Germany, August 10-14, 2002. P.955-957. 11. *R.G. Scurlock, B. Squill*. Development of multiplayer insulations with thermal conductivities below $0.1 \mu\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Cryogenics, 13, 1976. P.303-311. 12. *J.W. Price*. Measuring the gas pressure within high performance insulation blankets // Adv. Cryogen Eng., 13, 1968. P. 662-670. 13. *S.L. Barat, K. G. Narayankhedkar, T.P. Lukose*. Experimental investigations of multiplayer insulation // Cryogenics, 30, 1990. P.711-719. 14. *S. Chatrathorn, E.F. Fleet, F.C. Wellstood*. Relationship between spatial resolution and noise in scanning superconducting quantum interference device microscopy // Jour. of Appl. Phys., 92, 2002, 4731-4740. 15. *M. Bertero, F. Maggio, E.R. Pike and D.Fish*. Assessment of Methods Used for HST Image Reconstruction rlw@sundog.stsci.edu Mon Apr 18 15:41:56 EDT 1994. 16. *A.M. Urmanov, Hamparsum Bozdohan, A.V. Gribok, J. Wesley Hines and Robert E. Uhrig* Information Complexity Based Regularization Parameters Selection Method for Regularized Ill-Posed Problems urmanov@utk.edu

Физико-технический институт низких температур
им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.08.2007

АДАПТАЦІЯ МАНІПУЛЯТОРА MR-999E ДО УМОВ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Робототехніка є галуззю знань, що в наш час знаходиться на етапі свого бурхливого розвитку. З різних джерел (головним чином з-за кордону) можна дізнатися про нові досягнення у розробці маніпуляторів роботів, систем адаптації роботів до умов навколишнього середовища, розвитку інтелектуальних систем прийняття рішень. Робототехніка стає невід'ємною частиною виробничої та дослідницької діяльності людини у різних галузях її діяльності.

У нашій країні дослідження у галузі робототехніки досить часто обмежуються суто теоретичним підходом, що полягає у розробці моделей функціонування роботів та розробці програмного забезпечення, що у певний спосіб застосовує методи обчислення параметрів робототехнічних систем та методи штучного інтелекту у системах керування. Це не дивно, бо вітчизняні розробки у галузі практичної робототехніки зупинилися на рівні робота RM-01 (виробленого свого часу за допомогою фірми Nokia). До цього часу можна побачити наукові статті і навчальні посібники, що описують розробку систем адаптації робота RM-01 [1]. Слід зазначити також, що RM-01 має власну систему керування «Сфера», яка у прямий спосіб несумісна з сучасною обчислювальною технікою. Щоправда, існують способи керування RM-01 у непрямий спосіб [2], однак вони не завжди є прийнятними. З точки зору відпрацювання систем технічного зору роботів, побудови систем підтримки прийняття рішень іноді доречно використовувати більш прості, менш громіздкі та, головне, у прямий спосіб адаптовані до керування від ПЕОМ робототехнічні моделі.

Більшість роботів, що використовуються у промисловості, є маніпуляторами, що керуються за допомогою мікропроцесорних контролерів. Не є винятком і маніпулятор MR-999E, який виробляється фірмою Elekit (Японія) і використовується головним чином з навчальними та дослідницькими цілями. MR-999E має п'ять ступенів рухливості, що надаються обертанням основи, плеча, ліктя та кисті робота, відкриванням та затисканням захвату руки. Рух суглобів робота забезпечується п'ятьма електродвигунами постійного струму, здатними обертатися у прямому або зворотному напрямку. Корпус маніпулятора виконано з пластику, що, звичайно, дозволяє використовувати його лише для моделювання реальних робототехнічних систем. Головні параметри маніпулятора представлені у табл. 1. Робочий простір подається на рис. 1.

Таблиця 1

| Параметри | Значення |
|------------------------------|----------|
| Діапазон кутів (°): основа | 0 ÷ 350 |
| плече | 0 ÷ 120 |
| лікоть | 0 ÷ 135 |
| кисть | 0 ÷ 340 |
| захват | 0 ÷ 90 |
| розміри (мм): | |
| максимальна висота | 360 |
| максимальна довжина руки | 510 |
| максимальне навантаження (г) | 130 |

MR-999e поставляється у комплекті з пультом ручного керування та додатково забезпечується пристроєм керування MRAl-999e. MRAl-999e стандартно з'єднується з послідовним портом ПЕОМ. Таким чином, процес керування маніпулятором значно спрощується. Програмне керування маніпулятором можна стандартно забезпечити за допомогою спеціальної програми «Interface», яка фактично дублює функції пульта ручного керування маніпулятора, а також є редактором розробки програм для MR-999e, що одразу можна відлагоджувати та виконувати.

З точки зору проведення будь-яких експериментальних досліджень на основі маніпулятора MR-999e, наявне програмне забезпечення є недостатнім з-за низки причин:

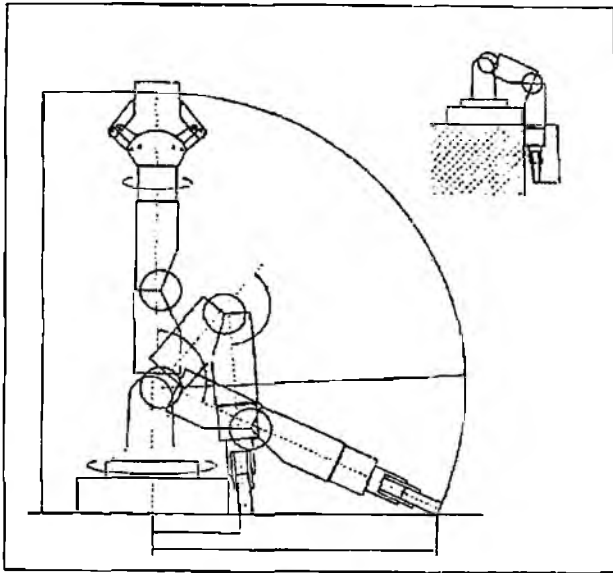


Рис. 1

- а) визначення положення захватного пристрою за відомими кутами положення кожного з суглобів маніпулятора;
- б) визначення кутів положень суглобів маніпулятора за визначеним положенням захватного пристрою.

Розв'язання прямої позиційної задачі не викликає особливих ускладнень. Воно досягається послідовним перемноженням відповідних матриць зсуву та обертання під час переходу від одного суглоба маніпулятора до іншого [1]. До речі, подібна послідовність геометричних перетворень застосовується графічною бібліотекою OpenGL [3]

Розв'язанню зворотної позиційної задачі у літературі з робототехніки також присвячується багато уваги [1, 4]. Однак пряме застосування вказаних методів математично складне і значно утруднює розробку програмного забезпечення реального часу. Тому для розв'язання зворотної задачі для маніпулятора MR-999e пропонується спрощена модель, що ґрунтується на тригонометричному методі, у якій використана лівостороння система координат.

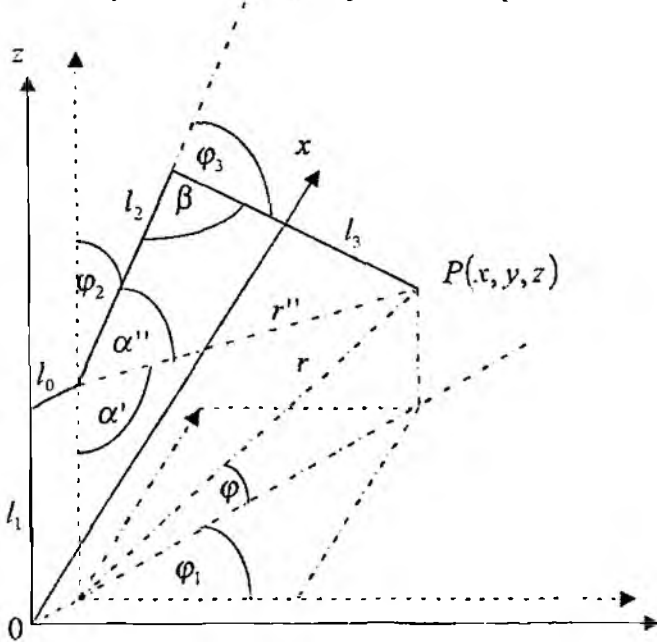


Рис. 2

Вказані причини формують завдання статті – адаптувати математичне і програмне забезпечення маніпулятора задля проведення експериментальних досліджень, а саме: забезпечити розв'язання позиційних задач маніпулятора, розробити програмне забезпечення, що реалізує окремий програмний інтерфейс маніпулятора MR-999e, визначити подальші кроки розвитку системи адаптації моделі робота на основі маніпулятора MR-999e.

Першим кроком на визначеному шляху є розробка кінематичної моделі маніпулятора. Кінематична модель має забезпечувати розв'язання прямої та зворотної позиційних задач, які спрощено можна сформулювати у такий спосіб:

У спрощеній моделі вважається, що для визначення узагальнених координат захватного пристрою маніпулятора кут положення кисті та стан захватного пристрою є несуттєвими. Тоді виникає задача моделювання триланкового маніпулятора (рис. 2). Якщо l_1 – висота основи маніпулятора, l_2 – довжина плеча, l_3 – довжина ліктя, φ_1 – кут обертання основи, φ_2 – кут нахилу плеча, φ_3 – кут нахилу ліктя, то знаходження захватного пристрою у точці $P(x, y, z)$ пропонується визначити такими рівняннями:

$$\varphi_1 = \arctg\left(\frac{x}{y}\right);$$

$$x_1 = l_0 \sin(\varphi_1); y_1 = l_0 \cos(\varphi_1); r = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + z^2}; \varphi = \arctg\left(\frac{z}{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}\right);$$

$$r'' = \sqrt{l_1^2 + r^2 - 2l_1 r \cos\left(\frac{\pi i}{2} - \varphi\right)} = \sqrt{l_1^2 + r^2 - 2l_1 r \sin(\varphi)};$$

одночасно маємо

$$r'' = \sqrt{l_2^2 + l_3^2 - 2l_2 l_3 \cos(\beta)}.$$

Тоді отримусмо вираз для кута β і для кутів нахилу ліктя φ_3 і плеча φ_2 маніпулятора:

$$\beta = \arccos\left(\frac{l_2^2 + l_3^2 - l_1^2 - r^2 - 2l_1 r \sin(\varphi)}{2l_2 l_3}\right); \varphi_3 = \pi i - \beta; \alpha' = \arccos\left(\frac{r'' + l_1^2 - r^2}{2r'' l_1}\right);$$

$$\alpha'' = \arccos\left(\frac{r'' + l_2^2 - l_3^2}{2r'' l_2}\right); \varphi_2 = \pi i - \alpha' - \alpha''.$$

де l_0 – відстань між віссю основи та точкою кріплення плечового суглоба, що визначає положення точки (x_1, y_1, z_1) , r – довжина радіус-вектора між точками (x_1, y_1, z_1) та $P(x, y, z)$.

Таким чином, якщо задана точка $P(x, y, z)$, за допомогою вказаної моделі можна отримати розрахунок кутів положення основи, плеча та ліктя маніпулятора. Показана модель покладена в основу функції *MovePoint(x, y, z)* розробленої програми керування маніпулятором.

Наступним кроком було визначення сигналів керування програми «Interface», що подаються на пристрій керування MRAI-999e. За допомогою програми Free Serial Port Monitor були отримані коди керування окремими суглобами маніпулятора, що подані у табл. 2 і визначають рух суглоба за годинниковою стрілкою (ГС) або проти неї (ПГС).

Таблиця 2

| Суглоб | Напрямок руху | Значення коду |
|--------|---------------|---------------|
| основа | ГС | 304C304E |
| основа | ПГС | 3052304E |
| плече | ГС | 314C314E |
| плече | ПГС | 3152314E |
| лікоть | ГС | 324C324E |
| лікоть | ПГС | 3252324E |
| кисть | ГС | 334C324E |
| кисть | ПГС | 3352324F |
| захват | відкривання | 344C344E |
| захват | затискання | 3452344E |

На основі інформації, поданої у табл. 2, можна розробити програму, яка за вибором користувача або у автономному режимі буде формувати керуючі послідовності сигналів, передавати їх у реальному режимі через послідовний порт ПЕОМ на пристрій керування MRAI-999e та здійснювати керування маніпулятором. Така програма розроблена мовою C++ у середовищі програмування Visual C++. Її основним компонентом є функція таймера, що за вибором програми кожні 250 (125) мілісекунд надсилає контролюючий сигнал, пов'язаний з рухом необхідного суглоба робота. Комбінація послідовних рухів суглобів у повній мірі забезпечує виконання рухів маніпулятора у робочому просторі. Одночасне керування декількома суглобами не дало ефективного результату і ставить певні обмеження на характер керування маніпулятором.

Результатом вказаного етапу досліджень є програма, що забезпечує керування маніпулятором MR-999e у ручному та програмному режимах. До стандартних функцій програми, окрім вже згаданої *MovePoint()*, належать також функції *MoveAxis(axis, distance)*, що забезпечує переміщення захватного пристрою маніпулятора вздовж визначених осей (X, Y або Z); функція захоплення об'єкта у заданій точці *TakeObject(<координати об'єкта>)*; функція переміщення об'єкта у задану точку *PutObject(<координати об'єкта>)*, інші функції.

Серед найближчих кроків розвитку досліджень моделі робота на основі маніпулятора MR-999e належать:

1) знаходження, розпізнавання або ідентифікація об'єктів у робочій зоні маніпулятора, визначення їх місцеположення та координат за допомогою системи технічного зору або іншої системи адаптації;

2) реалізація функцій голосового керування маніпулятором;

3) розробка інтелектуальної системи підтримки та прийняття рішень.

Вказані кроки є не лише цікавими з дослідницької точки зору, але й мають забезпечити зворотний зв'язок у системі «робот – навколишнє середовище». Без реалізації таких функцій процес керування маніпулятором, що знайшов свою реалізацію у розробленій програмі, має певний об'єм похибок, пов'язаних з відсутністю інформації про наслідки або точність виконаних дій. Тут слід додати, що людина у своїй повсякденній діяльності покладається значною мірою на зворотний зв'язок, на результат виконаних дій і постійно забезпечує (за допомогою високорозвинених органів чуття) контроль та корекцію дій, коригування процесу прийняття рішень. Тому слід звернути увагу саме на такий варіант адаптації системи керування роботом, що і буде складати сутність подальших досліджень.

Список літератури 1. *Зенкевич С.Л., Ющенко С. А.* Основы управления манипуляционными роботами. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана. 2004. 480 с. 2. *Невлюдов И.Ш., Токарев В.В., Цымбал А.М.* Интеграция системы технического зрения в технологический робототехнический комплекс // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 120. С. 188-191. 3. *Цымбал О.М., Смаглюк Д.Г.* Геометричне моделювання роботів та технологія OpenGL // Східно-європейський журнал передових технологій. 2005. № 4/2 (16). С. 4-7. 4. *Фу К., Гонсалес Р., Ли К.* Робототехника. М.: Мир, 1989. 624 с.

*Харківський національний
університет радіоелектроніки*

Надійшло до редакції 22.03.2007

ОЦЕНКА ПОКАЗАТЕЛЯ КАЧЕСТВА ПОДСИСТЕМ АВТОСОПРОВОЖДЕНИЯ ПО ДАЛЬНОСТИ И УГЛОВОЙ КООРДИНАТЕ МНОГОКАНАЛЬНОЙ РЛС С ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ

Постановка задачи

Многоканальные РЛС с фазированной антенной решеткой (МК РЛС с ФАР) представляют собой сложные технические устройства, решающие задачи поиска, сопровождения, оценивания координат воздушных объектов (ВО). Такие РЛС широко используются в радиолокационных комплексах благодаря ряду своих несомненных преимуществ, в том числе многоканальности за счет временного разделения каналов. В МК РЛС с ФАР при сопровождении определенного ВО последовательные моменты измерения его координат разделяются интервалами времени длительностью T .

В режиме сопровождения одним из показателей качества функционирования МК РЛС с ФАР может быть принята пропускная способность. В работах [1, 2] управление длительностью T интервала времени между радиоконтактами используется для оптимизации указанного показателя качества. В таких МК РЛС с ФАР, как правило, применяются системы отдельного автосопровождения [3]. При использовании квазинепрерывного сигнала эти системы автосопровождения по угловым координатам, дальности и радиальной скорости. При этом, несмотря на отдельный характер сопровождения, функционирование следящих систем зависит друг от друга.

Параметры каждой из указанных следящих систем автосопровождения влияют на пропускную способность (один из показателей качества) МК РЛС с ФАР. Исследование такого влияния позволит определить наиболее критичную систему автосопровождения, совершенствование которой обеспечит наибольший прирост показателя качества, или (при обратной постановке задачи) сформулировать требования к характеристикам следящих систем.

В работе [4] проведено исследование для системы автосопровождения по дальности. В данной статье будут рассмотрены системы автосопровождения по дальности и угловой координате.

Цель статьи – сравнительная оценка потенциальной пропускной способности МК РЛС с ФАР для подсистем автосопровождения по дальности и угловой координате при различных отношениях сигнал/шум на основе постановки задачи оптимизации, изложенной в [2], с использованием эквивалентных статистических характеристик временного и углового дискриминаторов из работы [6].

Исходные данные, модель и результаты моделирования

Базовой моделью задачи оптимизации является двухфазная модель массового обслуживания с использованием эквивалентных статистических характеристик временного и углового дискриминаторов, описанная в работах [2, 4, 5]. При использовании таких характеристик в работе [6] предложен показатель качества радиотехнической следящей системы – вероятность устойчивого сопровождения p_n .

Этот показатель представляет собой вероятность нахождения ошибки сопровождения к следующему радиоконтакту с ВО в пределах апертуры эквивалентной характеристики дискриминатора.

Показатель p_n при отсутствии систематической ошибки является функцией длительности интервала времени T между радиоконтактами и отношения сигнал/шум q и неявным образом входит в функционал пропускной способности R [2]

$$R = F(L_{1ш}, L_{1н}, L_{1ср}, L_{1кон}, T, T_1, q), \quad (1)$$

где $L_{t_{цв}}$ – функция распределения длительности интервалов времени $t_{цв}$ между целеуказаниями; $L_{t_{пз}}$ – функция распределения длительности интервалов времени $t_{пз}$ поиска и захвата ВО на сопровождение; $L_{t_{ср}}$ – функция распределения длительности интервалов времени $t_{ср}$ до срыва сопровождения ВО; $L_{t_{сop}}$ – функция распределения длительности интервалов времени $t_{сop}$ сопровождения ВО; T_l – длительность интервала времени радиоконтакта с ВО.

С помощью указанного показателя можно оценить только потенциальную (максимально достижимую) пропускную способность.

В работе [2] проведен краткий анализ возможных путей решения задачи оптимизации и показано, что решение этой задачи в общем случае связано с большими трудностями.

Самый простой случай соответствует показательным законам распределения случайных величин – интервалов времени между выдачей целеуказания, поиска и захвата, сопровождения и до срыва сопровождения.

В этом случае двухфазная модель массового обслуживания является марковской с дискретным пространством состояний. По графу переходов между состояниями легко выписывается система дифференциальных уравнений для вероятностей состояний S_{ij} (i – количество воздушных объектов на этапе поиска и захвата, j – количество воздушных объектов на этапе сопровождения). Показатель R может быть рассчитан через финальные вероятности состояний и решение задачи может быть получено путем, хотя несколько громоздких, но стандартных вычислений [4, 5, 7]:

$$R = \frac{\mu_2}{\lambda} \left(\sum_{j=1}^{k-1} j(P_{0j} + P_{1j}) + kP_{0k} \right) = \frac{\bar{t}_{цв}}{\bar{t}_{сop}} \left(\sum_{j=1}^{k-1} j(P_{0j} + P_{1j}) + kP_{0k} \right), \quad (2)$$

где P_{ij} – финальные вероятности состояний S_{ij} ; μ_2 – интенсивность сопровождения, λ – интенсивность потока целеуказаний; $\bar{t}_{цв}$ – средняя длительность интервала времени между целеуказаниями; $\bar{t}_{сop}$ – средняя длительность интервала времени сопровождения ВО.

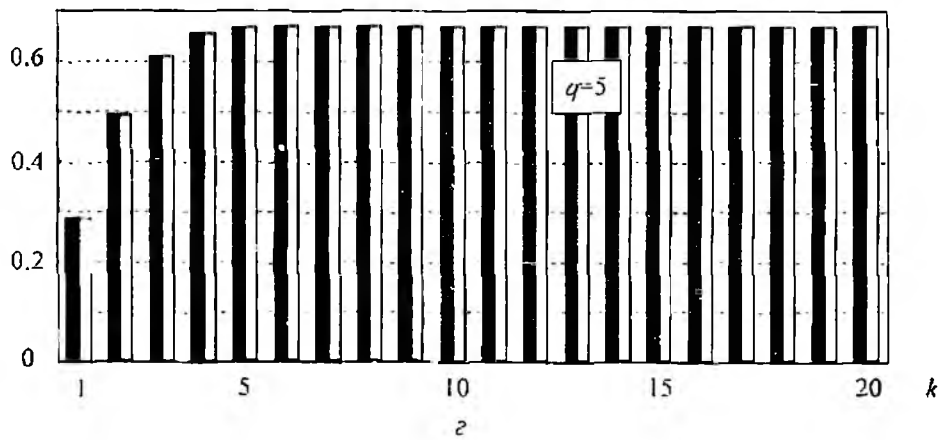
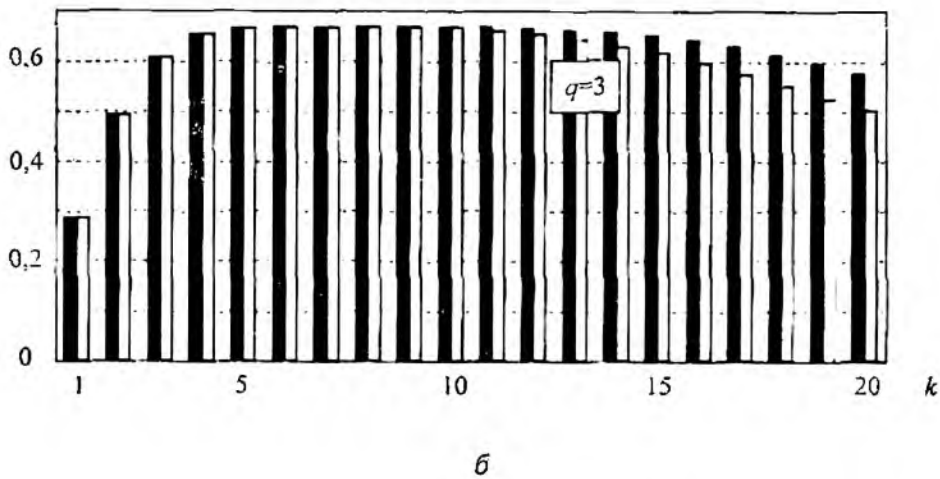
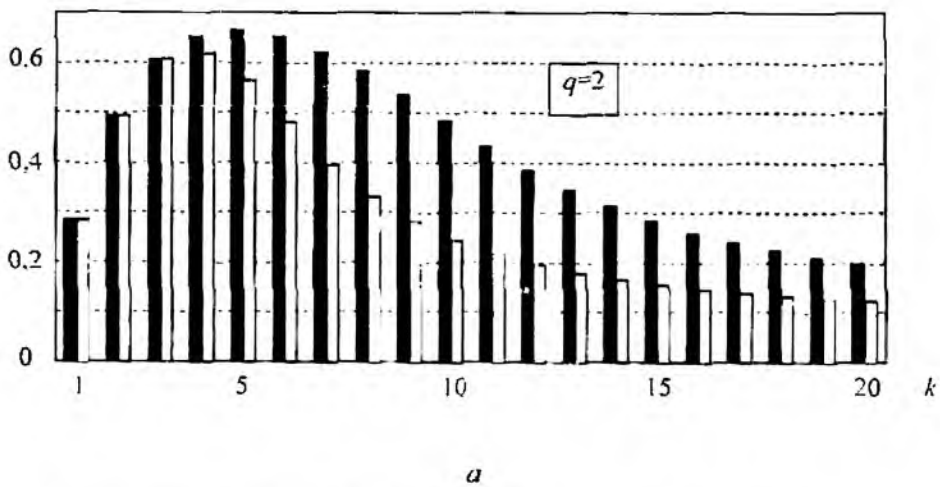
Воспользуемся этой моделью и в данной статье.

Кроме этого необходимо получить зависимости показателя p_n от длительности интервала времени T между радиоконтактами для различных отношений сигнал/шум, что представляет собой самостоятельную достаточно сложную задачу, требующую проведения объемного статистического исследования.

Однако для конкретных временного и углового дискриминаторов указанная работа уже проделана. Для вероятности устойчивого сопровождения p_n будем использовать результаты работы [6], в которой приведены зависимости показателя p_n от длительности интервала времени T между радиоконтактами для нескольких отношений сигнал/шум q , полученные при использовании эквивалентных статистических характеристик временного и углового дискриминаторов.

Для получения численных оценок и сопоставимости результатов данной статьи и работы [4] примем исходные данные, как и в работе [4]: средняя длительность интервалов времени между целеуказаниями $\bar{t}_{цв} = 20$ с, средняя длительность интервалов времени поиска и захвата $\bar{t}_{пз} = 10$ с, средняя длительность интервалов времени сопровождения $\bar{t}_{сop} = 40$ с, средняя длительность интервалов времени до срыва сопровождения $\bar{t}_{ср} = 0,017k / (1 - p_n(0,017k))$, где k – количество каналов сопровождения (второй фазы). для отношений сигнал/шум $q = 2, 3, 5$. Результаты расчетов приведены на рисунке.

Анализ полученных для типовых условий результатов позволяет сделать следующие выводы.



Выводы

Максимум пропускной способности МК РЛС с ФАР при типовых для практики отношениях сигнал/шум $q \geq 3$ слабо зависит от количества каналов сопровождения по дальности и угловой координате.

Система автосопровождения по дальности и система автосопровождения по угловой координате обеспечивают максимум пропускной способности приблизительно при одинаковом количестве каналов сопровождения.

Потенциальные возможности обеих систем при отношениях сигнал/шум $q \geq 3$ ограничиваются одноканальностью захвата.

Указанные результаты получены при допущении независимости среднего времени поиска и захвата $\bar{T}_{из}$ воздушного объекта от количества свободных каналов сопровождения. Поэтому проверка обоснованности такого допущения требует отдельного исследования.

Список литературы: 1. *Самойленко В.И., Шишов Ю.А.* Управление фазированными антенными решетками. М.: Радио и связь, 1983. 240 с. 2. *Ковальчук А.А., Парфенов Ю.Э., Сосунов А.А., Хисматулин В.Ш.* Постановка задачи оптимизации пропускной способности многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой путем управления длительностью интервала времени между радиоконтактами // Зб. наук. праць. Харк. військ. ун-т. Системи обробки інформації. 2004. Вип. 1. С. 76-83. 3. *Максимов М.В., Меркулов В.И.* Радиоэлектронные следящие системы. М.: Радио и связь, 1990. 256 с. 4. *Ковальчук А.А., Сачук И.И., Сосунов А.А.* Оценка потенциальной пропускной способности многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой для подсистемы автосопровождения по дальности // Зб. наук. праць. Харк. ун-т Повітряних Сил. Системи обробки інформації. 2005. Вип. 2. С. 48-52. 5. *Кулущич И.А., Парфенов Ю.Э., Сосунов А.А.* Модель для обоснования требований к показателю качества радиотехнической следящей системы // Зб. наук. праць. Харк. військ. ун-т. Системи обробки інформації. 2003. Вип. 5. С. 145-150. 6. *Хисматулин В.Ш., Сачук И.И., Ковальчук А.А.* Оценка вероятности надежного сопровождения аэродинамических целей многоканальной радиолокационной станцией // Сб. науч. тр. Государственный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского "ХАИ". Авиационно-космическая техника и технология. 2001. Вып. 22. С. 259-262. 7. *Вентцель Е.С., Овчаров Л.А.* Теория случайных процессов и ее инженерные приложения. М.: Наука, 1991. 384 с.

Харьковский университет Воздушных Сил

Поступили в редколлегию 15 01 2007

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕЦИАЛЬНОЙ ПОЛОСКОВОЙ АНТЕННЫ С ПРАВООКРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

Введение

Известно, что электромагнитное излучение радиочастотного диапазона низкой интенсивности может оказывать существенное влияние на функциональное состояние различных систем организма человека и течение патологических процессов. При этом повышение лечебной эффективности может быть достигнуто на основе исследований по оптимизации параметров воздействующего излучения и области его воздействия на организм [1]. В этой связи важным становится точное определение характеристик излучателей, применяемых в медицинской терапевтической аппаратуре.

Излучатели микрополоскового типа быстро потеснили все другие варианты излучателей, в том числе используемые в качестве аппликаторов наружного применения, и очень интенсивно развиваются и совершенствуются в силу наличия ряда привлекательных свойств: они обладают хорошими излучательными способностями и легко согласуются с тканями, в то же время они могут быть изготовлены тонкими, гибкими, легкими, практически любых требуемых размеров и к тому же недорогими. Расчет микрополосковых устройств сложен и требует строгого математического моделирования, основанного на рассмотрении трехмерных электродинамических структур. Построение математических моделей, адэкватных исходным физическим структурам, представляет трудную задачу. До недавнего времени анализ и синтез даже простейших полосковых устройств был возможен с использованием приближенных методов [2], а экспериментальная отработка представляла длительный и трудоемкий процесс. С появлением систем математического моделирования трехмерных СВЧ-структур, основанных на применении метода конечных элементов, реализовалась возможность строгого анализа и оптимизации электродинамических характеристик полосковых излучающих устройств.

Цель работы – исследование электродинамических характеристик полосковых излучающих устройств круговой поляризации, применяемых в аппарате радиоволновой терапии АМРВТ, в вычислительной среде системы Agilent HFSS5.6.

Аппарат радиоволновой терапии разработан в ОАО «АО НИИРИ» на основании результатов медицинской апробации. Повышение эффективности и оптимизация его параметров представляется актуальной задачей.

Принцип действия и конструктивное исполнение аппарата медицинского радиоволновой терапии

Аппарат медицинский радиоволновой терапии АМРВТ (далее – аппарат) представляет собой источник дозированного излучения электромагнитной энергии со специально организованным электромагнитным полем нетепловых уровней мощности. Терапевтический эффект достигается за счет воздействия на пациента специальным образом сформированного электромагнитного сигнала [3].

Основные технические характеристики аппарата:

- несущая частота – 1,25 ГГц;
- плотность потока мощности в центре зоны облучения – не более 10 мкВт/см^2 ;
- вид модуляции – сложная импульсная, значения параметров которой определяются биоритмологическими характеристиками человека;
- параметры питающей сети – напряжение 220 В, частота 50 Гц.

Структурная схема аппарата приведена на рис. 1.

В состав аппарата входят:

- блок формирования, управления и контроля (БФУК), размещаемый в портфеле типа «дипломат»;
- штатив с антенной, трубина, кабель.

БФУК обеспечивает включение и отключение источника питания аппарата; генерацию и усиление колебаний: установку режимов работы; контроль задаваемых параметров и режимов работы аппарата; контроль относительного уровня мощности генерируемых колебаний; автоматическое отключение излучения по истечении времени, определяемого при задании параметров; индикацию времени до окончания сеанса.

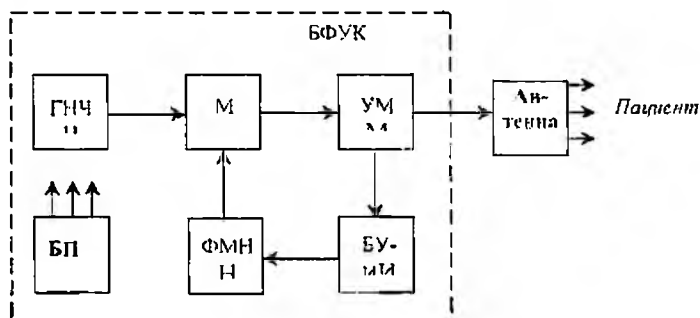


Рис. 1

В состав БФУК входят: генератор несущей частоты (ГНЧ), формирователь модулирующего напряжения (ФМН), модулятор (М), усилитель мощности (УМ), блок питания (БП), блок управления и индикации (БУИ).

ГНЧ формирует высокочастотный гармонический сигнал частоты 1,25 ГГц, поступающий на модулятор. На второй вход модулятора поступает управляющий сигнал с ФМН, который представляет собой последовательность импульсов положительной полярности с изменяющейся частотой. Далее, модулированный сигнал усиливается в УМ и поступает на излучатель. В результате пациент подвергается нетепловому воздействию модулированным сигналом радиоволнового диапазона. Часть выходного сигнала, поступающая на индикатор БУИ, позволяет фиксировать уровень мощности на входе излучателя. С помощью БУИ осуществляется также управление режимами работы аппарата.

Параметры режимов излучения занесены в память однокристального процессора типа ADUC 812BS Analog Devices, который входит в состав ФМН. Его применение позволяет увеличить число режимов работы и, в случае необходимости, вводить новые.

Конструктивно БФУК представляет собой панель с органами управления, жидкокристаллическим и стрелочным индикаторами, а также с закрепленными на ней другими функциональными элементами схемы, выполненными на печатных платах.

Излучатель выносной, плоский со штативом специальной конструкции, обеспечивающим возможность закрепления во время процедуры над областью воздействия.

Антенна аппарата радиоволновой терапии АМРВТ состоит из квадратного полуволнового металлического излучателя с размерами 110,6x110,6 мм и толщиной 1,5 мм, расположенного над квадратным металлическим экраном с размерами 200x200 мм и такой же толщиной. Расстояние между излучателем и экраном равно 19 мм. Полистироловая крышка защищает антенное устройство от механических повреждений и пыли.

Антенна реализована в воздушно-полосковом исполнении. Отсутствие диэлектрического заполнения позволило снизить интенсивность электромагнитного поля у кромок излучателя, устранить диэлектрические потери и зависимость характеристик антенны от качества используемого диэлектрика, и, следовательно, снять ограничения, налагаемые указанными выше факторами на коэффициент полезного действия и коэффициент усиления антенны. Антенна имеет диагональное двухточечное питание пятидесятиомным коаксиальным фидером и два индуктивных короткозамыкающих штыря диаметром 3 мм в резонаторной полости между излучателем и экраном, расположенные на оси симметрии антенны. Расположение точки запитки на оси, ориентированной под углами $\pm 45^\circ$ к осям симметрии антенны, является условием возбуждения одинаковых по амплитуде и структуре полей пространственно ортогональных колебаний. Снятие вырождения достигается с помощью короткозамыкающих штырей

в резонаторной полости. Соответствующим выбором местоположения штыря можно получить требуемые условия для формирования поля излучения круговой поляризации.

Использование двухточечного диагонального питания антенны позволяет получать поле правой или левой круговой поляризации в зависимости от подачи питания на тот или иной вход.

Поскольку при реализации антенны существует много степеней свободы (размеры пластин излучателя и экрана, диаметр штырей, их высота и расположение, расположение точек питания антенны), то ее экспериментальная отработка длительна, сложна и трудоемка.

Поэтому решение задачи точного расчета характеристик антенны позволяет существенно упростить процесс ее разработки, экспериментальной доводки и улучшения ее электродинамических характеристик.

Рассмотрение методов расчета антенн показало, что наиболее перспективным представляется трехмерное электродинамическое моделирование в системе программного обеспечения Agilent HFSS 5.6.

Аппарат прошел Государственные технические испытания.

Внешний вид аппарата приведен на рис. 2.

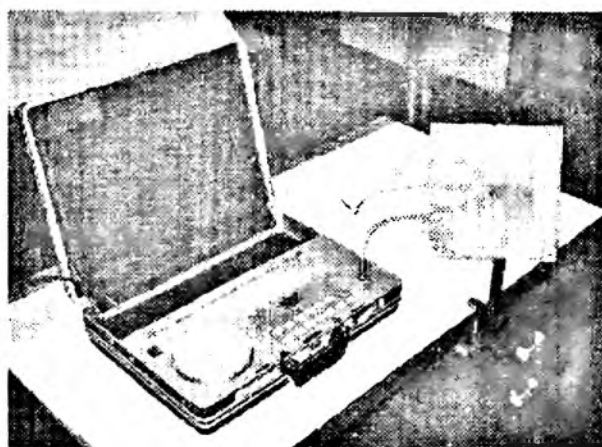


Рис. 2

Система программного обеспечения Agilent HFSS 5.6

Компьютерное моделирование электродинамических характеристик в частотной области осуществлялось в среде системы программного обеспечения Agilent HFSS 5.6, предназначенной для расчета пассивных трехмерных структур методом конечных элементов.

Система позволяет рассчитывать полное трехмерное распределение электромагнитного поля в многополюсной структуре, (включая поле излучения и параметры антенн в дальней зоне), с последующим вычислением обобщенной матрицы рассеяния S многополюсника. Элементы матрицы рассеяния S_{ij}^{qp} представляет собой комплексные коэффициенты преобразования (отражения и передачи) p -й волны порта j в q -ю волну порта i . Амплитуды этих волн нормированы к полю, несущему 1 Вт мощности.

Для расчета электродинамических характеристик антенны была создана с помощью встроенных в Agilent HFSS 5.6 стандартных средств AutoCAD'a ее геометрическая модель. описаны материальные параметры элементов и заданы граничные условия на их поверхностях. Дальнейшие действия связаны с программной реализацией метода конечных элементов применительно к созданной модели.

Моделирование электродинамических характеристик антенны

Геометрия модели и характеристики алгоритма. При применении метода конечных элементов для построения электродинамической модели антенны, содержащей элементы с существенно отличающимися размерами, как, например, экран и внутренний проводник ко-

аксиального фидера резко возрастают требования к вычислительным ресурсам персонального компьютера: объему используемой оперативной памяти и времени счета.

С целью сокращения затрачиваемых ресурсов исключены из рассмотрения разъемы, подключающие антенну к источнику. Предполагается, что мощность подается по коаксиальному кабелю с волновым сопротивлением 50 Ом , заполненному гефлоном. Не рассматривается также полистироловая крышка, защищающая антенное устройство от механических повреждений и загрязнения.

Геометрия модели упрощенной конструкции антенны показана на рис. 3.

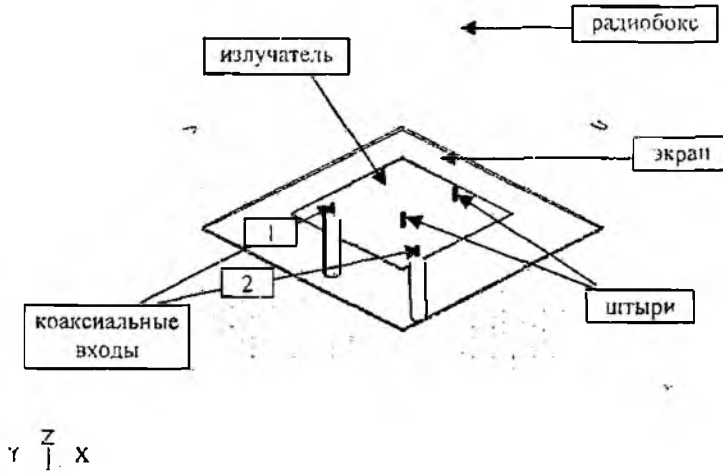


Рис. 3

Результаты моделирования

Согласование антенны. Результаты математического моделирования частотных характеристик антенны представлены на рис. 4.

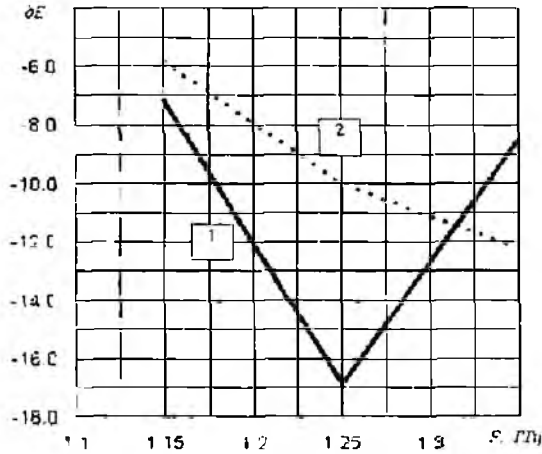


Рис. 4

Сплошной линией показаны зависимости коэффициента отражения S_{11}^{11} от частоты. Этот элемент матрицы рассеяния характеризует согласование по входу 1. Так, значению $S_{11}^{11} = -17 \text{ дБ}$ соответствует коэффициент стоячей волны 1,33. Пунктирной линией показана зависимость коэффициента прохождения S_{21}^{21} при возбуждении из входа 1 на вход 2. Предполагается, что вход 2 нагружен на согласованную нагрузку. При отсутствии согласованной нагрузки мощность будет отражаться от входа 2, что приведет к искажению характеристик антенны за счет, фактически, двухточечного питания.

Частотные зависимости свидетельствуют об удовлетворительном согласовании антенны на рабочей частоте 1.25 ГГц .

Антенна имеет $\text{КСВН} \leq 2$ в полосе 13%.

Исследование физических процессов формирования поля излучения круговой поляризации. Поскольку излучатель антенны имеет четыре оси симметрии, расположенные в плоскости структуры под углами, кратными $\pm 45^\circ$ (относительно друг друга), то после введения асимметрии в условия возбуждения колебаний в виде индуктивного короткозамыкающего штыря, расположенного на оси излучателя, точка питания располагается в непосредственной близости от одной из диагоналей в соответствии с введенной симметрией.

Излучение круговой поляризации достигается одновременным возбуждением в резонаторе антенны двух пространственно ортогональных колебаний с аналогичными для обоих распределением полей в соответствующих ортогональных направлениях. Последние совпадают с направлениями осей симметрии, расположенных под углами $\pm 45^\circ$ относительно оси, связанной с точкой возбуждения. Распределения полей каждого из колебаний при этом симметричны относительно соответствующих ортогональных направлений.

Согласно рис. 5 выделенными ортогональными направлениями являются направления осей Ox и Oy , а в резонаторной полости антенны возбуждаются два равноамплитудных TM_{10} и TM_{01} – колебания основной волны TM_{00} , не имеющей частоты отсечки.

На рис. 5 - 7 показана структура полей ортогональных колебаний TM_{01} и TM_{10} в резонаторной полости антенны, формирующих поле излучения, соответствующая фазам поля 0° (рис. 5), 90° (рис. 6) и 180° (рис. 7), при возбуждении из входа 1.

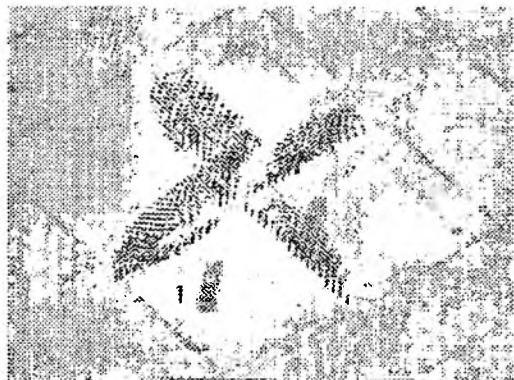


Рис. 5

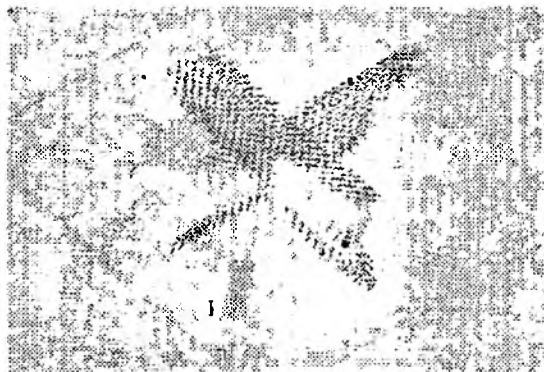


Рис.6

На этих рисунках направление стрелок показывает ориентацию вектора напряженности электрического поля, а их окраска, в соответствии с наблюдаемой на экране компьютера градацией цветов, от красного - максимальное значение, до синего - минимальное значение, величины напряженности электрического поля.

Как видно из рис. 5 – 7, в резонаторной полости устанавливаются две стоячие волны, имеющие по одной вариации поля вдоль осей Ox и Oy . Краевые электрические поля имеют нормальные и тангенциальные компоненты относительно металлического экрана. Поскольку размеры сторон излучателя приблизительно равны $\lambda/2$, то нормальные составляющие этих полей находятся в противофазе, а возбуждаемые ими поля излучения в направлении, поперечном к плоскости излучателя, уничтожаются. Эти составляющие дают малый вклад в поле излучения. Тангенциальные составляющие полей у краев синфазны и формируют в поперечном направлении максимум излучения. На рис. 8, 9 показан процесс формирования поля излучения правой круговой поляризации при фазах поля 0° (рис. 8) и 180° (рис. 9) при возбуждении из входа 1.

Аналогичные процессы протекают при возбуждении антенны из входа 2, но формирующееся при этом поле имеет левую круговую поляризацию.

На рис. 10, 11 показан процесс формирования поля излучения левой круговой поляризации при фазах поля 0° (рис. 10) и 180° (рис. 11) при возбуждении из входа 2.

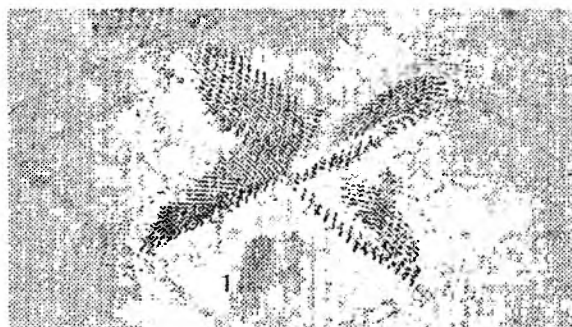


Рис. 7



Рис. 8

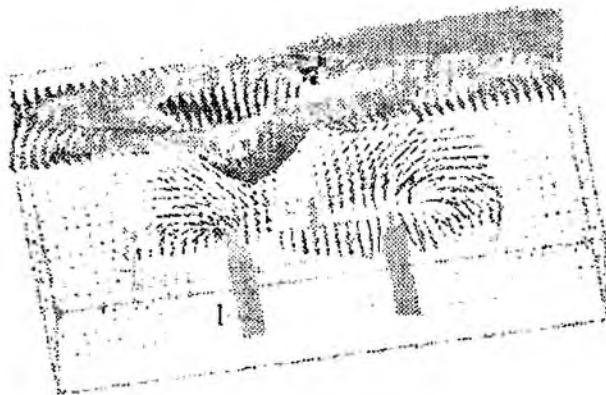


Рис. 9



Рис. 10

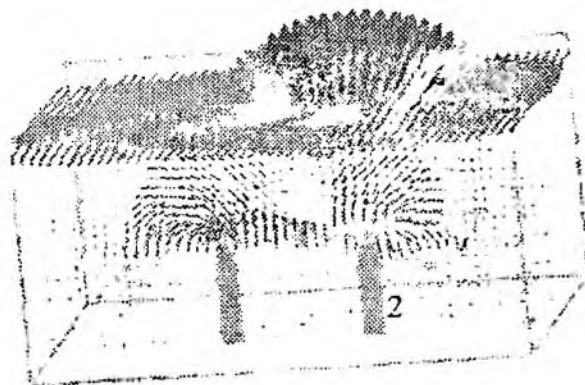


Рис. 11

Характеристики поля излучения антенны в дальней зоне. С точки зрения практического применения антенны наибольший интерес представляет поле излучения в дальней зоне.

На рис. 12 показано распределение поля излучения правой круговой поляризации в дальней зоне, формируемое при возбуждении антенны из входа 1. На рис. 13 представлена диаграмма направленности антенны в Н- и Е- плоскостях в декартовой системе координат.

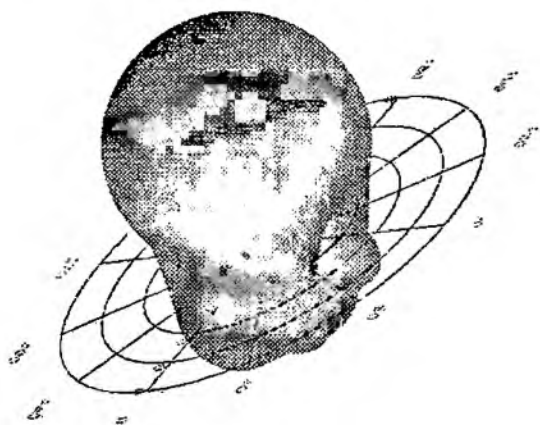


Рис. 12

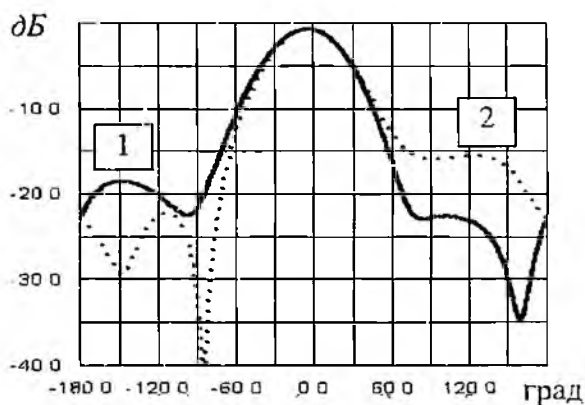


Рис. 13

Как видно из рис. 12, 13, в случае правой круговой поляризации поля ширина диаграммы направленности антенны по уровню -10 дБ в Н- и Е-плоскостях составляет $\pm 50^\circ$ и диаграмма практически осесимметрична.

Распределение поля левой круговой поляризации в дальней зоне и диаграмма направленности при возбуждении из входа 2 показаны на рис. 14, 15.

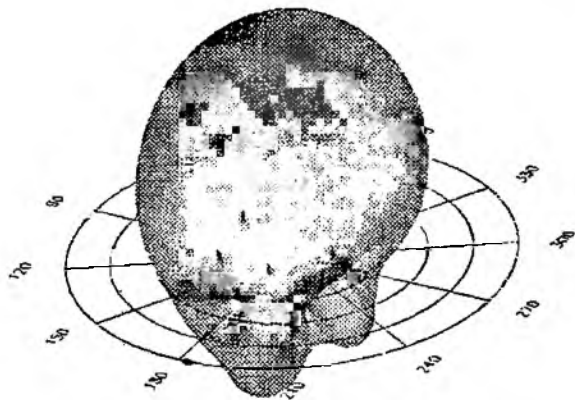


Рис. 14

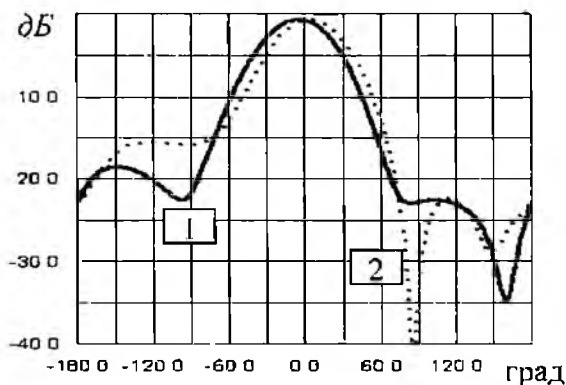


Рис. 15

Как видно из рис. 15, диаграмма направленности антенны в случае левой круговой поляризации обладает меньшей осевой симметрией и несколько шире (более 100°), чем в случае правой круговой поляризации. Кроме того, если в Н-плоскости (сплошная кривая) диаграммы направленности для случаев левой и правой поляризации совпадают, то в Е-плоскости (пунктирная кривая) отличаются в соответствии с фазовыми соотношениями между пространственно ортогональными колебаниями, формирующими поле круговой поляризации.

Антенна имеет следующие расчетные параметры:

- излученная мощность составляет $0.88 \times P_{ax}$;
- максимальная плотность излученной мощности сосредоточена в эффективном угле 89.47° ;
- направленность антенны около 9 дБ;
- коэффициент усиления антенны 8.5 дБ.

Кроме того, ширина диаграммы направленности антенны по уровню -10 дБ составляет около 100° в Н- и Е-плоскостях. Антенна согласована по уровню КСВН < 2 в полосе 13% . Величина КСВН на рабочей частоте 1.25 ГГц составляет 1.33 .

Экспериментальное исследование антенны

Для снятия диаграммы направленности антенны АМРВТ использовался измеритель плотности потока энергии ПЗ-20. Антенна АМРВТ и приемная антенна АП-ГПЭ-01 (входит в состав ПЗ-20) были закреплены на штативах. Показания индикатора Я6П-110, входящего в состав ПЗ-20, снимались через каждые 5 градусов при повороте излучающей антенны. Расстояние между антеннами выбиралось с учетом максимальной плотности потока энергии в точке облучения 10 мкВ/см^2 .

На рис. 16 показаны результаты измерения диаграммы направленности макета антенны № 4 для правой (1) и левой (2) поляризаций поля на расстоянии 1,2 м от излучателя.

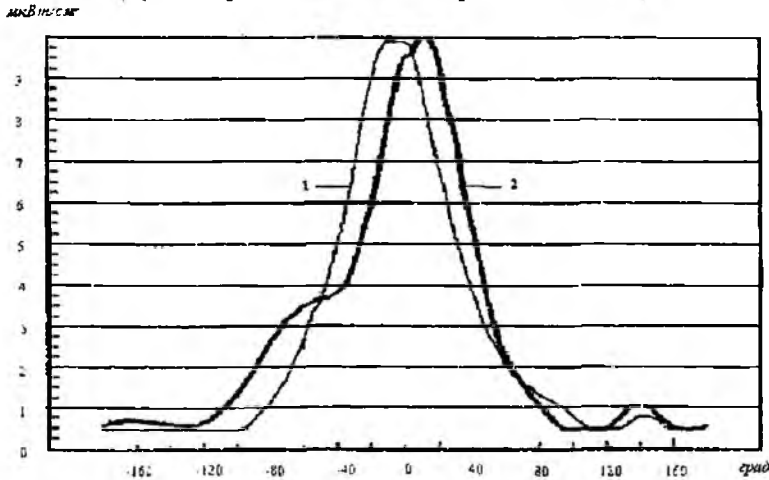


Рис. 16

Заключение

Результаты экспериментального исследования и математического моделирования находятся в хорошем соответствии и свидетельствуют о необходимости дальнейшей оптимизации расположения входов, размеров и расположения короткозамыкающих индуктивных штырей, размеров резонаторной полости с целью улучшения согласования, сужения диаграммы направленности, снижения уровня излучения в боковом и заднем направлениях и повышения коэффициента эллиптичности на рабочей частоте.

Список литературы: 1. Хитров Ю.А., Шеститеров В.А. СВЧ в медицине // Обзоры по электронной технике. Сер.1, Электроника СВЧ. 1983. Вып 16 (998). 80с. 2. Нефедов Е.И., Козловский В.В., Згурский А.В. Микрорезонаторные излучающие и резонансные устройства. К.: Техника, 1990. 160 с. 3. Чуканова Г.А., Анисимов Ю.Н., Максимова А.С. Принцип действия и применение в медицинской практике аппарата медицинского радиоволновой терапии АМРВТ-01 // Сб. науч. статей. Харьков: ОАО «АО НИИРИ», 2004. С. 54-59.

ОАО «АО НИИ радиотехнических измерений»

Поступила в редколлегию 25.08.2007

УДК 621.372

Современное состояние, проблемы и перспективы систем радиоакустического зондирования / Е. Г. Прошкин, В. М. Карташов, С. И. Бабкин, А. В. Волох // Радиотехника: Всеукр. межвсд. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 5 – 16.

Проведен анализ современного состояния теории и практики метода радиоакустического зондирования (РАЗ) атмосферы, разрабатываемого в различных странах для дистанционной регистрации вертикальных профилей основных метеовеличин: температуры и влажности воздуха, скорости и направления ветра. Рассмотрены основные этапы и направления развития этого метода в ХНУРЭ. На основе накопленного опыта выделен ряд атмосферных, технических, социальных и др. факторов, ограничивающих на данном этапе развития внедрение систем РАЗ в широкую практику метеонаблюдений.

Ил. 2. Библиогр.: 17 назв.

УДК 621.372

Сучасний стан, проблеми та перспективи систем радіоакустичного зондування атмосфери / Є. Г. Прошкін, В. М. Карташов, С. І. Бабкін, А. В. Волох // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 5 – 16

Проведений аналіз сучасного стану теорії та практики метода радіоакустичного зондування (РАЗ) атмосфери, розроблюваного в різних країнах для дистанційної реєстрації вертикальних профілів основних метеовеличин: температури та вологості повітря, швидкості та напрямку вітру. Розглянуто основні етапи та напрямки розвитку цього методу в ХНУРЕ. На основі накопиченого досвіду виділено ряд атмосферних, технічних, соціальних та інших факторів, що обмежують на данному етапі розвиток впровадження систем РАЗ в широку практику метеоспостережень

Ил. 2. Библиогр.: 17 назв.

UDC 621.372

Modern state, problems and prospects for radio acoustic sounding system / E.G. Proshkin, V.M. Kartashov, S.I. Babkin, A.V. Volokh // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 5 – 16.

Modern state of the radio acoustic sounding (RAS) method theory and practice developed in different countries for remote recording of the main meteorological values of the vertical profiles, such as temperature and humidity of air, wind velocity and direction, was analyzed. The main stages and directions in development of this method in KNURE were considered. Based on the gained experience a number of atmospheric, technical and social factors, limiting introduction of RAS systems in a wide practice of meteorological observations, was singled out.

2 fig. Ref.: 17 items.

УДК 621.7.058.68

Измерение длительности одиночного импульса методом пакетного совпадения / О. И. Кадацкая // Радиотехника: Всеукр. межвсд. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 17 – 21.

Предложен метод измерения длительности одиночного импульса с разрешающей способностью, определяемой разностно-периодной мерой, которая может быть на порядок ниже, нежели длительности импульсов, определяющих пакет совпадений. Оценена точность предложенного метода. Метод позволяет повысить точность измерения на два порядка, снижает требования к элементной базе.

Ил.2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.7.058.68

Вимірювання протяжності однарного імпульсу методом пакетного збігу / О. І. Кадацька // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 17 – 21.

Запропоновано метод вимірювання протяжності однарного імпульсу з розрішальною можливістю, певною різно-періодною мірою, яка може бути на порядок нижче, ніж протяжність імпульсів, що означають пакет збігів. Оцінено точність запропонованого методу. Метод дозволяє підвищити точність вимірювань на два порядки, зменшує вимоги до елементарної бази.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

UDC 621.7.058.68

Measurement of the single pulse duration by the packet coincidence method / O. I. Kadatskaya // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. №150. P. 17 – 21.

The offered method of measurement of the single pulse with resolving power duration, defined with difference-period measure, which can be of the order below than pulse duration, defining the coincidences package. The accuracy of the offered method is estimated. The method allows to raise the accuracy of the measurement two orders of magnitude, reduces requirements to element base

2 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621

К вопросу об одном свойстве газовой среды / И. А. Делов, Н. И. Слипченко, А. В. Леонидов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 22 – 27.

На основании анализа механизма передачи кинетической энергии между молекулами в газе при их упругом столкновении в различных направлениях сформулирована гипотеза о том, что всякий нейтральный газ должен обладать свойством направленно передавать молекулам газа кинетическую энергию, поступающую от внешнего источника, в любом, заданном этим источником, направлении, сохраняя это направление, и создавая определенную анизотропию в хаотическом движении молекул в этом потоке.

Гипотеза позволяет объяснить возможность наблюдения двух новых эффектов, обнаруженных в атмосфере Земли.

Ил. 7. Библиогр.: 7 назв

УДК 621

До питання щодо однієї властивості газового середовища / І. А. Делов, М. І. Сліпченко, А. В. Леонидов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 22 – 27.

На основі аналізу механізму передачі кінетичної енергії між молекулами в газі при їх пружному зіткненні в різних напрямках сформульовано гіпотезу про те, що всякий нейтральний газ має мати властивість спрямовано передавати молекулам газу кінетичну енергію, що поступає від зовнішнього джерела в напрямку, що його завдає це джерело, зберігаючи цей напрямок та створюючи визначену анизотропію у хаотичному русі молекул в цьому потоці.

Гіпотеза дозволяє пояснити можливість спостереження двох нових ефектів, що були знайдені в атмосфері Землі.

Ил. 7. Библиогр.: 7 назв

UDC 621

On one property of gaseous medium / I. A. Delov, N. I. Slipchenko, A. V. Leonidov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 22 – 27.

Based on the analysis of the mechanism of kinetic energy transmission between molecules in the gas with their bumping collision in different directions the hypothesis is stated on that any neutral gas should possess the property to transmit directedly through the gas molecules the kinetic energy arriving from the external source in any direction specified by this source preserving this direction and creating a definite anisotropy in the chaotic movement of molecules in this flow.

The hypothesis makes it possible to explain the capability to observe two new effects detected by us in the Earth atmosphere.

7 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396

Определение электронной концентрации по эффекту Фарадея при слабой корреляции между обыкновенной и необыкновенной компонентами некогерентно рассеянного сигнала / Е. В. Рогожкин, В. А. Пуляев, Д. В. Котов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 150. С. 28 – 31.

Проведен сравнительный анализ известных способов определения электронной концентрации, основанных на эффекте Фарадея. Предложен метод, позволяющий получать достоверные результаты при слабой корреляции между обыкновенной и необыкновенной компонентами некогерентно рассеянного сигнала. Получено выражение для расчета относительной погрешности определения электронной концентрации.

Ил. 2. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.396

Визначення електронної концентрації за ефектом Фарадея при слабкій кореляції між звичайною та незвичайною компонентами некогерентно розсіяного сигналу / Є. В. Рогожкін, В. О. Пуляєв, Д. В. Котов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 150. С. 28 – 31.

Проведено порівняльний аналіз відомих способів визначення електронної концентрації, що базуються на ефекті Фарадея. Запропоновано метод, який дозволяє отримати достовірні результати при слабкій кореляції між звичайною та незвичайною хвилями некогерентно розсіяного сигналу. Отримано вираз для обчислення відносної похибки визначення електронної концентрації

Іл.2. Бібліогр.:10 назв

UDC 621.396

Definition of electron concentration on Faraday's effect at weak correlation between ordinary and unusual components of incoherent scattering signal / E. V. Rogoshkin, V. A. Pulyaev, D. V. Kotov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2006. № 150. P. 28 – 31.

The comparative analysis of the known ways of estimating the electron concentration, based on Faraday's effect is carried out. The method is offered, allowing to receive authentic results at weak correlation between ordi-

pany and unusual components of incoherent scattering signal. Expression for calculation of a relative error of electron concentration definition is received.

2 fig. Ref.: 10 items

УДК 621.396

Исследование траекторий движения передатчика и приемника бистатической радиолокационной системы с синтезированием апертуры антенны и их влияния на разрешающую способность / И. А. Евсеев, Р. П. Волощук // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 32 – 38.

Методом пространственных частот проведен анализ влияния траекторий движения носителей бистатической радиолокационной системы с синтезированием апертуры антенны (РСА) на разрешающую способность системы. Особое внимание уделено исследованию фазовой функции и тела неопределенности траекторного сигнала. Для бистатической системы определены траектории движения передатчика и приемника, обеспечивающие потенциально возможные характеристики пространственной селекции целей. Показаны основные преимущества и новые возможности бистатической РСА при проектировании станций, обладающих постоянной разрешающей способностью в широком диапазоне углов наблюдения.

Ил. 9. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396

Дослідження траекторій переміщення передавача та приймача бистатичної радіолокаційної системи з синтезуванням апертури антени та їх вплив на роздільвальну здатність / І. А. Євсєєв, Р. П. Волощук // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 32 – 38.

Методом просторових частот проведено аналіз впливу траекторій переміщення носіїв бистатичної радіолокаційної системи з синтезуванням апертури (РСА) антени на роздільвальну здатність. Особливу увагу було приділено дослідженню фазової функції та тіла невизначеності траекторного сигналу. Для бистатичної системи визначено траекторії переміщення передавача та приймача, які забезпечують потенціально можливі характеристики просторової селекції цілей. Показано основні переваги та нові можливості бистатичної РСА при проектуванні станцій, які мають постійну роздільвальну здатність у широкому діапазоні кутів спостереження.

Іл. 9. Бібліогр.: 4 назви

UDC 621.396

Analysis of transmitter and receiver trajectories of the bistatic SAR and their influences to resolution / I.A. Evseev, R.P. Volosh'chuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. №. 150. P. 32 – 38.

Analysis of tracks influence of the bistatic SAR platforms on resolution was carried out using the space frequency method. Special attention was paid to research of a phase function and a trajectory signal ambiguity body. The transmitter and receiver trajectories of the bistatic SAR that providing a potentially possible degree of resolution were specified. Main advantages and new abilities of the bistatic SAR ensuring stations having a constant value of resolution in a wide range of observation angles were determined.

9 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.375.4

Двухчастотный усилитель с высоким КПД / В. Г. Крыжановский // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 39 – 46.

Теоретически рассмотрены различные варианты высокоэффективных режимов и экспериментально исследован режим работы усилителя мощности, работающего в двух частотных диапазонах (4 и 6 МГц) с выполнением режимов высокого КПД на примере усилителя в режиме класса Е в нижней частотной полосе и режима субоптимального класса Е в верхней полосе усиливаемых частот. Предложена методика расчета усилителя, рассмотрены требования к согласующей цепи и получены выходные характеристики усилителя. Показано, что такой усилитель может обеспечить высокий КПД в двух частотных диапазонах.

Табл. 2. Ил. 10. Библиогр.: 10 назв

УДК 621.375.4

Двочастотный підсилювач з високим ККД / В. Г. Крижановський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 39 – 46.

Теоретично розглянуто різні варіанти режимів з високим ККД та експериментально досліджено режим роботи підсилювача потужності, який працює в двох частотних діапазонах (4 та 6 МГц) при виконанні режимів високого ККД на прикладі підсилювача з режимом класу Е на нижній смузі частот і режиму субоптимального класу Е у верхній смузі частот. Запропоновано методику розрахунку підсилювача, розглянуто вимоги до ланцюгу, що узгоджує, та отримані вихідні характеристики підсилювача. Підтверджено, що такий підсилювач може забезпечити високий ККД у двох частотних діапазонах.

Табл. 2. Іл. 10. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.375.4

Dual-band high power amplifier / V. G. Krizhanovski // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 39 – 46.

The mode of the high efficiency amplifier operations in two frequency ranges (4 and 6 MHz) was considered. An example of the amplifier in E class in the lower frequency band and suboptimum E class in the upper frequencies band was experimentally investigated. The design procedure of the amplifier is offered, the requirements to the matching circuit are considered and the output performances of the amplifier are obtained. It is shown, that such amplifier can operate with a high efficiency in two frequency ranges.

2 tab. 10 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.396.096:537.874.3

Опыт численного решения обратных задач радиопросвечивания / Г. А. Алексеев, М. В. Белоброва // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 47 – 54.

Проанализированы две задачи радиопросвечивания тропосферы Земли сигналами ИСЗ: задача восстановления профиля коэффициента преломления по угломестным зависимостям угла рефракции и задача восстановления профиля структурной характеристики коэффициента преломления по поперечным пространственным или частотным корреляционным функциям слабых флуктуаций уровня сигнала (логарифма амплитуды) и фазы. Задачи сводятся к интегральным уравнениям Фредгольма первого рода с самосопряженными ядрами. Предложенный метод численного решения таких уравнений основан на использовании методов α -регуляризации и обеспечивает точность, достаточную для фиксации аномальных состояний тропосферы и прогноза условий распространения радиоволн.

Ил. 6. Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.396.096:537.874.3

Досвід чисельного рішення зворотних задач радіопросвічування / Г. О. Алексєєв, М. В. Білоброва // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 47 – 54.

Проведено аналіз двох задач радіопросвічування тропосфери Землі сигналами штучного супутника: задача відновлювання профілю коефіцієнта заломлення по кутomisцевим залежностям кута рефракції та задача відновлювання висотного профілю структурної характеристики коефіцієнта заломлення тропосфери по поперечним просторовим та частотним кореляційним функціям слабких амплітудних та фазових флуктуацій. Задачі доведено до інтегральних рівнянь Фредгольма першого роду з самосполученими ядрами. Запропонований метод чисельного рішення таких рівнянь засновано на використанні методів α -регуляризації та забезпечує точність, достатню для фіксування аномальних явищ у тропосфері та прогнозу умов розповсюдження радіохвиль.

Ил. 6. Библиогр.: 11 назв.

UDC 621.396.096:537.874.3

Experience of numerical solution of radio-occultation inverse problems / G. A. Alexeev, M. V. Belobrova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 47 – 54.

Two problems of the radio-occultation of Earth's troposphere by satellite signals were analyzed: the problem of the refraction index profile reconstruction on elevation angle dependences of the refraction angle and the problem of the reconstruction of the refraction index structural characteristic profile on the transversal spatial or the frequency correlation functions of weak fluctuations of the level (amplitude logarithm) and phase. The problems are reduced to integral Fredholm equations of the first kind with self-ajoint kernels. The suggested method of the numerical solution of those equations is based on using of α -regularization methods and provides accuracy, which is sufficient for fixation of the irregular troposphere states and forecasting of the radio wave propagation conditions.

6 Fig., Ref.: 11 items.

УДК 621.372

Моделирование распространения сверхширокополосных электромагнитных импульсов в дисперсных электродинамических линиях / А. В. Васянович, В. П. Герасимов, А. В. Гришун, И. В. Руженцев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 55 – 59.

Рассмотрена методика численного моделирования сверхширокополосных электромагнитных полей, возбуждаемых в регулярных (продольно-однородных или продольно-периодических) электродинамических линиях импульсным внешним воздействием или сгруппированным электронным пучком. Она основана на решении конечно-разностным методом обобщенного волнового уравнения для регулярной дисперсной и диссипативной электродинамической системы с произвольной геометрией и дисперсионной характеристикой. Приведены примеры моделирования распространения радио- и видеоимпульсов в линиях с различными дисперсионными характеристиками.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372

Моделювання розповсюдження надширококутових електромагнітних імпульсів в дисперсних електродинамічних лініях / А. В. Васянович, В. П. Герасимов, О. В. Гришуров, І. В. Руженцев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 55 – 59.

Розглянуто методику чисельного моделювання надширококутових електромагнітних полів, збуджуваних в регулярних (поздовжньо-однорідних чи поздовжньо-періодичних) електродинамічних лініях імпульсною зовнішньою дією або згрупованим електронним пучком. Вона ґрунтується на розв'язанні кінцево-різничним методом узагальненого хвильового рівняння для регулярної дисперсної і дисипативної електродинамічної системи з довільною геометрією та дисперсійною характеристикою. Приведено приклади моделювання розповсюдження радіо- та відеоімпульсів в лініях з різними дисперсійними характеристиками.

Іл. 2. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.372

Simulation of ultrawideband electromagnetic pulses in dispersive electrodynamic lines propagation / A. V. Vasyanovich, V. P. Gerasimov, A. V. Grishunov, I. V. Ruzhentsev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 55 – 59.

A method for ultrawideband electromagnetic fields excited in regular (longitudinally homogeneous or longitudinally periodic) electrodynamic lines by a pulse external action or a bunched electron beam numerical simulation is considered. This is based on a generalized wave equation for a regular dispersive and dissipative electrodynamic system with arbitrary geometry and dispersion characteristic solving with a finite-difference scheme. Examples of simulation of radio and video pulses propagation in the lines with various dispersion curves are given.

2 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.385

Устойчивость и периодическое движение нелинейной динамической системы «магнетронный диод» / М. В. Воловенко, О. М. Нікітенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 60 – 63.

Рассмотрены результаты исследований устойчивости и периодического движения в простейшей нелинейной системе «магнетронный диод». Сделаны некоторые допущения при описании системы «магнетронный диод» как динамической системы. Проведен анализ динамической устойчивости нелинейной динамической системы – магнетронного диода. Исследовано поведение динамической системы в упрощенном варианте. Эту модель можно использовать для наглядной демонстрации процессов, которые происходят в магнетронном диоде, а также как первое приближение модели к реальному прибору.

Іл. 4. Бібліогр.: 21 назв.

УДК 621.385

Стойкость та періодичний рух нелінійної динамічної системи «магнетронний діод» / М. В. Воловенко, О. М. Нікітенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 60 – 63.

Розглянуто результати досліджень стійкості та періодичних рухів у найпростішій нелінійній динамічній системі «магнетронний діод». Зроблено відповіди припущення щодо опису системи «магнетронний діод» як динамічної системи. Проведено аналіз стійкості динамічної нелінійної динамічної системи – магнетронного діода. Досліджено поведінку динамічної системи у спрощеному варіанті. Цю модель можна використовувати для наглядного показу процесів, які відбуваються в магнетронному діоді, а також як перше наближення моделі до реального приладу.

Іл. 4. Бібліогр.: 21 назв.

UDC 621.385

Stability and periodical motion in nonlinear dynamical system «magnetron diod» / M. V. Volovenko, O. M. Nikitenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. №.150. P. 60 – 63.

Stability and periodic motion in the simplest nonlinear dynamical system “magnetron diod” are considered. Some assumptions were to describe nonlinear dynamical system The analysis of nonlinear dynamical system “magnetron diode” was made. The behaviour of such dynamical system under simple condition was investigated. Such model can be used to show the processes taking place in the magnetron diod and as the first approximation of the model to a real device.

4 fig. Ref: 21 items.

УДК 621.317.089

Малогобаритные датчики мощности микроволновых преобразователей интерференционного типа / Ю. Б. Гимтлевиц, И. В. Лащенко, В. И. Носкович, П. П. Овчаров // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 64 – 68.

Рассмотрен метод построения датчиков мощности микроволновых преобразователей интерференци-

онного типа на основе плоских заполненных диэлектриком запердельных волноводов, имеющих общую широкую стенку с основным волноводом и возбуждаемых щелями, прорезанными в этой стенке.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.317.089

Малогабаритні датчики потужності мікрохвильових перетворювачів інтерференційного типу / Ю. Б. Гумпильович, И. В. Лашченко, В. И. Носкович, П. П. Овчаров // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вып. 150. С. 64 – 68.

Розглянуто метод побудови датчиків потужності мікрохвильових перетворювачів інтерференційного типу на основі плоских заповнених діелектриком поза межних хвильоводів, що мають загальну широку стінку з основним хвильоводом і порушуваних щілинами, прорізанними в цій стінці.

Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.317.089

Small-size sensing power sensors of interference type microwave transformers / J. B. Guimpilevich, I. V. Lashchenko, V. I. Noskovich, P. P. Ovcharov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. №. 150. P. 64 – 68.

The method is observed for construction of power sensors of interference type microwave transformers on the basis of filled in with dielectric flat below-cutoff waveguides that have common wide wall with the main waveguide and energized by slots cut through the wall.

Ref.: 4 items.

УДК 537.87:621.372.8

Квазиоптический микрокомпактный полигон для моделирования поляризационных характеристик рассеяния в ближнем миллиметровом диапазоне волн / В. К. Киселев, С. В. Мизрахи. П. К. Нестеров // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 69 – 74.

Исследована возможность использования метода квазиоптического волноводного моделирования (КВМ) для экспериментального изучения поляризационных характеристик обратного и прямого рассеяния физических объектов или их масштабных моделей в ближней миллиметровой области электромагнитного спектра. Для реализации метода разработан и создан квазиоптический поляриметрический микрокомпактный полигон (ПМКП) на основе круглого полого диэлектрического лучевода, квазиоптических и волноводных устройств и компонентов. Представлены результаты измерений элементов поляризационной матрицы рассеяния образцовых объектов для случаев обратного и прямого рассеяния, полученные с помощью ПМКП в линейном поляризационном базисе, а также приведены для сравнения соответствующие теоретические данные численного моделирования, что позволяет оценить потенциальные возможности метода КВМ и разработанного ПМКП.

Ил. 5. Библиогр.: 7 назв.

УДК 537.87:621.372.8

Квазиоптический микрокомпактный полигон для моделирования поляризационных характеристик рассеяния в ближнем миллиметровом диапазоне волн / В. К. Кисельов, С. В. Мизрахи. П. К. Нестеров // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вып. 150. С. 69 – 74.

Досліджено можливість використання методу квазиоптичного хвильоводного моделювання (КХМ) для експериментального визначення поляризационних характеристик зворотнього та прямого розсіяння фізичних об'єктів або їхніх масштабних моделей у ближній міліметровій (БММ) області електромагнітного спектру. Для реалізації методу розроблено і створено квазиоптичний поляриметричний мікрокомпактний полігон (ПМКП) на основі круглого порожнистого діелектричного промшведу (ПДП), квазиоптичних та хвильоводних пристроїв і компонентів. Для ряду зразкових об'єктів представлено результати вимірів діаграм елементів поляризационної матриці розсіяння з відносною фазою (ПМРВ) для випадків зворотнього та прямого розсіяння. Експериментальні результати отримано за допомогою розробленого ПМКП, а для порівняння також наведено відповідні теоретичні дані чисельного моделювання, що в цілому дозволяє оцінити можливості методу КХМ.

Іл. 5. Бібліогр.: 7 назв

UDC 537.87:621.372.8

Quasioptical micro-compact range for polarization scattering characteristics modeling in the near millimeter band / V. K. Kiseliyov, S. V. Mizrakhly, P. K. Nesterov // Radiotekhnika: All. Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 69 – 74.

The possibility to use the quasi-optical waveguide modeling (QWM) method [2] for experimental study of backward and forward polarization scattering characteristics of physical objects and their scale models in the near millimeter (NMM) region of the electromagnetic spectrum is investigated. The quasioptical polarimetric micro-compact range (PMCR) in developed and carried out for realizing the QWM method. The microwave part of the installation in built on the basis of a hollow dielectric beamguide (HDB) and quasi-optical devices. The results of

measurements of amplitude-phase backscattering (BSP) and forwardscattering (FSP) patterns for polarization scattering matrix with relative phase (PSMR) elements of tested objects are presented. For comparison purposes, the corresponding theoretical numerical modeling data showing the possibilities of QWM method are given.

5 fig. Ref.: 7 items.

УДК 517.968

Интегральное представление фазы через амплитуду для сигналов, имеющих финитный спектр / О. В. Гунько // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 75 – 82.

Получено интегральное представление решения нелинейного сингулярного интегрального уравнения $u^2(t) + \left[\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(\tau)}{\tau - t} d\tau \right]^2 = A^2(t)$, описывающего амплитудно-фазовые соотношения в радиофизике.

Интегральное представление получено с помощью главной леммы Привалова для круга и доказательства интегрируемости с весом функции $\ln A^2(t)$.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 517.968

Интегральне представлення фази через амплітуду для сигналів, що мають фінітний спектр / О. В. Гунько // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 75 – 82.

Одержано інтегральне представлення рішення нелінійного сингулярного інтегрального рівняння $u^2(t) + \left[\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(\tau)}{\tau - t} d\tau \right]^2 = A^2(t)$, що описує амплітудно-фазові співвідношення в радіофізиці. Інтегральне

уявлення одержане за допомогою головної лемми Привалова для круга і доказу інтегрованості з вагою функції $\ln A^2(t)$.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 517.968

Integral presentation of phase through amplitude for signals having a finitary spectrum / O. V. Gunko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 75 – 82.

For the equation $u^2(t) + \left[\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(\tau)}{\tau - t} d\tau \right]^2 = A^2(t)$ we obtain the integral presentation for the main part of the general solution. Using Privalov's lemma for circle we obtain this presentation and the proof of integrability with the weight of $\ln A^2(t)$ function.

Ref: 3 items.

УДК 621.373.072.9

Синхронизированный автогенератор с отрицательной фазовой обратной связью второго рода / В. В. Рапін // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 75 – 82.

Предложен синхронизированный на основном тоне автогенератор с отрицательной фазовой обратной связью второго рода. Получена и исследована математическая модель. Показано, что данный вид фазовой обратной связи существенно влияет на функционирование автоколебательной системы.

Ил. 2. Библиогр. 5 назв.

УДК 621.373.072.9

Синхронізований автогенератор з негативним фазовим зворотнім зв'язком другого рода / В. В. Рапін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 75 – 82.

Запропоновано синхронізований на основному тоні автогенератор з негативним фазовим зворотнім зв'язком другого рода. Получена та досліджена математична модель. Показано, що даний вид фазового зворотного зв'язку суттєво впливає на функціонування автоколивальної системи.

Іл. 2. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.373.072.9

Synchronized oscillator with negative phase feedback of the second type. / V. V. Rapin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 75 – 82.

Synchronized oscillator with negative phase feedback of the second type is offered. Mathematical model has been obtained and investigated. It has been shown that this type of phase feedback has a considerable influence on the operation of the oscillator.

2 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.03.01

Фазовий контур першого порядку / П. Ф. Лебедев, С. Н. Пономаренко // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 88 – 93.

Приведена методика аналізу та синтезу реального фазового контура класическої структури з визначенням всіх параметрів схеми, включаючи входне та вихідне спротивлення. Показано, що коефіцієнти передачі по напругі та току в матрицях рівнянь МКТ та МУН комплексно спряжені, а їх визначники рівні одиниці, що служить додатковою інформацією про узгоджену роботу всіх елементів досліджуваної структури. Узгодження забезпечено за рахунок використання еквівалентних зірки та трикутника в умовах їх спільної роботи.

УДК 621.03.01

Фазовий контур першого порядку / П. Ф. Лебедев, С. М. Пономаренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 88 – 93.

Наведено методику аналізу та синтезу реального фазового контуру класическої структури з визначенням усіх параметрів схеми, включаючи входні та вихідні опори. Показано, що коефіцієнти передач по напрузі та по току в матрицях рівнянь МКТ та МКУ комплексно спряжені, а їх визначники дорівнюють одиниці, що служить додатковою інформацією про узгоджену роботу усіх елементів схеми, що досліджується. Узгодження забезпечується за рахунок використання еквівалентних зірки та трикутника в умовах їх спільної роботи.

UDC 621.03.01

The phase contour of the first kind / P. F. Lebedev, S. N. Ponomarenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 88 – 93.

Technique of the analysis and synthesis of real phase contour of classical structure with definition of all parameters of the scheme, including input and output resistance is given. It is shown, that factors of transfer on a voltage and a torque in matrixes of the equations of the contour torque method and voltage knots method are in a complex interfaced, and their determinants are equal to one that serves as the additional information on the agreement work of all elements of the structure under investigation. The agreement is provided due to the use of equivalent star and triangle in conditions of their on-line operation.

УДК 511.508.85

Тела неопределенности зондирующих сигналов систем радиоакустического зондирования атмосферы / В. М. Карташов, А. В. Волох, В. В. Радионов // Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 94 – 99.

В известных радиоакустических системах применяются классические алгоритмы обработки принимаемых колебаний, которые приводят к возникновению систематических погрешностей измерения параметров атмосферы. Устранение этих ошибок измерения возможно при использовании описанного в статье алгоритма обработки сигналов. Вид функции неопределенности, введенной в статью для сигналов радиоакустических систем, позволяет оценить качество определения параметров атмосферы с помощью той или иной пары зондирующих акустического и электромагнитного колебаний.

Ил. 2. Библиогр.: 9 назв.

УДК 511.508.85

Тіла невизначеності зондуючих сигналів систем радіоакустичного зондування атмосфери / В. М. Карташов, А. В. Волох, В. В. Радионов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 94 – 99.

В відомих радіоакустичних системах використовуються класичні алгоритми обробки прийнятих коливань, які призводять до виникнення систематичних погрешностей вимірювання параметрів атмосфери. Усунення цих помилок вимірювання можливо при використанні описаного в статті алгоритму обробки радіоакустичних сигналів. Вид функції невизначеності, введеної в статті для сигналів радіоакустичних систем, дозволяє оцінити якість визначення параметрів атмосфери за допомогою тої чи іншої пари зондуючих акустичного та електромагнітного коливань.

Іл. 2. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 511.508.85

Ambiguity solids of sounding signals in the radioacoustic sounding systems of atmosphere / V. M. Kartashov, A. V. Volokh, V. V. Radionov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 94 – 99.

The classical algorithms for processing of recipient waves are applied to radioacoustic systems which result in occurrence of hard errors in atmosphere parameters measurement. The elimination of these metering error is possible when using of the radioacoustic signals processing algorithm, described in this paper. The form of ambiguity function reference in this paper for signals of radioacoustic systems, allows to estimate qualitative measure of atmosphere parameters for either pair of sounding acoustic and electromagnetic waves.

2 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.3.072.6

Математическая модель оптимальной по быстродействию нелинейной системы ФАП / О. М. Чекунова, С. А. Макаров, О. В. Чечуй // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 100 – 103.

На основе структурного анализа выбранной системы ФАП предложена оптимальная по быстродействию математическая модель системы ФАП, которая описывается дифференциальным уравнением 4-го порядка, и исследование которой в дальнейшем даст возможность предложить методику синтеза адаптивных нелинейных систем ФАП.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.3.072.6

Математична модель оптимальної по швидкодії нелінійної системи ФАП / О. М. Чекунова, С. А. Макаров, О. В. Чечуй // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 100 – 103.

На основі структурного синтезу обраної системи ФАП запропоновано оптимальну за швидкістю математичну модель системи ФАП, яка описується диференціальними рівняннями 4-го порядку. дослідження якої в подальшому дасть можливість запропонувати методику синтезу адаптивних нелінійних систем ФАП

Іл. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.3.072.6

Mathematical model of speed-optimal PAA non-linear system / O.M.Chekunova, S.A.Makarov, O.V.Chechuy // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 100 – 103.

Mathematical model of speed-optimal PAA system is offered using as a basis the chosen structurally synthesized PAA system. This mathematical model is described with a differential equation of the 4 th order. Further investigations will make it possible to offer the methods for synthesis of the adapted nonlinear PAA systems.

2 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.371

Распределение параметров сигнала ретрансляционного измерителя при флуктуациях отражателя / Е. И. Вдовиченко, А. Ф. Величко, Д. А. Величко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 104 – 111.

Определены законы распределения амплитуд, фаз, мощностей сигналов ретрансляционного измерителя при работе с флуктуирующим объектом. Зависимости получены применительно к использованию непрерывного сигнала с гармонической частотной модуляцией при ретрансляционном методе измерения.

Ил. 4. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.371

Розподіл параметрів сигналу ретрансляційного вимірника при флуктуаціях відбивача / Є. І. Вдовиченко, А. Ф. Величко, Д. А. Величко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 104 – 111.

Визначено закони розподілу амплітуд, фаз, потужностей сигналів ретрансляційного вимірника при роботі із флуктуючим об'єктом. Залежності отримані стосовно до використання безперервного сигналу з гармонійною частотною модуляцією при ретрансляційному методі вимірювання

Іл. 8. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.371.

Retransmission meter radiosignal distribution during monitoring a fluctuating reflector / Y. I. Vdovychenko, A. F. Velichko, D. A. Velichko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 104 – 111.

Amplitude, phase and power distribution laws of the signals reflected from fluctuating reflector at retransmission method have been obtained. Dependences have been derived as applied to the use of continuous signal with the FM harmonic using of the retransmission method of measurements.

8 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396

Гибридное кольцо СВЧ-диапазона / В. М. Бакуменко, А. Е. Чебитко, Т. П. Шитюха // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 112 – 115.

Проведен анализ модифицированного гибридного кольца СВЧ-диапазона. Показаны ограничения кольца, вызванные особенностями его конструкции.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396

Гібридне кільце НВЧ-діапазону / В. М. Бакуменко, А. Е. Чебітько, Т. П. Шитюха // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 112 – 115.

Проведено аналіз модифікованого гібридного кільця за допомогою апарата класичних та хвильових матриць. Показані обмеження кільця, викликані особливостями його конструкції.

Табл. 1. Іл. 4. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396

The microwave hybrid ring / *V. M. Bakumenko, A. E. Chebytko, T. P. Chytoha* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 112 – 115.

The analysis of the modified hybrid ring by classical and wave matrix apparatus is carried out. The constructive restrictions of the hybrid ring are shown.

1 tabl. 4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.385.6

Распределение пространственного заряда в магнетронах на пространственных гармониках с неоднородной резонаторной системой / *Е. В. Фурсова* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. С. 116 – 121.

Проведен анализ особенностей электронно-волнового взаимодействия в резонаторных системах магнетронного типа при наличии в них малых периодических неоднородностей. Рассмотрены структуры электромагнитного поля, их эволюции во времени и закономерности формирования поля пространственного заряда.

Полученные результаты позволяют объяснить некоторые механизмы срыва генерации в практических конструкциях магнетронов на пространственных гармониках.

Табл. 1. Ил. 4. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.385.6

Розподіл просторового заряду в магнетронах на просторових гармоніках з неоднорідною резонаторною системою / *О. В. Фурсова* // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 116 – 121

Проведено аналіз особливостей електронно-хвильової взаємодії в резонаторних системах магнетронного типу при наявності в них малих періодичних неоднорідностей. Розглянуто структури електромагнітного поля, їх еволюції у часі та закономірності формування поля просторового заряду.

Отримані результати дозволяють пояснити деякі механізми зриву генерації в практичних конструкціях магнетронів на просторових гармоніках.

Табл. 1. Іл. 4. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.385.6

Spatial charge distribution in the spatial-harmonic magnetrons with nonuniform oscillatory system / *E. V. Fursova* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. №150. P. 116 – 121.

Peculiarities of the electron-wave interaction in magnetron-type oscillatory systems with small periodic perturbations have been analyzed. Structures of electromagnetic field, their evolution in time and regularities of the formation of the space charge field are considered.

The received results allow to explain some mechanisms of oscillation suppression in practical design of the spatial-harmonic magnetrons.

1 tab. 4 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.373.826

Влияние спектрального состава излучения накачки на энергетические характеристики лазера на спиртовом растворе родамина на 6Ж / *П. Г. Дальченко, М. И. Дзюбенко, В. П. Пелитенко* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 122 – 127.

Експериментально показано, що для спиртового розчину родаміна 6Ж ефективність преобразования фотонів накачки в фотони генерації залежить від спектрального складу випромінювання накачки. Удалення з спектра накачки імпульсної лампи випромінювання з довжиною хвиль менш за 320 нм приводить до 50% збільшенню ефективності преобразования. Предложено відносно простий метод, позволяющий оценить с помощью нелюминесцентных фильтров предполагаемый выигрыш по энергии генерації при использовании специально подобранных люминесцентных трансформаторов.

Ил. 5. Библиогр.: 17 назв.

УДК 621.373.826

Вплив спектрального складу випромінювання накачки на енергетичні характеристики лазера на спиртовому розчині родаміну 6Ж / *П. Г. Дальченко, М. И. Дзюбенко, В. П. Пелитенко* // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 122 – 127.

Експериментально показано, що для спиртового розчину родаміну 6Ж ефективність перетворення фотонів накачки у фотони генерації залежить від спектрального складу випромінювання накачки. Видалення з спектру накачки імпульсної лампи випромінювання з довжиною хвиль менш за 320 нм спричиняє збільшення на 50 % ефективності перетворення. Запропоновано відносно простий метод, за яким можна за допомогою нелюмінісцентних фільтрів оцінити припустимий виграш в енергії генерації при застосуванні спеціально відібраних люмінісцентних трансформаторов.

Іл. 5. Бібліогр.: 17 назв.

UDC 621.373.826

The influence of the spectral composition of pump emission on energetic characteristics of laser on alcohol solution of rodamin 6G / P. G. Dalchenko, M. I. Dzybenko, V. P. Pelipenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007 № 150. P 122 – 127.

It was shown experimentally that effectivity of transformation pump photons into generation photons in alcohol solution of rodamin 6G depends on spectral composition of the pump emission. Retiring from pump spectrum of impulse lamp emission with wavelength less than 320 nm causes the increase in effectivity of transformation up to 50 %. The simple method to evaluate the prognostic gain in energy of generation using special kind of luminiscent transformers with help of non-luminiscent filters was offered

5 fig. Ref.: 17 items.

УДК 535:621.375.826.004.14

Развитие прецизионной технологии измерения оптических частот с использованием фемтосекундного лазера / А. М. Негрийко, Л. П. Яценко, І. В. Мацнев, Ю. П. Мачехин, А. С. Литвиненко, А. Ю. Красногоров, К. І. Мунтян // Радиотехника: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 128 – 136.

Ориентируясь на развитие стабилизированных по частоте лазеров для обеспечения лазерной интерферометрии была разработана система измерения абсолютных оптических частот на базе генератора оптического суперконтинуума реализованного на основе фемтосекундного лазера. Предложена фундаментальная система длин волн («многоцветные» источники длин волн), измерение значения которых возможно только при условии использования фемтосекундного лазера.

Табл. 1. Ил. 6. Библиогр.: 8 назв.

УДК 535:621.375.826.004.14

Розвиток прецизійної технології вимірювання оптичних частот з використанням фемтосекундного лазера / А. М. Негрийко, Л. П. Яценко, І. В. Мацнев, Ю. П. Мачехин, А. С. Литвиненко, А. Ю. Красногоров, К. І. Мунтян // Радиотехника: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 128 – 136

Орієнтуючись на розвиток стабілізованих по частоті лазерів для забезпечення лазерної інтерферометрії у роботі було створено систему вимірювання абсолютних оптичних частот на базі генератора оптичного суперконтинууму з використанням фемтосекундного лазера. Запропоновано створення фундаментальної системи довжин хвиль («багатокольорових» джерел мір довжини) вимірювання якіх можливо тільки з використанням фемтосекундного лазера.

Табл. 1. Іл. 6. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 535:621.375.826.004.14

Development precision technology of optical frequency measurement based on femtosecond / A. M. Negryiko, L. P. Yatsenko, I. V. Matsnev, Y. P. Machekhin, A. S. Litvinenko, A. Y. Krasnogorov, K. I. Muntian // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 128 – 136.

Based on development of lasers with frequency stabilization for laser interferometer the system was developed for absolute optical frequency measurement using the optical supercontinuum generator and femtosecond laser. The fundamental system of wavelength or «multicolor» lasers was offered.

1 tab. 6 fig. Ref.: 8 items.

УДК 537.876.4

Управление спектральными свойствами одномерного магнитофотонного кристалла с «дефектным» слоем / С. В. Черновцев // Радиотехника: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 137 – 143.

Приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований зависимости спектральных свойств магнитного одномерного магнитофотонного кристалла с «дефектным» слоем на основе феррита от внешнего статического магнитного поля. Экспериментально продемонстрирована частотная перестройка резонансного пика в спектре пропускания структуры с помощью магнитного поля. Показано, что перестройка резонансной частоты объясняется дисперсионными свойствами феррита. Рассмотрено влияние магнитного поля на добротность резонансных колебаний.

Ил. 7. Библиогр.: 10 назв.

УДК 537.876.4

Керування спектральними властивостями одновимірного магнітофотонного кристалла з «дефектним» шаром / С. В. Черновцев // Радиотехника: Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 137 – 143.

Наведено результати експериментальних та теоретичних досліджень залежності спектральних властивостей магнітного одновимірного магнітофотонного кристалла з «дефектним» шаром на засаді фериту від зовнішнього статичного магнітного поля. Експериментально продемонстрована частотне перестроювання резонансного піку в спектрі пропускання структури за допомогою магнітного поля. Показано, що

перестоявання резонансної частоти пояснюється дисперсійними властивостями фериту. Розглянуто вплив магнітного поля на добротність резонансних коливань.

Л. 7. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 537.876.4

The control of spectral properties of one-dimensional magnetophotonic crystal with a «defect» layer / S. V. Chernovisev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 137 – 143.

Results of experimental and theoretical study of the ferrite based one-dimensional magnetophotonic crystal's spectral properties versus the external static magnetic field are presented. The frequency detuning of the resonant peak in the transmission spectrum of the structure by means of the magnetic field is demonstrated experimentally. It is revealed, that varying of the spectrum by the external magnetic field is caused by dispersive properties of ferrite. The influence of the magnetic field on Q-factor of the resonance oscillation is under consideration.

7 fig. Ref.: 10 items.

УДК 517.958

Оценка длины сепарационного канала микрофлюидной электрохемилумinesцентной системы для эффективного разделения аминокислот / Е. Н. Музыка, Н. Н. Рожницкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 144 – 147.

Исследован процесс фракционирования пробы с аминокислотами (триптофан, тирозин, пролин, метионин), что мигрирует в буферном растворе в прямом сепарационном канале из полиметилметакрилата трапецепоподобного сечения микрофлюидной электрохемилумinesцентной системы капиллярного электрофореза при разных условиях (напряжение 1 кВ и 2кВ, длина сепарационного канала 2 и 5 см, рН 4 и 7). На базе разработанной и реализованной методом конечных разностей модели электрокинетического движения пробы вычислен характер распределения данных аминокислот вдоль зоны пробы. Показано, что достижение высокоскоростного разделения возможно при возрастании напряженности электрического поля. Отмечено, что наиболее быстрое разделение аминокислот составляет 4 с.

Л. 3. Бібліогр.: 12 назв.

УДК 517.958

Оцінка довжини сепаратійного каналу мікрофлюїдної електрохемілюмінесцентної системи для ефективного розділення амінокислот / К. М. Музыка, М. М. Рожницький // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 144 – 147.

Досліджено процес фракціонування проби з амінокислотами (триптофан, тирозин, пролін, метіонін), що мігрує в буферному розчині в прямому сепаратійному каналі з поліметилметакрилату трапецепоподобного перерізу мікрофлюїдної електрохемілюмінесцентної системи капілярного електрофорезу за різних умов (напруга 1 кВ і 2 кВ, довжини сепаратійного каналу 2 і 5 см, рН 4 та 7). На базі розробленої та реалізованої методом кінцевих різниць моделі електрокінетичного руху проби обчислено характер розподілу даних амінокислот вздовж зони проби. Показано, що досягнення високошвидкісного розділення можливе при зростанні напруженості електричного поля. Відмічено, що найшвидше розділення амінокислот становить 4 с.

Л. 3. Бібліогр.: 12 назв.

UDC 517.958

Estimation of the microfluidic electrochemiluminescent system separation channel length for effective amino acids separation / K. M. Muzyka, N. N. Rozhitskii // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 144 – 147.

The process of fractionating of the sample with aminoacids (tryptophan, tyrosine, proline, methionine) migrating in a buffer solution through a straight separation channel with the trapezoidal cross-section made of polymethylmethacrylate within a microfluidic electrochemiluminescent capillary electrophoresis system under different conditions (voltage 1 kV and 2 kV, separation channel length 2 and 5 cm, pH 4 and 7) was investigated. The nature of the mentioned aminoacids distribution along sample zone was calculated on the basis of the developed model of electrokinetic sample motion that was implemented using finite-difference method. It was shown that the achievement of a high-speed separation is possible at the increase of the electric field strength. It was found that the fastest aminoacids separation is 4 s.

3 Fig. Ref.: 12 items.

УДК 621.383

Раднаціонно-чутливі інтегральні детектори на основі соединеній АⁿВ^{VI} / А. Б. Галат, П. А. Гашиш, Б. В. Гринев, Н. Г. Старжинский, И. М. Зеня // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 148 – 150.

Рассмотрены методы получения фоточувствительных структур типа $n\text{ZnSe}(\text{Te})\text{-}p\text{ZnTe}$ и $\text{ZnSe}(\text{Te})/p\text{ZnTe-nCdSe}$ путем использования твердо- фазных реакций замещения и последующего эпитаксиального роста на кристаллах $\text{ZnSe}(\text{Te})$. Показано, что амплитуда выходного сигнала интегральных

детекторов составляет 1,2-1,4 В, а рентгеночувствительность достигает величин 150-200 нА·мин/см²·Р. Динамический диапазон выходных параметров составляет 10⁵, уровень послесвечения через 20 мс – не более чем 0.05 %, что позволяет использовать их в детектирующих системах рентгеновских интроскопов.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.383

Радіаційно-чутливі інтегральні детектори на основі сполучень А^{IV}В^{VI} / О. Б. Галат, П. О. Гашиш, Б. В. Гриньов, М. Г. Старжинський, І. М. Зеня // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 148 – 150.

Розглянуто методи отримання фоточувливих структур типу *n*ZnSe(Te)-*p*ZnTe і ZnSe(Te)/*p*ZnTe-*n*CdSe шляхом використання твердофазних реакцій заміщення і подальшого епітаксимального зростання на кристалах ZnSe(Te). Показано, що амплітуда вихідного сигналу інтегральних детекторів дорівнює 1,2-1,4 В, а рентгеновська чутливість досягає величин 150-200 нА·мін/см²·Р. Динамічний діапазон вихідних параметрів дорівнює 10⁵, рівень післясвітіння через 20 мс не більш ніж 0.05 %, що дозволяє використовувати їх у детектуючих системах рентгеновських інтроскопів.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

UDC 621.383

Radiation sensitive integrated detectors based on A^{IV}B^{VI} compounds / A. B. Galat, P. A. Gashin, B. V. Grinyov, N. G. Starzhinskiy, I. M. Zenya // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 148 – 150.

Methods for preparation of photosensitive structures of *n*ZnSe(Te)-*p*ZnTe and ZnSe(Te)/*p*ZnTe-*n*CdSe type using solid-phase substitution reactions and subsequent epitaxial growth on crystals ZnSe(Te) are considered. It has been shown that maximum e.m.f. value for the integrated detectors is 1,2-1,4 V, and their X-ray sensitivity reaches values up to 150-200 nA min/R·cm². Dynamic linearity range of the output characteristics of the detectors was not less than 10⁵, the afterglow level in 20 ms was less than 0.05 %, allowing to use them in X-ray tomographs.

3 fig. Ref.: 5 items.

УДК 539.2+541.18+621.38

Нанолітографія – наноімпринтинг / І. Ш. Невлюдов, В. А. Палагін, Е. А. Фризуок, О. Г. Шинкаренко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 151 – 158.

Нанотехнології являються революційним напрямком розвитку техніки ХХІ века. Оптичні методи літографії, електронна і рентгеновська літографія дозволяють отримувати елементи з розмірами не менше 50 нм.

Производительность процессов уменьшается с уменьшением размеров элементов.

Методи наноімпринтінгової літографії придатні для масового виробництва і дозволяють виготовляти елементи з розрешаючою здатністю менше 10 нм на підложці 10x10 см і більше. Розглянуті різні види НІЛ: гаряче пресування (тиснення), УФ-стимулювання, зворотний наноімпринтинг, наноконтактна печать, мікроконтактна печать, нанопечать переносом.

Илл. 14. Библиогр.: 14 назв.

УДК 539.2+541.18+621.38

Нанолітографія – наноімпринтинг / І. Ш. Невлюдов, В. А. Палагін, Е. А. Фризуок, О. Г. Шинкаренко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 151 – 158.

Нанотехнології визначені як революційний напрямок розвитку техніки ХХІ сторіччя. Оптичні методи літографії, електронна та рентгеновська літографія дозволяють отримувати елементи мікросхем з розмірами не меншими 50 нм. При цьому продуктивність процесів зменшується із зменшенням розмірів елементів.

Методи наноімпринтінгової літографії (НІЛ – NIL), придатні для масового виробництва, дозволяють отримувати елементи з розрізняючою здатністю меншою 10 нм на підкладках 10x10 см і більше. Розглянуті різні види НІЛ: гаряче пресування (тиснення), УФ-стимуляція, зворотний наноімпринтинг, наноконтактний друк, мікро контактний друк, нанодрук перенесенням.

Ил. 14. Библиогр.: 14 назв.

UDC 5392+541.18+621.38

Nanolithography – nanoimprinting / I. Sh. Nevlyudov, V. A. Palagin, E. A. Frizuk, O. G. Shinkarenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 151 – 158.

Nanotechnologies represent a revolutionary technical direction in the XXI century. The optical methods of lithography, the electronic beam and X-ray lithography permit to obtain elements whose dimensions are no less than 50 nm. In opposite case productivity of the processes decreases with the elements' dimensions decrees.

The nanoimprinting lithography (NIL) methods are useful for large-scale production they allow to make elements with a resolution less than 10 nm on the 4x4 inch wafers and more. Different types of NIL are considered: thermal NIL, UV-stimulation P-NIL, reversal nanoimprinting, nanocontact print, μ -contact printing, nanotransfer.

14 fig. Ref.: 14 items.

УДК 53.082.74

Стеклопластиковый криостат для магнитного микроскопа на основе ВТСП СКВИДов / В. Ю. Ляхно, С. И. Мельник, Ю. В. Фоменко, В. И. Шнырко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 159 – 166.

Проведены исследования стеклопластикового криостата для магнитного микроскопа на основе матрицы высокотемпературных СКВИДов. При диаметре сапфирового окна криостата 10 мм расстояние между измеряемым образцом и чувствительными элементами не превышает 500 мкм. Толщина сапфирового окна равна 300 мкм. Полезный объем жидкого азота составляет 1,2 л, а равновесная скорость испарения 0,36 л в сутки. Тепловизионный анализ распределения температуры внешней поверхности криостата показывает, что эта скорость в основном определяется теплопритоком в области сапфирового окна криостата. Проведена оценка спектральной плотности электромагнитных шумов криостата генерируемых суперизоляцией, тепловым экраном и механизмом перемещения сапфирового окна относительно матрицы СКВИДов. Показано, что основным источником шума является металлический сильфон, предназначенный для перемещения держателя СКВИДов, и его вклад может быть подавлен заменой материала. Обсуждается вопрос улучшения вакуумных свойств суперизоляции. Пространственное разрешение СКВИД микроскопа анализируется с применением метода регуляризации.

Ил. 5. Библиогр.: 17 назв.

УДК 53.082.74

Склопластиковий криостат для магнітного мікроскопу на основі ВТНП СКВИДів / В. Ю. Ляхно, С. І. Мельник, Ю. В. Фоменко, В. І. Шнырков // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вып. 150. С. 159 – 166.

Проведено дослідження склопластикового криостату для магнітного мікроскопу на засаді матриці високотемпературних СКВИДів. При діаметрі сапфірового вікна криостату 10 мм відстань між дослідним образчиком та чутливими елементами не перевищує 500 мкм. Товщина сапфірового вікна дорівнює 300 мкм. Корисний об'єм рідкого азоту складає 1,2 л, а рівноважна швидкість випаровування 0,36 л на добу. Тепловізійний аналіз розподілу температури зовнішньої поверхні криостату вказує, що ця швидкість загалом спричинена теплопостачанням в області сапфірового вікна криостату. Проведено оцінку спектральної щільності електромагнітних шумів криостату, генеруємих суперізоляцією, тепловим екраном та механізмом переміщення сапфірового вікна відносно матриці СКВИДів. Вказано, що головним джерелом шуму є металевий сильфон, призначений для переміщення утримувача СКВИДів, і його вклад може бути пригніченим заміною матеріалу. Розглянуто питання поліпшення вакуумних властивостей суперізоляції. Просторове розділення СКВИД мікроскопу проаналізовано з використанням метода регуляризації.

Ил. 5. Библиогр.: 17 назв.

UDC 53.082.74

FRP Dewar for HTS SQUIDS Microscope / V. YU. Lyakhno, S. I. Melnik, YU. V. Fomenko, V. I. Shnyrkov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 159 – 166.

We have constructed and test a FRP Dewar for multichannel scanning HTS SQUIDS microscope. The sapphire window diameter was 10 mm and the total distance between SQUID and current-sample was kept to about 0.4 mm. The sapphire window thickness was 0.3 mm. The Dewar liquid nitrogen LN₂ volume was 1.2 liter and the boiling rate was about 0.36 L/day. Temperature field isocontour maps of the Dewar bottom was measured by IR technique. The noise spectra of the Dewar with stainless steel bellows of height control mechanism in the bottom space were estimated. It is concluded that the axial component of the thermal magnetic noise of a Dewar is mainly caused by conductor parts in the bottom space and can be suppressed by proper materials. The high vacuum between layers in superinsulation arrangement in our Dewar designed for magnetic inverse technique is also reported. Finally, we show how noise-filtering techniques can be used to construct a current-density image.

5 fig. Ref.: 17 items.

УДК 621.865

Адаптація манипулятора MR-999Е к условиям эксперимента / А. М. Цымбал // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 159 – 166.

Рассматриваются особенности манипулятора MR-999Е и возможности его адаптации к условиям проведения экспериментов. Приводится решение обратной позиционной задачи для тризвенного манипулятора. Разработано программное обеспечение устройства управления манипулятором.

Табл. 2. Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.865

Адаптація маніпулятора MR-999Е до умов експерименту / О. М. Цимбал // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вып. 150. С. 159 – 166.

Розглядаються особливості маніпулятора MR-999Е та можливості його адаптації до умов проведення експериментів. Наводиться розв'язання зворотної позиційної задачі для триланкового маніпулятора

Розроблено програмне забезпечення пристрою керування маніпулятором.

Табл. 2. Іл. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.865

Manipulator MR-999E adaptation to the conditions of experiment / O. M. Tsybal // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 159 – 166.

The parameters of MR-999E manipulator and perspectives of it's adaptation to conditions of experiment are considered. The inverse positional task solution for three-joint manipulator is included. The software of manipulator controller is developed.

2 tab. 2 fig. Ref.: 4 items.

УДК 681.5.03.033

Оценка показателя качества подсистем автосопровождения по дальности и угловой координате многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой. / В. А. Васильев, А. А. Ковальчук, А. А. Сосунов // Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 171 – 174.

Осуществлена сравнительная оценка пропускной способности многоканальной РЛС с фазированной антенной решеткой для подсистем автосопровождения по дальности и угловой координате при различных отношениях сигнал/шум.

Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 681.5.03.033

Оцінка показника якості підсистем автосупроводження за дальністю та кутовою координатою багатоканальної РЛС з фазованою антенною решіткою. / В. А. Васильєв, А. О. Ковальчук, О. О. Сосунів // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 171 – 174.

Здійснена порівняльна оцінка пропускної здатності багатоканальної РЛС з фазованою антенною решіткою для підсистем автосупроводження за дальністю та кутовою координатою при різноманітних відношеннях сигнал/шум.

Іл. 1. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 681.5.03.033

The range tracking and the angle tracking subsystems quality parameter estimation of multichannel phase-array radar. / V. A. Vasilev, A. A. Kovalchuk, A. A. Sosunov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. № 150. P. 171 – 174.

The range tracking and the angle tracking subsystems throughput comparative estimation of multichannel phased-array radar is carried out for the several signal-to-noise ratios.

1 fig. Ref.: 7 items.

УДК 615.47

Математическое моделирование специальной полосковой антенны с правокруговой поляризацией / Г.А. Чуканова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 150. С. 175 – 182.

Приведены структурная схема, принцип действия и конструкция аппарата медицинского радиоволновой терапии (АМРВТ). Представлены результаты строгого математического моделирования и экспериментального исследования электродинамических характеристик излучателя аппарата медицинского радиоволновой терапии АМРВТ на рабочей частоте 1,25 ГГц. Результаты расчета и эксперимента находятся в хорошем соответствии.

Ил. 16. Библиогр.: 4 назв.

УДК 615.47

Математичне моделювання спеціальної полоскової антени із правоколовою поляризацією / Г.А. Чуканова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 175 – 182.

Наведено структурну схему, принцип дії та конструкція апарата медичного радіохвильової терапії (АМРВТ). Представлено результати строгого математичного моделювання й експериментального дослідження електродинамічних характеристик випромінювача апарата медичного радіохвильової терапії на робочій частоті 1,25 ГГц. Результати розрахунку й експерименту знаходяться у гарній відповідності.

Іл. 16. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 615.47

Simulation of special smoothing antenna with right-hand-circle polarization / G.A. Chukanova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2007. N.150. P.175 – 182.

Structural scheme, functional principle and design of the of medical RF-therapy (AMRFT) equipment are given. Results of rigorous simulation and experimental investigation of the AMRFT electro-dynamics characteristics of on the frequency of 1,25 GHz. Results of simulation and experiments are in good agreement.

6 fig. Ref.: 4 items

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА**
Випуск 150
Російською, українською та англійською мовами

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА**
Выпуск 150
На русском, украинском и английском языках

Коректор Л.І. Сащенко

Підп. до друку 25. 09. 2007. Формат 60x90/8. Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк. ризограф.
Ум. друк. арк. 11.2. Обл.-вид. арк. 10,3. Тираж 300 прим. Зам. № 89. Ціна договір.

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

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ „Колегіум”. тел. (057) 703-53-74.
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої діяльності до Державного реєстру видавців.
Сер. ДК №1722 от 23.03.2004