

P 15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

**Выпуск посвящается 40-летию радиотехнического факультета
Харьковского национального университета радиоэлектроники**

Основан в 1965 г.

В Ы П У С К 130

744248

Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки

2002

644.248
P15

циальных изданий ВАК Украины по физико-математическим

зо КВ № 4486 от 22.08.2000 г.

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

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

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 46 от 29.11.2002 г.

Адрес редакционной коллегии: Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ), просп. Ленина, 14, Харьков, 61166. Тел. (0572)40-93-97.

744248

Содержание	3
Предисловие	7

АНТЕННЫ, ТЕХНИКА СВЧ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

<i>Токарский П.Л.</i> Поляризационные потери решетки электрических диполей, расположенных над границей раздела двух сред	9
<i>Должиков В.В.</i> Статистический синтез апертурных антенн по заданному распределению поля в зоне Френеля	16
<i>Омаров М.А., Грецих Д.В., Шокало В.М.</i> Потенциальные возможности антенн-выпрямителей миллиметрового диапазона волн	24
<i>Кухтин А.А.</i> О границах зоны Френеля круглой апертуры в материальных средах	29
<i>Гомозов В.И., Гомозов А.В., Титов С.В.</i> Метод формирования последовательностей сфокусированных пространственно-временных импульсов при использовании многоступенчатого V-образного распределения частот по апертуре плоских ФАР	33
<i>Овсяников В.В.</i> Электродинамические и радиотехнические характеристики излучателя на основе плазмы газового разряда	39
<i>Козарь А.И.</i> Рассеяние электромагнитных волн системой плоских однослойных решеток резонансных магнитодиэлектрических сфер	42
<i>Чурюмов Г.И., Буц А.В.</i> Основные особенности регулярной и хаотической динамики осциллятора Дюффинга	54
<i>Грицунов А.В., Чурюмов Г.И.</i> К моделированию прохождения радиоимпульса через нелинейную структуру медленной волны	60
<i>Панченко А.Ю.</i> Отражение акустических волн от плоской струи	68
<i>Спицын А.И.</i> Затухание свободных колебаний в объемном резонаторе с проводящими стенками и изменение его резонансных частот относительно частот резонатора с идеально проводящими стенками	72
<i>Терещенко А. И., Марков Д. В.</i> О распределении эффективного поля и поляризованности при СВЧ-облучении зерен сельскохозяйственных культур	75
<i>Бородин Б.Г., Абу Анзех Ияд, Ананьин В.В.</i> Техника микроволнового контроля в полупроводниковом материаловедении	79
<i>Гимпелевич Ю.Б.</i> Обработка измерительной информации коммутационных многополюсных преобразователей комплексных параметров микроволновых трактов	85

РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И УСТРОЙСТВА

<i>Прудыус И.Н., Захария И.А., Синявский А.Т.</i> Моделирование процессов формирования поперечных радиолокационных портретов методом моментов с использованием wavelet-функций	90
<i>Кравченко Н.И., Ленчук Д.В.</i> Точностные характеристики цифрового измерителя доплеровского смещения частоты метеосигнала при работе в условиях воздействия отражений от местных предметов	97
<i>Коваль Ю.А., Бавыкина В.В.</i> Основы теории многопозиционных систем синхронизации времени и частоты. 1. Постановка задачи	109
<i>Трамбовецкий С.В.</i> Синхронизация шкал времени через компьютерные сети.	117
<i>Кундюков С.Г., Луценко А.Б.</i> Измерение аппаратурных задержек в радиометеорных системах синхронизации.	121
<i>Кашеев Б.Л., Коломиец С.В.</i> Обнаружение межзвездных частиц и критерии отбора метеорных потоков.	127

<i>Бабкин С.И., Груша Г.В., Прошкин Е.Г. Радиоакустическое зондирование атмосферы на основе многоэлементной антенны</i>	<i>135</i>
<i>Карташов В.М. Анализ и выбор зондирующих сигналов радиоакустических систем</i>	<i>141</i>
<i>Стрелковская И.В., Григорьева Т.И., Зуев С.И. Моделирование динамики управления в телекоммуникационных системах с помощью интерполяционных сплайнов</i>	<i>147</i>
<i>Колендовская М.М., Булага В.В. Вариант структуры медицинской интеллектуальной системы «Политравма-1»</i>	<i>152</i>
<i>Нарытник Т.Н., Жегестовский В.И., Холод Л.Н. Анализ влияния сосредоточенных модулированных помех на качество приема цифровых сигналов</i>	<i>158</i>
<i>Рожницкий Н.Н., Васянович Д.А., Набока А.Н., Замковой А.С. Органические лазеры с электрохимическим возбуждением. Физическая и математическая модели процессов в оптохемотронном квантовом генераторе.</i>	<i>163</i>
<i>Письменецкий В.А., Слипенко Н.И., Платонов П.И. Анализ технологических погрешностей изготовления дисперсионных линий задержки на поверхностных акустических волнах для устройства идентификации импульсных сигналов</i>	<i>172</i>
<i>Рапин В.В. Формирование фазовой обратной связи в неавтономных квазигармонических динамических системах</i>	<i>178</i>
<i>Олейников А.Н., Сосновчик Д.М. Защита речевой информации методом адаптивной фильтрации</i>	<i>182</i>
<i>Олейник В.Ф., Зуев С.И. Методы распределенного управления в телекоммуникационных системах</i>	<i>190</i>
<i>Лебедев П.Ф., Моисеев В.П. Резонансные цепи радиоэлектроники</i>	<i>194</i>
<i>Гордиенко Э.Ю. Экспериментальное определение поглотительной способности комбинированных высокотемпературных сверхпроводниковых болометрических детекторов</i>	<i>204</i>
<i>Манжос В.Н., Попонин Ю.А. Алгоритмы определения координат целей и анализ точностных характеристик в угломерной и угломерно-разностно-дальномерной системах с произвольным числом и расположением выносных пунктов</i>	<i>208</i>

ПРОБЛЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ В РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ

<i>Келеберда И.Н. Создание спецификации языка разметки учебного материала для разработки обучающего ресурса при организации дистанционного обучения</i>	<i>215</i>
<i>Сокращения в пристатейных списках литературы.</i>	<i>221</i>
<i>Рефераты – Реферати – Abstracts</i>	<i>222</i>

CONTENTS

Contents	3
Preface.	7
ANTENNAS, MICROWAVE ENGINEERING AND RADIO WAVES PROPAGATION	
<i>Tokarsky P.L.</i> Polarization losses of a dipole array placed over the interface between two media	9
<i>Dolzhikov V.V.</i> Aperture antennas statistical synthesis with a prescribed field distribution in the Fresnel zone	16
<i>Omarov M.A., Gretsikh D.V., Shokalo V.M.</i> Potential possibilities of millimeter wave band antennas-rectifiers.	24
<i>Kuhtin A.A.</i> About the borders of Fresnel zone of round aperture in environment with losses	29
<i>Gomozov V.I., Gomozov A.V., Titov S.V.</i> Method of forming the consequences of the focused spatially-time impulses using multistep V-shape distribution of the frequencies along the aperture in the plane PAA	33
<i>Ovsyanikov V.V.</i> Electrodynamic and radioengineering characteristics of radiator based on gas discharge plasma	39
<i>Kozar A.I.</i> Electromagnetic waves scattering on the grate of the resonant magnetodielectric spheres	42
<i>Churyumov G. I., Buts A.V.</i> Main features of regular and chaotic dynamics of Duffing oscillator	54
<i>Gritsunov A.V., Churyumov G.I.</i> On simulation of a radio pulse advancing through a non-linear slow-wave structure	60
<i>A.Yu. Panchenko</i> Reflection of acoustic waves from a flat jet	68
<i>Spitsyn A.I.</i> Natural oscillation damping in a cavity resonator with conducting walls and variation of resonance frequency relative to the frequencies of the resonator with perfectly conducting walls	72
<i>Tereshchenko A.I., Markov D.V.</i> On distribution of effective field and polarization under microwave-radiation action on the cereal crops	75
<i>Borodin B.G., Abu Anzeh Iyad, Ananyin V.V.</i> Microwave control technique in semiconductor materials science	79
<i>Gimpilevich Yu.B.</i> Information processing of multiport circuit commutation complex parameter instruments of microwave sections	85
RADIOELECTRONIC SYSTEMS AND DEVICES	
<i>Prudyus I.N., Zakharia Y.A., Siniavsky A.T.</i> Simulation of processes of radar azimuth-profiles formation with the method of moments using wavelet functions	90
<i>Kravchenko M.I., Lenchuck D.V.</i> Precision characteristics of meteor signal Doppler frequency shift digital meter operating under condition of action of reflection from the local objects	97
<i>Koval Yu.A., Bavykina V.V.</i> Fundamentals of the theory of time and frequency synchronization multiposition systems. 1. Statement of the problem	109
<i>Trambovetskiy S.V.</i> Time scales synchronization via computer networks.	117
<i>Kundyukov S.G., Lutsenko A.B.</i> Measurement of hardware delays in radiometeoric systems of synchronization	121
<i>Kashcheyev B.L., Kolomiyets S.V.</i> Interstellar particle detection and selection criteria of the meteor streams.	127
<i>Babkin S.I., Grusha G.V., Proshkin E.G.</i> Radioacoustic atmospheric sounding in terms of multi-element antenna	135

	141
<i>Diretkovskaya I.V., Grigorieva T.I., Zuev S.I. Modeling of communication systems using the interpolation splines</i>	147
<i>Kolendovskaya M.M., Bulaga V.V. Variant of structure of medical intelligence</i>	152
<i>Manzhos V.N., Zhukovskiy V.I., Kholod L.N. Analysis of the concentration of noise action on the digital signals reception quality</i>	158
<i>Rozhitskiy N.N., Vasyanovich D.A., Naboka A.N., Zamkovoy A.S. An organic lasers with electrochemical excitation. Physical and mathematical models of processes in the optochemotronic quantum generator</i>	163
<i>Pismenetsky V.A., Slipchenko N.I., Platonov P.I. Analysis of SAW DLW production technological mistakes in pulse signals' identification devices</i>	172
<i>Rapin V.V. Phase feedback shaping in nonautonomous quasi-harmonic dynamic systems</i>	178
<i>Oleynikov A.N., Sosnovchik D.M. Protection of speech information with the adaptive filtration method</i>	182
<i>Olejnik V.F., Zuyev S.I. Methods of the distributed management in telecommunication systems</i>	190
<i>Lebedev P.F., Moiseyev V.P. Resonant circuits of radio electronics</i>	194
<i>Gordiyenko E.Yu. Experimental determination of the absorptivity of combined high temperature superconducting bolometric detectors</i>	204
<i>Manzhos V.N., Poponin Y.A. Targets coordinates definition algorithms and analysis of precision characteristics in goniometric and goniometric-difference long distance systems with a random number and remote points location</i>	208

PROBLEMS OF EDUCATION IN RADIO ELECTRONICS

<i>Keleberda I.N. Creation of the markup language specification of learning material for development of education resource when organizing the distance education</i>	215
Abbreviations in references	221
Abstracts	222

Когда-то все было впервые...



Ректор ХНУРЭ д-р техн. наук, проф. М.Ф. Бондаренко



Директор Института радиотехники д-р техн. наук, проф. В.М. Шокало



Декан радиотехнического факультета проф. С.Н. Сакало

40 лет назад радиотехнический факультет Харьковского национального университета радиоэлектроники принял первых студентов. Изначально делая ставку на высокое качество обучения, факультет установил партнерские отношения с ведущими радиотехническими институтами страны, ежегодно посылая на стажировку преподавателей. Благодаря грамотно выбранной стратегии факультет приобрел большую популярность среди молодежи, желающей получить радиотехническое образование.

С первого дня началась интенсивная работа по созданию и развитию учебно-лабораторной базы факультета. Программа ее развития всегда предполагала соответствие современному уровню радиоэлектроники. Созданные в разное время учебные лаборатории позволяют и сегодня, в условиях острого дефицита материальных ресурсов, расширять спектр исследовательских задач, отвечающих новейшим направлениям радиоэлектроники; успешно работают телевизионный центр, лаборатории спутникового телевидения, радиоэлектронной офисной техники, цифровой связи.

Современная материально-техническая база позволила развернуть подготовку специалистов в области создания средств защиты информации от несанкционированного доступа в сетях связи, специалистов по разработке технических средств извлечения информации, проектированию и эксплуатации систем мобильной радиосвязи и взаимодействующих с ними компьютерных сетей с беспроводным доступом, мобильных офисов и мобильного Интернет. Развиваются специализации по сотовому телевидению, проектированию и организации видеокомпьютерных систем и студий для производства видеопродукции с элементами виртуальной реальности, по созданию технологий производства мультимедийной продукции. В основу обучения положено автоматизированное проектирование радиоэлектронных средств с использованием Интернет-технологий, обеспечивающих доступ к базам данных электронных компонентов и лицензированного программного обеспечения ведущих фирм-разработчиков.

Качество образования поддерживается также изданием учебников, учебных пособий и научных монографий.

Уровень подготовки специалистов подтверждается золотыми медалями студентов на Всеукраинских олимпиадах по радиотехнике, высокой оценкой работы наших выпускников в ведущих фирмах западных стран.

Расширяется география деятельности факультета. Созданный в предыдущие годы научно-педагогический и

научно-технический потенциал дал возможность использовать и внедрять дистанционные методы обучения.

Сегодня на факультете созданы все условия для подготовки специалиста высокого уровня, но и всесторонне развитой, гармоничной. Техническое образование и воспитание профессиональной культуры возглавляет замечательная плеяда выпускников харьковской школы радиотехники. Это их интеллект, их человеческие качества способствуют наполнению рынка труда высокообразованными специалистами – инженерами радио и телевидения.

С первого дня на факультете начали развиваться и научные направления. В многогранной научной биографии коллектива – достижения в фундаментальных областях радиофизики, в изучении ионосферы и распространения радиоволн.

Научные достижения РТ факультета известны как в Украине, так и за рубежом благодаря научным школам ведущих ученых. Учеными факультета на созданных в стенах университета измерительных комплексах получен самый полный в мире каталог метеорных частиц в околоземном пространстве, осуществлена высокоточная привязка времени для запуска первого украинского спутника «Сич-1», построена глобальная модель техногенных примесей в стратосфере и мезосфере Земли. За существенный вклад в исследование околоземного пространства и создание каталога космических тел Международный астрономический союз присвоил трем малым планетам имена «ХТУРЕ», «Кашеев» и «Волощук». Так частицы нашего труда выведены на космические орбиты.

В развитии научных связей факультета с зарубежными научными центрами большую роль играют Национальная ассоциация «Антенны», Восточно-Украинское отделение Международного общества радио-инженеров (IEEE).

Основой успеха работы всего коллектива мы считаем надежность наших отечественных и зарубежных научно-педагогических связей, собственный профессионализм. Это краеугольные камни, на которые опирается факультет с момента основания.

Путь, пройденный за сорок лет, четкое представление дальнейшего развития факультета характеризуют сегодня радиотехнический факультет как центр научно-технического прогресса в области радиоэлектроники и дают основание для его развития в будущем.

АНТЕННЫ, ТЕХНИКА СВЧ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

П. Л. ТОКАРСКИЙ, канд. техн. наук

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ РЕШЕТКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ, РАСПОЛОЖЕННЫХ НАД ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Введение

Поляризационные характеристики всегда были объектом внимания исследователей. Интерес к ним еще более возрос, когда для передачи сигналов по радиолокационным каналам и каналам связи стали широко использоваться волны с круговой и эллиптической поляризациями [1]. Предметом многих исследований при этом служила поляризационная эффективность антенны, непосредственно влияющая на эффективность всего канала. Поляризационная эффективность антенны, показывающая долю плотности потока мощности, излучаемую ею в заданном направлении на волнах главной поляризации [2], можно отнести к дифференциальным характеристикам антенны. Вместе с ней немалый интерес представляет и ее интегральный антипод – коэффициент поляризационных потерь (КПП) антенны, который определяет долю мощности, излучаемую на волнах паразитной поляризации P_c , в общей мощности излучения антенны P_Σ [3]:

$$\alpha_c = P_c / P_\Sigma. \quad (1)$$

КПП не только определяет теряемую антенной мощность на излучение волн паразитной поляризации, но и служит критерием поляризационной «чистоты» излучаемых ею волн. Поэтому его можно считать одним из основных показателей качества антенны, определяющего степень ее электромагнитной совместимости. Непрерывный рост количества и плотности используемых радиосредств регулярно приводит к ужесточению требований к параметрам антенн, обеспечивающих их ЭМС. В связи с этим нетрудно сделать прогноз, что интерес к исследованиям КПП антенн различных типов будет также непрерывно расти.

Ниже предлагается методика расчета КПП антенных решеток, расположенных вблизи границы раздела двух сред. Для решения задачи использован импедансный подход [4], позволяющий выразить мощности излучения антенной решеткой на основной и паразитной поляризациях в виде эрмитовых форм, коэффициентами которых служат поляризационные сопротивления излучения элементов решетки, а переменными в них являются токи их возбуждения. Такой подход дает возможность достаточно просто анализировать изменение КПП ФАР при сканировании луча [4], а также оптимизировать возбуждение излучателей с целью минимизации ее поляризационных потерь [5].

Постановка задачи и исходные соотношения

Найдем коэффициент поляризационных потерь системы электрических диполей Герца, расположенных над плоской границей раздела двух сред, в произвольном ортогональном поляризационном базисе. Будем полагать при этом, что граница, разделяющая бесконечное изотропное пространство на две части, совпадает с плоскостью $z = 0$ (рис. 1). Верхнее полупространство заполнено идеальным диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 и магнитной проницаемостью μ_1 (удельная проводимость $\sigma_1 = 0$), а нижнее – проводящей средой с параметрами $\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2$. В верхнем полупространстве расположена излучаю-

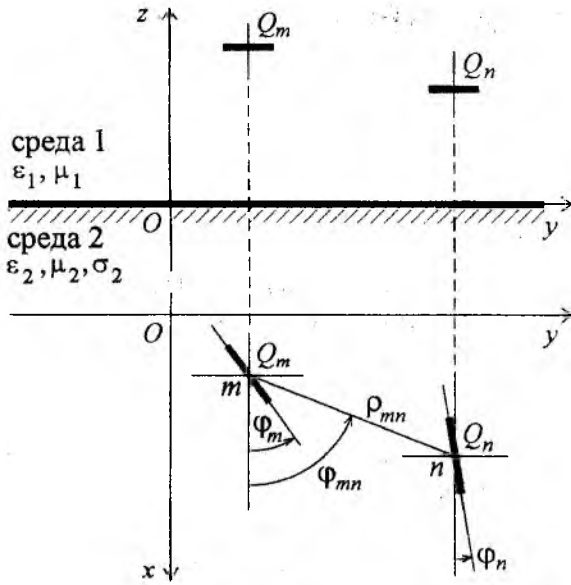


Рис. 1

щая система из N электрических диполей Герца, два из которых, с номерами m и n , показаны на рис. 1. Оси диполей ориентированы параллельно границе раздела, а их центры находятся в точках $Q_i(x_i, y_i, z_i)$ ($i = 1, 2, \dots, N$) декартовой системы координат $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$.

Электрические моменты диполей зададим следующим выражением:

$$\vec{p}_i = (\vec{e}_x \cos \varphi_i + \vec{e}_y \sin \varphi_i) I_i l_i,$$

где I_i – амплитуда тока на i -м диполе; l_i – его длина; φ_i – угол поворота оси этого диполя относительно оси x .

Вначале определим поле излучения в дальней зоне i -го диполя, расположенного над границей раздела двух сред, для чего представим его в следующем виде:

$$\vec{E}_i(R, \theta, \varphi) = \frac{k_1 Z_0 l_i}{4\pi} I_i \vec{f}_i(\theta, \varphi) \frac{e^{-jk_1 R}}{R},$$

где Z_0 – характеристическое сопротивление верхней среды; $\vec{f}_i(\theta, \varphi)$ – векторная диаграмма направленности (ДН) i -го излучателя:

$$\vec{f}_i(\theta, \varphi) = \vec{e}_\theta f_{\theta i}(\theta, \varphi) + \vec{e}_\varphi f_{\varphi i}(\theta, \varphi);$$

$f_{\theta i}(\theta, \varphi)$, $f_{\varphi i}(\theta, \varphi)$ – проекции векторной ДН на орты ортогонального линейного поляризационного базиса $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\varphi)$.

Для решения поставленной задачи воспользуемся результатами работы [6], где приведены интегральные представления компонент электромагнитного поля горизонтального диполя, расположенного над границей раздела двух сред. Поле диполя в дальней зоне выражается через главные значения упомянутых интегралов, которые можно найти с помощью метода стационарной фазы [7] и в результате получить следующие выражения для расчета ортогональных компонент ДН горизонтальных диполей над границей раздела:

$$f_{\theta i}(\theta, \varphi) = -j \cos \theta \cos(\varphi - \varphi_i) [e^{jk_1 z_i \cos \theta} - R_\epsilon e^{-jk_1 z_i \cos \theta}] e^{j\Psi_i}; \quad (1)$$

$$f_{\varphi i}(\theta, \varphi) = j \sin(\varphi - \varphi_i) [e^{jk_1 z_i \cos \theta} + R_\mu e^{-jk_1 z_i \cos \theta}] e^{j\Psi_i}, \quad (2)$$

где $\Psi_i = k_1 \sin \theta (x_i \cos \varphi + y_i \sin \varphi)$; R_ϵ и R_μ – коэффициенты отражения волн от границы раздела:

$$R_\epsilon = \frac{\tilde{\epsilon}_2 \gamma_1 - \epsilon_1 \gamma_2}{\tilde{\epsilon}_2 \gamma_1 + \epsilon_1 \gamma_2}, \quad R_\mu = \frac{\mu_2 \gamma_1 - \mu_1 \gamma_2}{\mu_2 \gamma_1 + \mu_1 \gamma_2};$$

$$\gamma_{1,2} = \sqrt{k_1^2 v^2 - k_{1,2}^2}; \quad v = \sin \theta; \quad k_{1,2} = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_{1,2} \mu_{1,2}}; \quad \tilde{\epsilon}_{1,2} = \epsilon_{1,2} (1 - j \sigma_{1,2} / \epsilon_{1,2}).$$

Полученные выражения для поля диполя являются исходными для определения поляризационных потерь в антенной решетке, расположенной над границей раздела двух сред.

Взаимные поляризационные сопротивления между диполями

Для расчета поляризационных потерь антенной решетки воспользуемся импедансным подходом, который предполагает отдельный учет взаимодействия отдельных излучателей на волнах основной и паразитной поляризаций в заданном ортогональном поляризационном базисе. Сопротивления излучения решетки, разделенные по поляризационному признаку, можно представить в виде блочной матрицы сопротивлений $\mathfrak{R}_{\theta\varphi}$ [4]:

$$\mathfrak{R}_{\theta\varphi} = \begin{pmatrix} \mathfrak{R}^{\theta\theta} & \mathfrak{R}^{\theta\varphi} \\ \mathfrak{R}^{\varphi\theta} & \mathfrak{R}^{\varphi\varphi} \end{pmatrix} = \frac{Z_0}{4\pi} \int_{\Omega_0} \begin{bmatrix} f_{\theta}^* > \\ f_{\varphi}^* > \end{bmatrix} \begin{pmatrix} < f_{\theta} < f_{\varphi} \end{pmatrix} d\Omega, \quad (3)$$

где $< f_{\theta, \varphi}$ – матрица-строка и $f_{\theta, \varphi} >$ – матрица-столбец, составленные из координатных проекций ДН элементов решетки; $*$ – знак комплексного сопряжения; $\Omega_0 = 2\pi$ – телесный угол, охватывающий всю верхнюю полусферу; $d\Omega$ – элемент телесного угла; $\mathfrak{R}^{\theta\theta}$ и $\mathfrak{R}^{\varphi\varphi}$ – квадратные блоки матрицы $\mathfrak{R}_{\theta\varphi}$, элементы которых определяют взаимодействие излучателей на волнах одноименной поляризации; $\mathfrak{R}^{\theta\varphi}$ и $\mathfrak{R}^{\varphi\theta}$ – то же для разноименной поляризации. Сопротивления, входящие в эту матрицу, могут быть выражены общей формулой:

$$\mathfrak{R}_{mn}^{\theta\varphi} = \frac{Z_0 k_1^2 l_m l_n}{16\pi^2} \int_{2\pi} f_{\theta m}^* f_{\varphi n} d\Omega$$

или в нормированном виде:

$$r_{mn}^{\theta\varphi} = \frac{\mathfrak{R}_{mn}^{\theta\varphi}}{R_{00}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{4\pi^2} \int_{2\pi} f_{\theta m}^* f_{\varphi n} d\Omega, \quad (4)$$

где $R_{00} = 20k_1^2 l_m l_n$ – нормирующий коэффициент, при $m = n$ численно равный собственному сопротивлению излучения n -го диполя.

Взаимное поляризационное сопротивление (4) между m -м и n -м диполями, расположенными над границей раздела двух сред, удобно представить в виде суммы:

$$r_{mn}^{\theta\varphi} = r_{mn\infty}^{\theta\varphi} + \Delta r_{mn}^{\theta\varphi}, \quad (5)$$

где $r_{mn\infty}^{\theta\varphi}$ – взаимные поляризационные сопротивления между этими же диполями для случая, когда 2-я среда является идеальным проводником ($\sigma_2 = \infty$); $\Delta r_{mn}^{\theta\varphi}$ – добавка, учитывающая реальные параметры 2-й среды.

Расчет нормированных сопротивлений между диполями над идеально проводящим экраном $r_{mn\infty}^{\theta\varphi}$ можно выполнить по формулам, приведенным в [8]. Поэтому здесь остается определить только добавки $\Delta r_{mn}^{\theta\varphi}$. Для этого в формулу (4) подставим выражения для проекций функций направленности из (2) и (3), выполним интегрирование по φ , а затем вычтем слагаемое $r_{mn\infty}^{\theta\varphi}$, что в результате даст:

$$\Delta r_{\Sigma mn}^{\theta\theta} = -j \frac{3}{2} \int_0^1 \left[\operatorname{Re}\{T_{\varepsilon} e^{-\gamma_1(z_m+z_n)}\} + \left(\frac{1}{2} |T_{\varepsilon}|^2 - \operatorname{Re}\{T_{\varepsilon}\} \right) e^{\gamma_1(z_m-z_n)} \right] I_{\varepsilon}(\nu) \frac{\gamma_1}{k_1} \nu d\nu,$$

$$\Delta r_{\Sigma mn}^{\varphi\varphi} = -j \frac{3}{2} \int_0^1 \left[\operatorname{Re} \left\{ \tilde{T}_\mu e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} \right\} + \left(\frac{1}{2} |\tilde{T}_\mu|^2 - \operatorname{Re} \left\{ \tilde{T}_\mu \right\} \right) e^{\gamma_1(z_m-z_n)} \right] I_\mu(v) \frac{k_1}{\gamma_1} v dv, \quad (6)$$

$$\Delta r_{\Sigma mn}^{\varphi\theta} = \frac{3}{4} \int_0^1 \left[(T_\varepsilon + \tilde{T}_\mu^* - T_\varepsilon \tilde{T}_\mu^*) e^{\gamma_1(z_m-z_n)} - (T_\varepsilon e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} + \tilde{T}_\mu^* e^{\gamma_1(z_m+z_n)}) \right] I_{\mu\varepsilon}(v) v dv,$$

$$\Delta r_{\Sigma mn}^{\theta\varphi} = \frac{3}{4} \int_0^1 \left[(T_\varepsilon^* + \tilde{T}_\mu - T_\varepsilon^* \tilde{T}_\mu) e^{\gamma_1(z_m-z_n)} - (T_\varepsilon^* e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} + \tilde{T}_\mu e^{\gamma_1(z_m+z_n)}) \right] I_{\varepsilon\mu}(v) v dv,$$

$$\text{где } T_\varepsilon = 1 - R_\varepsilon = \frac{2\gamma_2\varepsilon_1}{\gamma_1\tilde{\varepsilon}_2 + \gamma_2\varepsilon_1}; \quad \tilde{T}_\mu = 1 + R_\mu = \frac{2\gamma_1\mu_2}{\gamma_1\mu_2 + \gamma_2\mu_1};$$

$$I_\varepsilon(v) = J_0(k_1 v \rho_{mn}) \cos \varphi'_m \cos \varphi'_n - \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \cos(\varphi'_m + \varphi'_n);$$

$$I_\mu(v) = -J_0(k_1 v \rho_{mn}) \sin \varphi'_m \sin \varphi'_n + \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \cos(\varphi'_m + \varphi'_n);$$

$$I_{\varepsilon\mu} = -J_0(k_1 v \rho_{mn}) \sin \varphi'_m \cos \varphi'_n + \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \sin(\varphi'_m + \varphi'_n);$$

$$I_{\mu\varepsilon} = -J_0(k_1 v \rho_{mn}) \cos \varphi'_m \sin \varphi'_n + \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \sin(\varphi'_m + \varphi'_n);$$

$$\rho_{mn} = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2}; \quad \varphi_{mn} = \arctan \frac{y_m - y_n}{x_m - x_n}; \quad \varphi'_i = \varphi_i - \varphi_{mn}.$$

Найденные соотношения (5)-(6) полностью определяют собственные и взаимные сопротивления между горизонтальными электрическими диполями, расположенными над границей раздела двух сред, а также их разложение на поляризационные сопротивления в линейном поляризационном базисе сферической системы координат.

Коэффициент поляризационных потерь

Представим векторную ДН i -го излучателя в виде разложения по ортам $(\vec{e}_a, \vec{e}_c)$ нового ортогонального поляризационного базиса:

$$\vec{f}_i(\theta, \varphi) = \vec{e}_a f_{ai}(\theta, \varphi) + \vec{e}_c f_{ci}(\theta, \varphi), \quad (7)$$

где $f_{ai}(\theta, \varphi)$ и $f_{ci}(\theta, \varphi)$ – ее координатные проекции, которые могут быть найдены из $f_{\theta i}(\theta, \varphi)$ и $f_{\varphi i}(\theta, \varphi)$ с помощью следующего преобразования [2]:

$$\begin{aligned} f_{ai}(\theta, \varphi) &= f_{\theta i}(\theta, \varphi) \cos \tau + f_{\varphi i}(\theta, \varphi) e^{j\psi_2} \sin \tau; \\ f_{ci}(\theta, \varphi) &= f_{\theta i}(\theta, \varphi) e^{j\psi_1} \sin \tau - f_{\varphi i}(\theta, \varphi) e^{j(\psi_1 + \psi_2)} \cos \tau; \end{aligned} \quad (8)$$

τ , ψ_1 и ψ_2 – параметры преобразования.

Полагая, что орт $\vec{e}_a$ представляет главную поляризацию, а $\vec{e}_c$ – паразитную, можно записать выражение для расчета КПП антенной решетки в заданном базисе в виде отношения двух эрмитовых форм

$$\alpha_c = \frac{\langle i^* \mathbf{r}^{cc} i \rangle}{\langle i^* \mathbf{r}_\Sigma i \rangle}, \quad (9)$$

где $i > (\langle i \rangle)$ – матрица-столбец (матрица-строка) комплексных амплитуд токов на клеммах излучателей решетки; $\mathbf{r}_\Sigma$ – матрица нормированных сопротивлений излучения:

$$\mathbf{r}_\Sigma = \mathbf{r}^{aa} + \mathbf{r}^{cc} = \mathbf{r}^{\theta\theta} + \mathbf{r}^{\varphi\varphi};$$

$\mathbf{r}^{aa}$ и $\mathbf{r}^{cc}$ – матрицы нормированных поляризационных сопротивлений в новом базисе, которые можно выразить через известные матрицы $\mathbf{r}^{\theta\theta}$ и $\mathbf{r}^{\varphi\varphi}$ [4]:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}^{aa} &= \mathbf{r}^{\theta\theta} \cos^2 \tau + \mathbf{r}^{\varphi\varphi} \sin^2 \tau + \Delta; \\ \mathbf{r}^{cc} &= \mathbf{r}^{\theta\theta} \sin^2 \tau + \mathbf{r}^{\varphi\varphi} \cos^2 \tau - \Delta; \\ \Delta &= \frac{1}{2} \sin 2\tau (e^{-j\psi_2} \mathbf{r}^{\varphi\theta} + e^{j\psi_2} \mathbf{r}^{\theta\varphi}). \end{aligned} \quad (10)$$

В частности, при переходе в базис круговой поляризации параметры преобразования в (8) и (10) будут принимать следующие значения [2]:

$$\tau = \pi/4; \quad \psi_2 = -\psi_1 = \pi/2,$$

а формулы (8), определяющие координатные проекции ДН i -го излучателя на орты $\vec{e}_R$ и $\vec{e}_L$ базиса круговой поляризации, соответствующие правому и левому вращению, преобразуются к виду:

$$f_{Ri}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} f_{\theta i}(\theta, \varphi) + \frac{j}{\sqrt{2}} f_{\varphi i}(\theta, \varphi), \quad (11)$$

$$f_{Li}(\theta, \varphi) = -j \frac{1}{\sqrt{2}} f_{\theta i}(\theta, \varphi) - \frac{1}{\sqrt{2}} f_{\varphi i}(\theta, \varphi). \quad (12)$$

Если излучение антенны на волнах круговой поляризации правого вращения считать основным, а на волнах ортогональной поляризации (левого вращения) – паразитным, то КПП будет определять долю мощности, теряемую антенной решеткой на нежелательное излучение электромагнитных волн левой поляризации. Величина КПП α_L при этом будет определяться по следующей формуле [4]:

$$\alpha_L = 0,5 + j0,5 \left(\langle i^* (\mathbf{r}^{\varphi\theta} - \mathbf{r}^{\theta\varphi*}) i \rangle / \langle i^* \mathbf{r}_\Sigma i \rangle \right). \quad (13)$$

Численные результаты

Используем предложенную методику для расчета поляризационных потерь антенной решетки из N элементов, излучающей поле круговой поляризации. Решетка, излучатели которой расположены в узлах правильной треугольной сетки с длиной стороны $d = 0,7\lambda$, имеет вид правильного шестиугольника (рис.2). Элементами решетки служат турникетные антенны, каждая из которых состоит из двух скрещенных диполей. Диполи ориентированы вдоль координатных осей (x, y) и возбуждаются токами одинаковой амплитуды со сдвигом фаз $\pi/2$. При этом излучаемая в направлении оси z ($\theta = 0$) электромагнитная волна имеет круговую поляризацию правого вращения, которая считается главной. Среда, в которой располагаются излучатели, является воздухом ($\epsilon_1 = \epsilon_0, \mu_1 = \mu_0, \sigma_1 = 0$), а нижнее полупространство заполнено проводящей средой с $\epsilon_{r2} = 10, \mu_{r2} = 1, \sigma_2 = 0,1 (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$, по парамет-

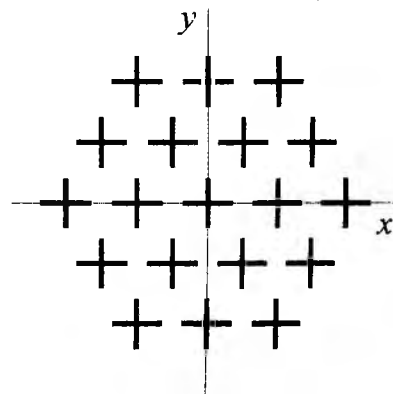


Рис. 2

рам близкой к реальной почве. Центры всех элементов решетки подняты над границей раздела на высоту $h = 0,25\lambda_0$. Нормированное распределение токов в излучателях решетки определяется выражением:

$$i_n = e^{-jk_1(x_n \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + y_n \sin \theta_0 \sin \varphi_0 + \cos \theta_0)},$$

где (θ_0, φ_0) – углы, задающие направление главного луча ФАР, первый из которых отсчитывается от нормали к решетке, а второй – от оси x .

Расчеты КПП ФАР выполнялись по формулам (5), (6), (10), (13) и представлены в виде графика на рис. 3,а. Они позволяют оценить влияние реальной земли на КПП двух ФАР с различным количеством элементов на частоте 6 МГц при сканировании луча. Геометрия одной из них ($N=19$) изображена на рис. 2, а вторая, аналогичная по структуре, имеет только 7 центральных излучателей ($N=7$). Приведенные на рис.3,а графики показывают изменение КПП ФАР при отклонении ее луча от нормали для двух случаев – решетка расположена над землей (пунктирные кривые) и над идеально проводящим экраном (сплошные кривые).

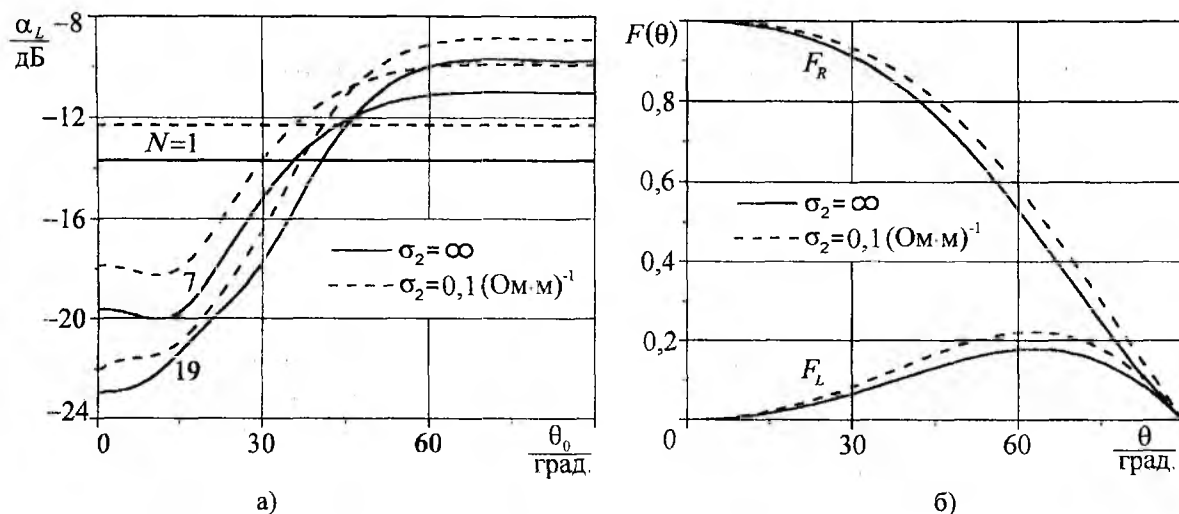


Рис. 3

Из сравнение кривых следует, что характер зависимостей $\alpha_L(\theta_0)$ в обоих случаях примерно одинаков, однако ФАР над землей имеет на 1...2 дБ худший КПП, чем ФАР над экраном. Чтобы выяснить причины такого ухудшения, проанализируем ДН (рис.3,б) элемента решетки на волнах круговой поляризации правого (F_R) и левого вращения (F_L). Из приведенных графиков следует, что уровень кроссполяризованного излучения (F_L) турникетного излучателя над реальной землей несколько выше, чем в случае расположения его над идеальным экраном. Это приводит к увеличению КПП элемента решетки примерно на 1,4 дБ (рис. 3,а, $N=1$) и, что закономерно, ухудшению КПП всей ФАР.

Заключение

В настоящей работе разработана методика расчета КПП антенных решеток, расположенных в непосредственной близости от диссипативного полупространства. В качестве излучателей решетки намеренно выбраны наиболее простые гипотетические излучатели – электрические диполи Герца, использование которых позволяет наиболее наглядно продемонстрировать решение задачи, максимально используя аналитические методы ее решения. Вместе с тем, по своим поляризационным свойствам диполи Герца очень близки к линейным полуволновым вибраторам [8], часто применяемым для построения сложных антенных

систем и, в частности, фазированных антенных решеток (ФАР). Это дает возможность использовать изложенную методику для оценки влияния реальной земли на КПП вибраторных антенных решеток, что может быть полезно разработчикам систем связи КВ диапазона.

Список литературы: 1. Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А. Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Сов. радио, 1966. 2. Марков Г.Е., Сазонов Д.М. Антенны. М.: Энергия, 1975. 3. Панченко Б.А., Ошивалов В.Д. Поляризационные потери турникетных излучателей // Радиотехника. 1987. № 5. С. 62 – 63. 4. Токарский П.Л. Импедансный подход к анализу поляризационных потерь в антенных решетках // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 9. С. 1388 – 1395. 5. Токарский П.Л., Рыбалко А.М., Синенуп А.В. Оптимизация энергетических параметров антенных решеток с подавленным уровнем кроссполяризованного излучения // Известия вузов. Радиоэлектроника. 2000. Т. 43, № 4. С. 11 – 19. 6. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД горизонтальных электрических диполей, расположенных над поверхностью земли // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 42 – 46. 7. Федорюк М.В. Асимптотика: Интегралы и ряды. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1987. 8. Токарский П.Л., Синенуп А.В. Приближенный расчет поляризационных сопротивлений излучения вибраторов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 14 – 23.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 02.12.2002

В. В. ДОЛЖИКОВ, канд. физ.-мат. наук

СТАТИСТИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН ПО ЗАДАННОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ПОЛЯ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

В зоне Френеля вид угловой зависимости поля различен для разных расстояний от излучающей системы (ИС), поэтому задачи синтеза её по заданным требованиям к тем или иным характеристикам поля в зоне Френеля оказываются более сложными как по формулировке, так и по решению, чем подобные задачи для дальней зоны. В силу разнообразных причин в излучающей системе всегда имеют место флуктуации амплитудно-фазового распределения (АФР), которые могут привести к заметным искажениям распределения поля при реализации оптимального АФР, найденного без учета их наличия и вследствие этого вид реально получаемого распределения поля может значительно отличаться от ожидаемого. Следовательно, для полного учета факторов, влияющих на направленные свойства ИС, наиболее предпочтительной является статистическая постановка соответствующих задач синтеза, при которой принимаются во внимание характерные особенности зависимости поля от координат в зоне Френеля. При этом с практической точки зрения в результате решения задачи статистического синтеза желательно определять не только оптимальное среднее (или номинальное) АФР, но и предельно допустимую величину статистических параметров флуктуаций, информация о которых необходима для формулировки обоснованных требований к допускам и стабильности параметров ИС.

Исходные соотношения

Напряженность электрического поля в зоне Френеля круглой сфокусированной апертуры с радиусом a может быть записана следующим образом [1]:

$$\mathbf{E}(\zeta, \psi) = \mathbf{e}_E E_0(0) \frac{i\pi^2}{8\chi_0} e^{-ik\chi_0 r_\phi} f(\zeta, \psi), \quad (1)$$

где функция

$$f(\zeta, \psi) = \left(1 - \frac{\zeta}{b}\right) \frac{2}{\pi_0} \int_0^1 A(u) e^{i2u^2 \zeta} J_0(u\psi) u du \quad (2)$$

с точностью до фазового множителя $\exp(ik\chi_0 r_\phi)$ описывает пространственное распределение комплексной амплитуды напряженности электрического поля в френелевской и дальней зонах сфокусированной круглой апертуры при линейно поляризованном и аксиально симметричном возбуждении её. В (1) и (2) $\mathbf{e}_E = \mathbf{E}^0 / |\mathbf{E}^0|$ – единичный вектор; $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число в воздухе; $A(u) = E_0(u) / E_0(0)$ – функция, описывающая амплитудно-фазовое распределение поля возбуждения без учета фокусирующего фазового множителя; $E_0(u)$ – напряженность электрического поля на апертуре; $u = \rho_1 / a$ – безразмерная радиальная координата на апертуре; $\psi = ka \sin \theta$ – обобщённый угол; θ – угол между направлением в точку наблюдения и нормалью к плоскости апертуры; $\zeta = b(1 - \chi_0 / \chi)$ – обобщённая радиальная координата вдоль фокальной оси, определяющая расстояние от фокуса до точки наблюдения; $\chi = r / r_\phi$; $\chi_0 = r_f / r_\phi$; r , r_f и $r_\phi = 8a^2 / \lambda$ – расстояния от апертуры до точки наблюдения, фокуса и дальней границы зоны Френеля соответственно; $b = \pi / 16\chi_0$; $J_0(x)$ – функция Бесселя первого рода.

В общем случае пространственное распределение поля не является разделяющимся, так как $f(\zeta, \psi)$ нельзя представить в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от углов, а вторая – только от расстояния до антенны. Поэтому для описания поля в зоне Френеля удобно ввести характеристики двух типов. Характеристики одного типа определяют угловые зависимости поля на сферах различных радиусов, а второго – радиальные зависимости (зависимости значения поля от расстояния до антенны) вдоль различных направлений. Определив совокупность характеристик того или иного типа, можно получить достаточно полное представление о пространственном распределении поля. При этом выбор типа характеристик в определенной степени произволен и зависит от практических потребностей.

Угловое распределение поля на сфере с радиусом χ_n , определяемым величиной $\zeta = \zeta_n$, будем характеризовать угловой диаграммой направленности (УДН) на n -й сфере, которая описывается функцией

$$F_n(\psi) = \frac{f(\zeta_n, \psi)}{(1 - \zeta_n/b)} = \frac{2}{\pi} \int_0^1 A(u) e^{i2u^2 \zeta_n} J_0(u\psi) u du = T_F A, \quad (3)$$

где n – номер сферы.

Будем считать, что для фокальной сферы $n = 0$ ($\zeta_0 = 0$), $n > 0$ соответствуют $\zeta_n > \zeta_0$, а $n < 0$ – значениям $\zeta_n < \zeta_0$.

Функцию

$$R_n(\zeta) = \frac{f(\zeta, \psi_n)}{(1 - \zeta/b)} = \frac{2}{\pi} \int_0^1 A(u) e^{i2u^2 \zeta} J_0(u\psi_n) u du = T_R A \quad (4)$$

назовем радиальной диаграммой (РД) антенны вдоль n -го направления, определяемого углом $\psi = \psi_n$. Согласно (2) $R_n(\zeta)$ есть та часть выражения, описывающего радиальное распределение поля в направлении, заданном углом ψ_n , которая зависит только от вида АФР поля возбуждения. Будем полагать, что $n = 0$ ($\psi_0 = 0$) соответствует направлению вдоль фокальной оси. В дальнейшем индексы у функций, определяющих УДН и РД на фокальной сфере и вдоль фокальной оси, будем опускать. В (3) и (4) T_F и T_R – линейные интегральные операторы, а величины ζ_n и ψ_n являются параметрами.

Отметим некоторые свойства введенных функций $R_n(\zeta)$ и $F_n(\psi)$ – РД и УДН. Согласно (3) $F_n(\psi)$ и $A(u) e^{i2\zeta_n u^2}$ связаны преобразованием Ганкеля. Вследствие этого $F_n(\psi)$ определена на интервале $(0, \infty)$. Поскольку эта функция описывает реальную УДН только на интервале $[0, ka]$, то область видимости для УДН есть $[0, ka]$.

Величина $R_n(\zeta)$ при любых заданных $A(u)$ и ψ_n , в соответствии с (4), определена на всей вещественной оси ζ . Переднему полупространству соответствуют значения $\zeta \in (-\infty, b)$ и область видимости РД есть $(-\infty, b)$. При этом следует учесть, что так как (1) и, следовательно, (4), достаточно точно определяют поле, начиная с ближней границы зоны Френеля – ζ_1 ($|\zeta_1| < \infty$), то $R_n(\zeta)$ будет описывать реальное радиальное распределение только в части области видимости – в интервале $[\zeta_1, b]$.

Постановка и общее решение задачи

При синтезе антенны по заданной пространственной зависимости поля в зоне Френеля, в соответствии с упомянутыми выше его особенностями, вместо трехмерного распределения достаточно задать либо совокупность УДН на множестве сфер, либо совокупность РД вдоль

множества направлений, лежащих в пределах контролируемого объема. Однако в тех случаях, когда необходимо создать поле с требуемой зависимостью от координат в сравнительно небольшой области пространства, можно потребовать одновременно близости в какой-либо метрике заданных угловой зависимости поля на поверхности сферы определенного радиуса и радиальной зависимости вдоль выбранного направления, то есть близости двух сечений пространственного распределения в ортогональных координатных поверхностях. При этом можно ожидать, что будут близкими и пространственные распределения в рассматриваемом объеме. Так, например, когда необходимо получить нужную зависимость поля от координат в прифокальной области, достаточно ограничиться одной сферой – фокальной и в качестве направления, вдоль которого задается радиальное распределение, выбрать направление вдоль фокальной оси. Такой подход значительно упрощает задачу без существенных потерь информации о характере поля в представляющей интерес области пространства. При синтезе по заданным характеристикам поля в зоне Френеля также нужно иметь в виду, что УДН и РД должны быть «согласованы», то есть каждой УДН должна соответствовать вполне определенная РД, так как они создаются одним и тем же АФР. Поскольку при постановке задачи этот факт трудно, если вообще возможно, учесть, то улучшение близости к одной диаграмме, например УДН, неизбежно приведет к ухудшению близости ко второй (РД), и наоборот. В связи с этим, при формулировке задачи синтеза следует предусмотреть возможность раздельного регулирования степени близости к заданным угловым и радиальным диаграммам в зависимости от предъявляемых требований к точности воспроизведения тех или иных характеристик поля.

Будем рассматривать УДН и РД по полю в зоне Френеля как элементы гильбертовых пространств L_F^2 и L_R^2 со скалярными произведениями

$$(F_1(\psi), F_2(\psi))_p = \frac{1}{2\pi} \int_0^{ka} F_1(\psi) F_2^*(\psi) p(\psi) d\psi,$$

$$(R_1(\zeta), R_2(\zeta))_g = \frac{1}{(b - \zeta_1)} \int_{\zeta_1}^b R_1(\zeta) R_2^*(\zeta) g(\zeta) d\zeta,$$

где знак * означает комплексное сопряжение, $p(\psi)$ и $g(\zeta)$ – весовые функции.

Предположим, что функция $A(u)$, описывающая АФР поля на апертуре, принадлежит полному нормированному пространству $L_i^2[0,1]$ – пространству интегрируемых в квадрате с весом u на интервале $[0,1]$ функций. При наличии флуктуаций поля возбуждения УДН и РД антенны являются случайными функциями. Поэтому наиболее естественной является формулировка задачи синтеза с привлечением понятий теории вероятностей и случайных процессов. Пусть заданы комплексные угловая и радиальная диаграммы $F^{(0)}(\psi)$ и $R^{(0)}(\zeta)$ на фокальной сфере и вдоль фокальной оси соответственно. Они могут не принадлежать области значений операторов T_F и T_R , то есть в общем случае $F^{(0)}(\psi)$ и $R^{(0)}(\zeta)$ – нереализуемые диаграммы. Различие двух случайных диаграмм можно оценить математическими ожиданиями квадрата нормы в пространстве L_F^2, L_R^2 разности диаграмм соответственно:

$$\varepsilon_F = \left\{ \left\| F^{(0)}(\vec{u}) - F(\vec{u}) \right\|_p^2 \right\},$$

$$\varepsilon_R = \left\{ \left\| R^{(0)}(\zeta) - \overline{F(\zeta)} \right\|_g^2 \right\},$$

которые, с учетом того, что $F^{(0)}(u)$ и $R^{(0)}(\zeta)$ – детерминированные функции, можно преобразовать к следующему виду:

$$\varepsilon_F = \left\| F^{(0)}(u) - \overline{F(u)} \right\|_p^2 + \|\sigma_F\|_p^2, \quad (5)$$

$$\varepsilon_R = \left\| R^{(0)}(\zeta) - \overline{R(\zeta)} \right\|_g^2 + \|\sigma_R\|_g^2, \quad (6)$$

где черта – знак математического ожидания. В (5) и (6) первые слагаемые – квадраты невязок средних ДН, а вторые – значения дисперсий УДН и РД, усредненные по всем направлениям пространства и по интервалу определения вдоль фокальной оси соответственно.

Предположим, что необходимо создать либо поле с заданным трехмерным распределением в сравнительно небольшой области пространства, либо поле в зоне Френеля с требуемой зависимостью только одного типа – угловой или радиальной. Тогда для оценки различия пространственных распределений можно использовать функционал

$$\varepsilon = \varepsilon_F + \mu \varepsilon_R, \quad (7)$$

где μ – неотрицательный вещественный весовой множитель, регулирующий степень приоритета требований по той или иной диаграмме.

Пусть антенна возбуждается полем с флуктуациями амплитуды и фазы

$$A(u) = A_0(u) e^{B(u) + i\Phi(u)},$$

где $A_0(u)$ – амплитудно-фазовое распределение в отсутствие флуктуаций, $B(u)$ и $\Phi(u)$ – случайные функции, описывающие флуктуации уровня амплитуды и фазы соответственно.

Примем следующую статистику флуктуаций. Случайные функции $B(u)$ и $\Phi(u)$ – однородные, с нулевым средним и подчиняются нормальному закону распределения. Флуктуации амплитуды и фазы взаимно независимы, коэффициенты корреляции имеют гауссов вид:

$$r_B(u, u') = r_\Phi(u, u') = \exp \left\{ -\frac{u^2 - u'^2}{c^2} \right\},$$

где c – радиус корреляции в относительных единицах, связанный с радиусом корреляции в абсолютных единицах ρ соотношением $c = 2\rho/\lambda$.

В часто встречающемся на практике случае малых флуктуаций дисперсии УДН и РД с точностью до первых степеней дисперсии флуктуаций АФР могут быть представлены в виде:

$$\|\sigma_F\|^2 = \alpha (S_F \overline{A}, \overline{A})_{L_1^2}, \quad (8)$$

$$\|\sigma_R\|^2 = \alpha (S_R \overline{A}, \overline{A})_{L_1^2}. \quad (9)$$

Здесь $\alpha = \sigma_B^2 + \sigma_\Phi^2$ – суммарная дисперсия, $\overline{A}$ – среднее АФР, S_F и S_R – линейные интегральные операторы

$$S_F A = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{21} \int_0^1 K_F(u, u') A(u') u' du',$$

$$S_R A = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{21} \int_0^1 K_R(u, u') A(u') u' du',$$

где

$$K_F(u, u') = \sum_{k=0}^{\infty} (2 - \delta_{0n}) I_k \left(2 \frac{uu'}{c^2} \right) e^{i2\zeta_0(u^2 - u'^2) - \frac{u^2 - u'^2}{c^2} ka} \int_0^a J_k(\psi u) J_k(\psi u') p(\psi) \psi d\psi,$$

$$K_R(u, u') = \sum_{k=0}^{\infty} (2 - \delta_{0n}) I_k \left(2 \frac{uu'}{c^2} \right) e^{-\frac{u^2 - u'^2}{c^2}} J_k(\psi_0 u) J_k(\psi_0 u') \int_{\zeta_1}^b e^{i2\xi(u^2 - u'^2)} g(\xi) d\xi.$$

При заданных весовых функциях $p(\psi)$ и $g(\xi)$ вычисление интегралов в $K_F(u, u')$ и $K_R(u, u')$ не приводит к каким-либо затруднениям.

С учетом (8) и (9) функционал (7) можно привести к виду:

$$\varepsilon = \left\{ \left[\|F_0\|_{L_F^2}^2 + \mu \|R_0\|_{L_R^2}^2 \right] + \left[(T_F^* T_F \bar{A}, \bar{A})_{L_i^2} + \mu (T_R^* T_R \bar{A}, \bar{A})_{L_i^2} \right] - \right. \\ \left. - 2 \operatorname{Re} \left[(T_F^* F_0, \bar{A})_{L_i^2} + \mu (T_R^* R_0, \bar{A})_{L_i^2} \right] + \alpha \left[(S_F \bar{A}, \bar{A})_{L_i^2} + \mu (S_R \bar{A}, \bar{A})_{L_i^2} \right] \right\}, \quad (10)$$

где T_F^* и T_R^* - операторы, сопряженные с операторами T_F и T_R соответственно.

Функционал (10) позволяет сформулировать следующую задачу синтеза по критерию близости в метрике L^2 угловых и радиальных диаграмм в зоне Френеля. Определить среднее амплитудно-фазовое распределение $\bar{A}$ и значение дисперсии флуктуаций АФР α , обеспечивающие минимум взвешенной суммы средних квадратов невязок реализаций УДН и РД при условии, что взвешенная суммарная дисперсия УДН и РД не превышает заданного уровня δ :

$$\left[(S_F \bar{A}, \bar{A})_{L_i^2} + \mu (S_R \bar{A}, \bar{A})_{L_i^2} \right] \leq \delta. \quad (11)$$

Эта задача равносильна следующей задаче на условный экстремум: найти среднее АФР $\bar{A}(u)$, минимизирующее взвешенную сумму квадратов невязок средних УДН и РД при условии, что суммарная дисперсия УДН и РД не превышает заданного уровня. Решение её вариационным методом с помощью множителя Лагранжа и приводит к минимизации функционала (10), где α играет роль указанного множителя. При этом множитель Лагранжа может быть найден из условия (11), взятого со знаком равенства.

Оптимальное среднее $\bar{A}_\alpha$ определяется из условия равенства нулю первой вариации ε , приводящего к следующему уравнению:

$$W \bar{A}_\alpha = C,$$

где

$$W = \left[(T_F^* T_F + \mu T_R^* T_R) + \alpha (S_F + \mu S_R) \right];$$

$$C = T_F^* F_0 + \mu T_R^* R_0,$$

откуда оптимальный вектор

$$\bar{A}_\alpha = W^{-1} C, \quad (12)$$

а величина α определяется из (11).

Численные результаты

Рассмотрим в качестве примера синтез круглой сфокусированной апертуры, создающей на сфере радиуса $\chi_0 = 0,375$ УДН, описываемую функцией

$$F^{(0)}(\psi) = 2 \frac{J_1(\psi)}{\psi}, \quad (13)$$

и имеющей РД вида:

$$R^{(0)}(\zeta) = \begin{cases} \frac{1}{1-\zeta/b}, & \chi \in [0.3, 0.5], \\ 0, & \chi \notin [0.3, 0.5]. \end{cases} \quad (14)$$

Выбор $R^{(0)}(\zeta)$ в виде (14) обусловлен двумя обстоятельствами. Во-первых, в этом случае радиальная зависимость поля имеет очень простой вид. Во-вторых, известно, что координата главного максимума $\chi_{\max}$ радиального распределения поля круглой апертуры с равномерным амплитудным распределением не может превышать значения 0,125. Поэтому представляет интерес оценить возможность создания повышенной интенсивности поля в пределах ограниченной области зоны Френеля на достаточно больших (больше, чем 0,125 расстояния до границы дальней зоны) расстояниях от антенны. Решение будем искать в классе функций, обращающихся в нуль на краю апертуры. В этом случае удобно искомое среднее АФР представить в виде разложения по полной системе функций $\{J_0(\beta_n u)\}_{n=1}^{\infty}$:

$$\bar{A}(u) = \sum_{n=1}^N a_n J_0(\beta_n u),$$

где $\beta_n, n = \overline{1, \infty}$ – корни функции Бесселя $J_0(x)$.

На рис. 1-3 приведены нормированные угловые и радиальные распределения (сплошные кривые) средней интенсивности поля $|f(\chi, \chi_0)|^2 / |f|_{\max}^2$ и $|F(0, \psi)|^2 / |F|_{\max}^2$, соответствующие результатам синтеза для трех значений параметра μ , отражающих различные требования к характеру пространственного распределения поля в зоне Френеля. Штрихпунктирными кривыми на рис.(1а – 3а) показаны радиальные зависимости интенсивности поля $|f_1(\chi, \chi_0)|^2 / |f_1|_{\max}^2$, сфокусированной на бесконечность равномерно возбужденной апертуры в отсутствие флуктуаций. Штриховые кривые $|f_0(\chi, \chi_0)|^2$ на этих рисунках соответствуют заданному радиальному распределению поля в зоне Френеля.

На рис. 1б-3б показаны нормированные средние УДН по мощности $|F_1(\psi)|^2 / |F_1|_{\max}^2$ на передней $\chi = 0,3$ границе контролируемой области пространства (пунктирные кривые) и

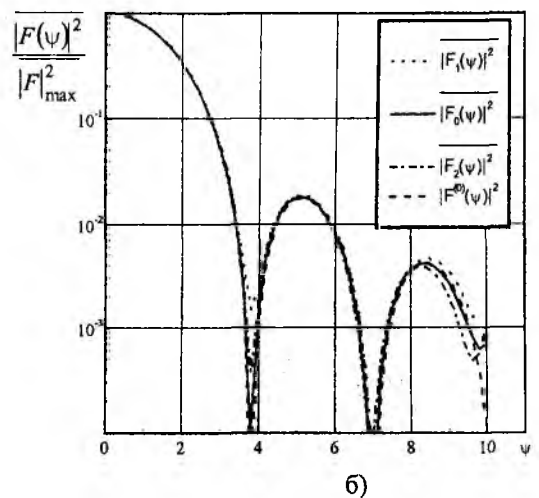
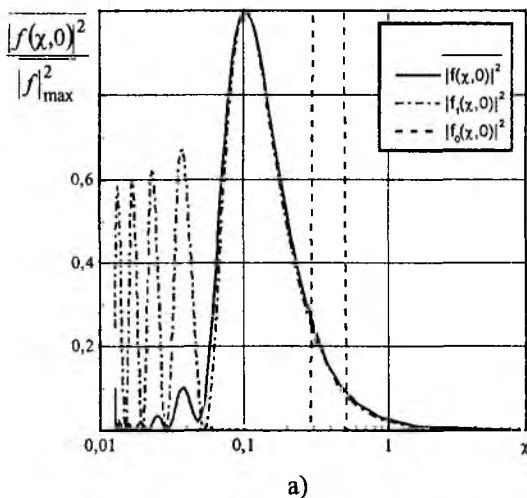


Рис. 1

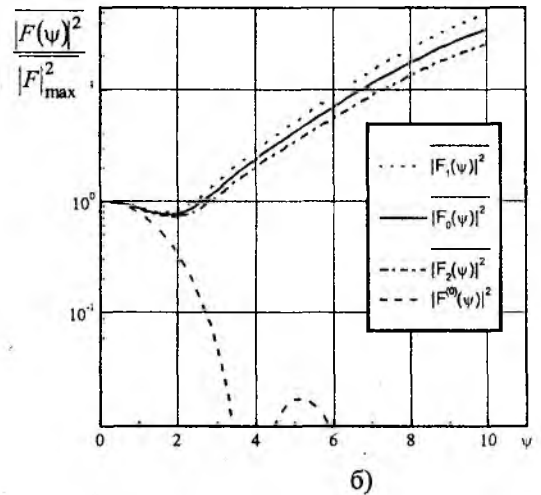
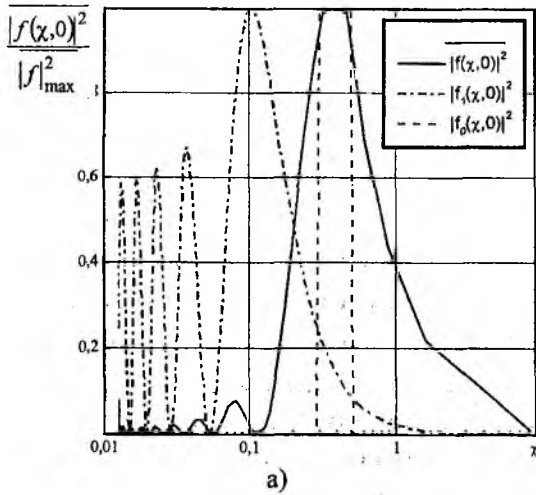


Рис. 2

$|F_2(\psi)|^2 / |F_2|^2_{\max}$ на задней $\chi = 0.5$ границе – штрих-пунктирные кривые. Штриховые кривые на этих рисунках соответствуют заданной УДН $F_0(\psi)$.

В первом случае (рис. 1) преобладающим было требование к точности воспроизведения заданного углового распределения – УДН в фокальной сфере. Оптимальное значение $\alpha_{opt} = 0,26$. На рис. 1б видно очень хорошее воспроизведение требуемой УДН, но, как следует из рис. 1а, продольное распределение значительно отличается от требуемого. Хотя форма продольного распределения вполне удовлетворительна (главный максимум существенно подчеркнут по сравнению, например, со случаем равномерного АФР), но координаты экстремумов, в том числе и главного, такие же, как и в случае равномерного АФР, и в результате наблюдается существенное уменьшение интенсивности поля на фокальной сфере, примерно в 6,5 раз по сравнению с максимально возможным.

Угловые и радиальные зависимости средней интенсивности для случая, когда главным было требование к точности синтеза заданного продольного распределения, показаны на рис. 2 ($\alpha_{opt} = 0,2$). Синтезированное продольное распределение достаточно близко к заданному. Однако полученная при этом УДН практически неприемлема (рис. 2б), так как в направлении нормали к апертуре имеет место провал в угловой диаграмме направленности. На рис.3 показаны синтезированные УДН и РД для случая, когда приемлемыми являются обе диаграммы. При этом $\alpha_{opt} = 0,2$.

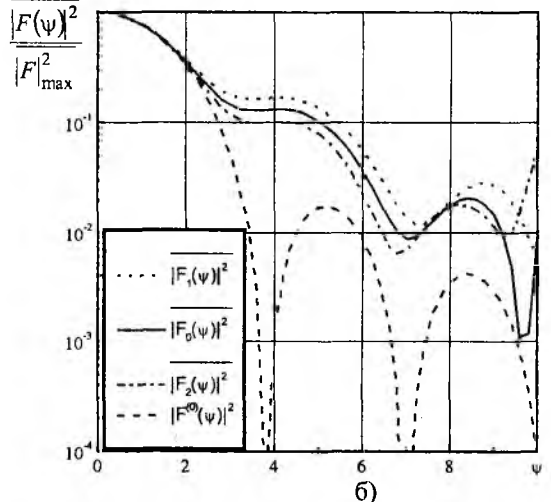
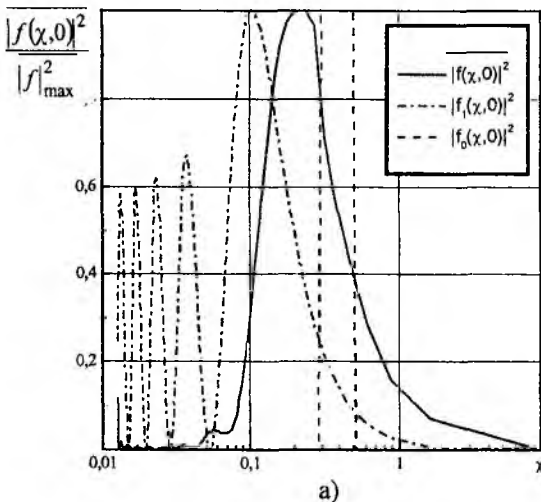


Рис. 3

Рассмотренный пример подтверждает эффективность предложенного метода статистического синтеза апертурных антенн по заданному пространственному распределению поля в зоне Френеля при наличии флуктуаций амплитуды и фазы поля возбуждения, позволяющего определить как среднее амплитудно-фазовое распределение возбуждающего поля, так и допустимую величину дисперсии его флуктуаций.

Список литературы: 1. Silver S. Microwave Antenna Theory and Design. New York.: McGraw-Hill, 1949. 312 p.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 22.11.2002

УДК 662.396.67: 621.314.6

М. А. ОМАРОВ, канд. техн. наук, Д. В. ГРЕЦКИХ, В. М. ШОКАЛО, д-р техн. наук

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ АНТЕНН-ВЫПРЯМИТЕЛЕЙ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Данная работа является продолжением статьи [1], и ее цель заключается в оценке потенциальных возможностей антенн-выпрямителей (ректенн) миллиметрового диапазона волн с помощью методов анализа, опубликованных в [1-5].

Исследовались антенны-выпрямители с рабочей частотой 35 ГГц, излучающая структура которых была выполнена либо в виде системы бесконечных коллинеарных ленточных микрополосковых проводов, в разрывы которых через равные промежутки включены диоды Шоттки (рис. 1), либо в виде косоугольной сетки (рис. 2).

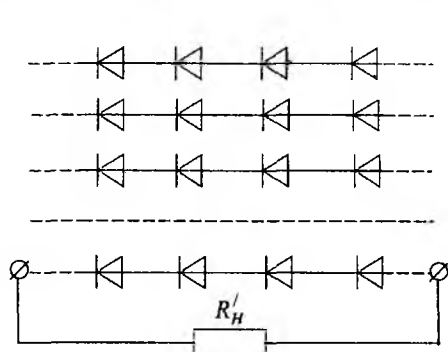


Рис. 1

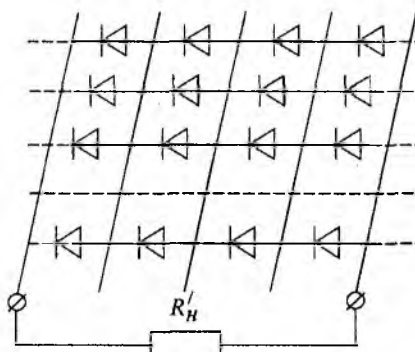
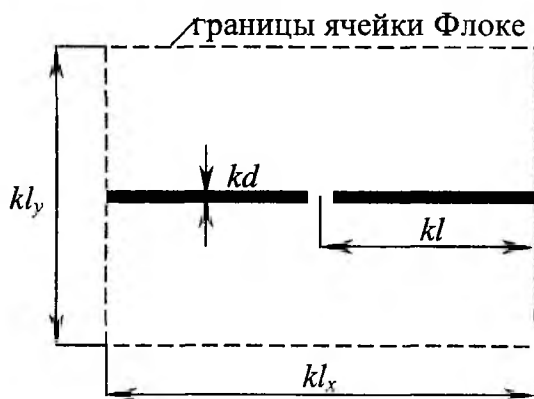


Рис. 2

Предполагалось, что в изучаемых структурах использовался корпусной диод Шоттки, параметры которого даны в [1], а к излучающим структурам может быть применено приближение бесконечной решетки. Геометрия ячеек Флоке типа «коллинеарные провода» и типа «прямоугольной сетки» приведена на рис. 3 а, б. Излучающая структура располагалась на диэлектрической подложке с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r=2,2$ и высотой kh (k – волновое число свободного пространства).



а)



б)

Рис. 3

Рассмотрим результаты численных исследований излучающей структуры типа «коллинеарные провода». Изучалась возможность настройки в резонанс данной структуры совместно с паразитными элементами корпуса диода Шоттки при различных значениях площади ячейки Флоке ($kl_x \times kl_y$) (см. работу [1]).

В табл. 1 представлены данные расчетов структуры типа «коллинеарные провода» при $kh=1,35$ с такими же обозначениями, как и в работе [1], при ширине микрополоска $kd=0,125$ и напряженности поля в свободном пространстве $E = 1/\lambda$. Через P_a в табл. 1 обозначена мощность, извлекаемая одной ячейкой из поля падающей волны.

Таблица 1

$kl_x \times kl_y$	3,0×3,0	2,5×2,5	1,6×1,6	1,5×1,5	1,4×1,4	1,0×1,0
Z_{ax} , Ом	265-j394	412-j197	234-j87	223-j92	212-j99,5	186-j130
Z_{ex} , Ом	7,44-j0,51	8,4-j1,39	11,7-j1,7	12-j1,4	12,2-j1,0	12,2-j0,34
e_{xx} , В	0,95	0,982	0,475	0,434	0,395	0,264
η_1	0,3	0,44	0,577	0,58	0,577	0,548
P_a , Вт	0,422	0,293	0,12	0,1	0,092	0,047
S_0/λ^2	0,159	0,11	0,045	0,0377	0,0346	0,0177
S_e/λ^2	0,228	0,158	0,0649	0,0571	0,0498	0,0253
S_0/S_e	0,697	0,696	0,693	0,66	0,694	0,7

На рис. 4 приведена зависимость η_1 от размера ячейки kl .

Проведем анализ полученных данных. С уменьшением геометрической площади ячейки $S_2 = l_x \times l_y$ напряжение холостого хода e_{xx} , наводимое плоской падающей волной на рассечке провода ячейки, уменьшается. Уменьшается и извлекаемая ячейкой из приходящего поля мощность P_a . Однако резонансное сопротивление R_{ax} монотонно растет, что на основании результатов [1] указывает на увеличение КПД η_1 . Зависимость η_1 от величины $kl=kl_x \times kl_y$ приведена на рис. 4 и имеет пологий максимум в точке $kl=1,5$. Интересно отметить, что в точке максимального КПД отношение действующей площади ячейки $S_0 = 120\pi P_a / E^2$ к геометрической минимально.

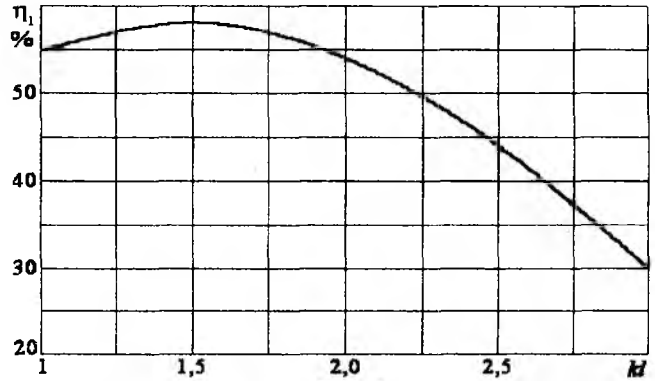


Рис. 4

Исследовались также направленные свойства ячейки периодичности, которые важно знать при расчете ректенн с учетом влияния квадратичного фазового распределения [6].

Зависимости $\frac{e_{xx}}{e_{xx \max}} = f(\Theta)$ (Θ – меридиальный угол) и $\frac{e'_{xx}}{e'_{xx \max}} = f'(\Theta)$ представлены на рис. 5 (а – $kl_x \times kl_y = 3,0 \times 3,0$; б – $kl_x \times kl_y = 2,5 \times 2,5$; в – $kl_x \times kl_y = 1,6 \times 1,6$; г – $kl_x \times kl_y = 1,5 \times 1,5$; д – $kl_x \times kl_y = 1,4 \times 1,4$; е – $kl_x \times kl_y = 1,0 \times 1,0$). С уменьшением площади ячейки величины e_{xx} и e'_{xx} монотонно убывают с ростом величины Θ в интервале $0^\circ - 90^\circ$. При значениях $kl \leq 1,6$ в точке $\Theta = 0^\circ$ появляется провал, который углубляется если, $kl \rightarrow 1,0$. Эффект появления провалов в диаграмме направленности известен и поясняется возникновением поверхностных волн в периодических структурах [7]. Этот эффект можно не учитывать, так как в пересчитанных ко

входу диода диаграммах направленности $\frac{e'_{xx}}{e'_{xx \max}} = f'(\Theta)$ провалы отсутствуют.

Характеристикам направленности ячейки периодичности присущ и другой эффект – сужение диаграммы направленности $\frac{e'_{xx}}{e'_{xx \max}} = f'(\Theta)$ относительно диаграммы $\frac{e_{xx}}{e_{xx \max}} = f(\Theta)$ при $kl \leq 1,6$. Данный эффект может проявиться в том, что при квадратичном фазовом распределении падающего на ректенну пучка различные участки ее апертуры будут существенно

отличаются как эквивалентные генераторы постоянного тока. В конечном итоге это приведет к уменьшению КПД сбора [8].

Данные о результирующем КПД выпрямлении $\eta_e = \eta_1 \eta_2$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

kh	$Z_{ax}, \text{Ом}$	η_1	η_2	η_e
1,35	$12,2-j1,1$	0,578	0,4	0,231
1,5	$16,0-j2,0$	0,667	0,43	0,286

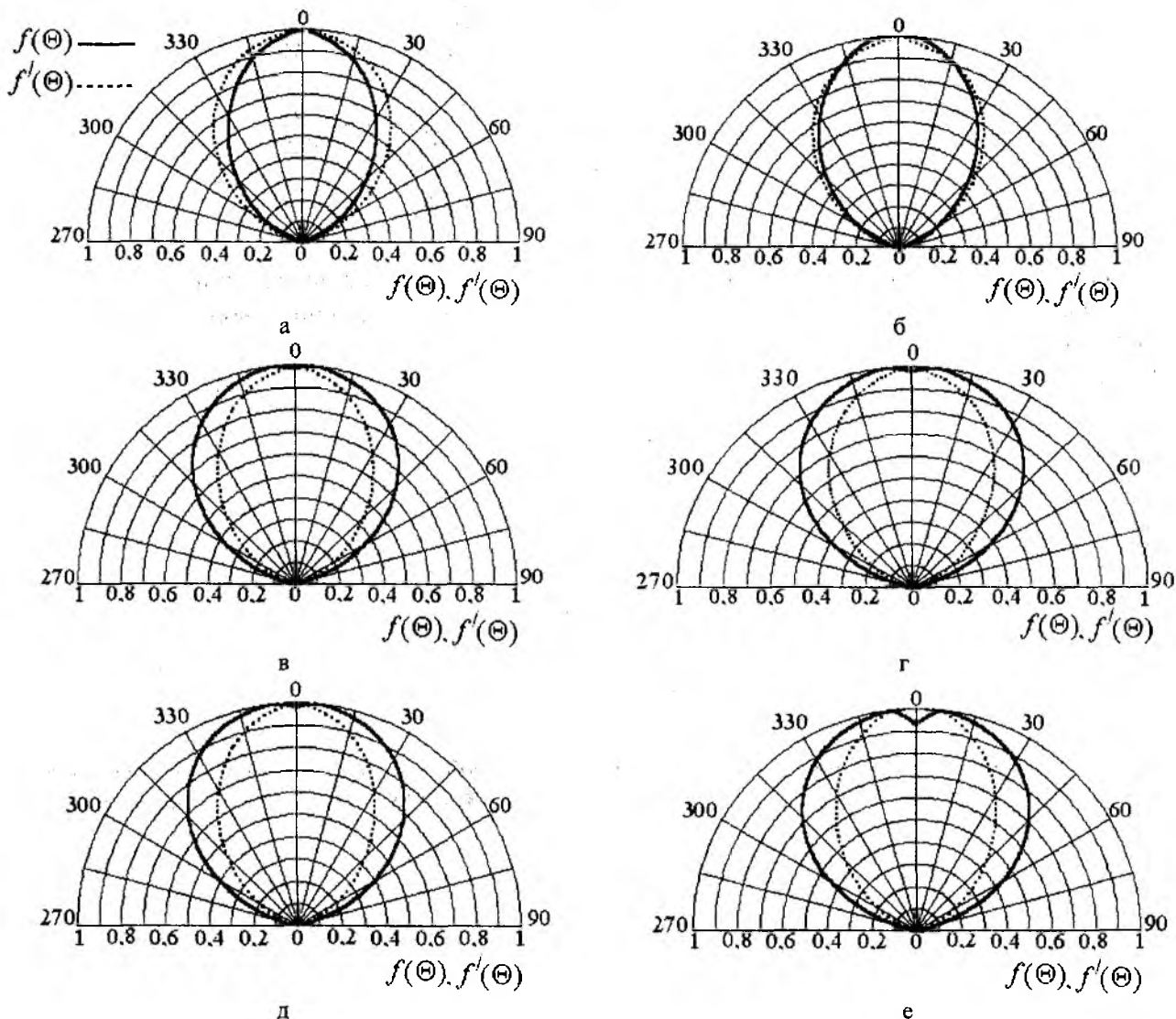


Рис. 5

Расчет КПД выпрямления резистивной нелинейности η_2 проводился по методике [9] при входной мощности P_{ax} , равной допустимой мощности диода Шоттки $P_d=0,1$ Вт с учетом влияния пяти гармоник. Результаты расчетов уровня излучения ячейки периодичности на частотах n гармоник ξ_n приведены в табл. 3. Здесь $\xi_n = 10 \lg \frac{P_{\Sigma n}}{P_{ax}}$, где $P_{\Sigma n}$ – мощность, излучаемая на частотах гармоник и равная величине

$$P_{\Sigma n} = P_n K_p(nf_1) = \frac{1}{2} I_n^2 \operatorname{Re}\{Z_{ax}(nf_1)\} K_p(nf_1),$$

где P_n – мощность n -й гармоники, выделяемая на реальной части входного сопротивления $Z_{ex}(nf_1)$ эквивалентной схемы в сечении $a-a'$ (см. рис. 1 в [1]) на частотах гармоник рабочей частоты f_1 ; $K_p(nf_1)$ – коэффициент передачи мощности n -й гармоники от сечения $a-a'$ до входных клемм излучателя (см. рис. 1, в [1]).

В табл. 3 представлены данные о фильтрации гармоник при $P_{ex}=0,1$ Вт.

Таблица 3

f/f_1	2	3	4	5
$kh=1,35$				
$Z_{ex}(nf_1), \text{Ом}$	$0,63-j23,7$	$5,7 \cdot 10^{-2}-j88,8$	$1,5 \cdot 10^{-2}-j9,2$	$5,7 \cdot 10^{-3}-j7,2$
$K_p(nf_1)$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-4}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
$P_n, \text{Вт}$	$4,03 \cdot 10^{-4}$	$8,2 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$9,1 \cdot 10^{-7}$
$\zeta, \text{дБ}$	-48,8	-82,2	-89,8	-69,6
$kh=1,5$				
$Z_{ex}(nf_1), \text{Ом}$	$0,66-j23,6$	$5,7 \cdot 10^{-2}-j88,1$	$1,5 \cdot 10^{-2}-j9,2$	$5,8 \cdot 10^{-3}-j7,2$
$K_p(nf_1)$	$7,3 \cdot 10^{-2}$	10^{-3}	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$
$P_n, \text{Вт}$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	$7,9 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$9,0 \cdot 10^{-7}$
$\zeta, \text{дБ}$	-47,1	-81,0	-64,3	-65,8

Анализируя полученные результаты, на основании данных работы [1] можно сказать, что основной причиной, обуславливающей невысокий КПД выпрямления η_e , является низкое значение R_{ex} . Многочисленные численные эксперименты показали, что в структуре типа «коллинеарные провода» нельзя достичь сопротивления $R_{ex} \approx (40-50)$ Ом, что обеспечило бы максимальное значение величин η_1 и η_2 (см. рис. 2, в [1]). Наилучшим способом варьирования величиной R_{ex} , как показала серия расчетов, является изменение высоты kh . Максимальное значение R_{ex} , а, следовательно, и результирующего КПД, было достигнуто при $kh=1,5$ (табл. 2). Однако оно всего на несколько процентов больше величины η_e при $kh=1,35$.

Эффективный способ увеличения КПД – это уменьшение сопротивления потерь R_n диода Шоттки. Зависимость $\eta_1=f(R_n)$ для структуры типа «коллинеарные провода» представлена на рис. 6. Так как в перспективе сопротивление потерь диода Шоттки может быть снижено до величины 2 Ома [10], то следует ожидать увеличения КПД η_1 примерно на 20%. В табл. 4 представлены данные о КПД при различных сопротивлениях потерь при $kh=1,35$.

Таблица 4

Тип структуры	$R_n, \text{Ом}$	$Z_{ex}, \text{Ом}$	η_1	η_2	η_e
Коллинеарные провода	4,85	$12,2-j1,0$	0,577	0,4	0,23
	2	$9,64+j0,7$	0,768	0,3	0,23
Сетка	4,85	$16,3-j1,35$	0,66	0,44	0,29
	2	$14,0+j1,12$	0,825	0,42	0,35

Однако в структуре «коллинеарные провода» это не приводит к росту результирующего КПД, так как сопротивление R_{ex} становится меньше 10 Ом, падает значение η_2 и в итоге величина η_e остается постоянной (табл. 4).

Важной особенностью исследованной структуры является весьма малое активное сопротивление $R_{ex}(nf_1)$ на частотах гармоник (табл. 3). Причем эта особенность устойчиво сохраняется при различных значениях высоты kh . Малые значения $R_{ex}(nf_1)$ с одной стороны приводят к низким коэффициентам передачи $K_p(nf_1)$, а с другой – к незначительному преобразованию в процессе выпрямления мощности падающего луча в мощности высших гармоник P_n . Благодаря этим двум

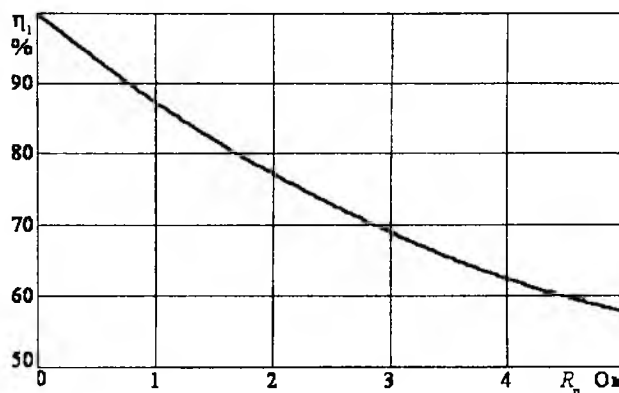


Рис. 6

причинам обеспечивается существенное подавление внешнего излучения. Таким образом, структура «коллинеарные провода» совместно с паразитными элементами корпуса образует естественный фильтр гармоник с уровнем подавления не хуже -50 дБ.

Один из недостатков структуры типа «коллинеарные провода» – это последовательное соединение ячеек по постоянному току, так как в этом случае не всегда удастся подобрать нужную величину R_H' (см. рис. 1) при энергоснабжении какого-либо объекта. Более гибкой является последовательно-параллельная схема сбора, которая естественным образом образуется в структуре типа «сетка» (рис. 2).

Исследования сетки (с размерами: $kh=1,35$; $kl=1,5$; $kl_1=kl_2=kl_3=kl/3$; $kl_4=kl_5=kl/2$) показали, что она обладает теми же свойствами, что и «коллинеарные провода». Например, обеспечивает низкие значения величин $R_{ex}(nf_1)$ (см. табл. 5) и характеристику направленности без провалов изображенную на рис. 7 ($kl_x \times kl_y = 1,4 \times 1,4$).

Таблица 5

f/f_1	2	3	4	5
$Z_{ex}(nf_1)$, Ом	$0,65-j23$	$5,7 \cdot 10^{-2}-j12,9$	$1,57 \cdot 10^{-2}-j99,7$	$5,9 \cdot 10^{-3}-j7,2$
$K_o(nf_1)$	$7,15 \cdot 10^{-2}$	$1,02 \cdot 10^{-3}$	$2,16 \cdot 10^{-2}$	$3,96 \cdot 10^{-2}$

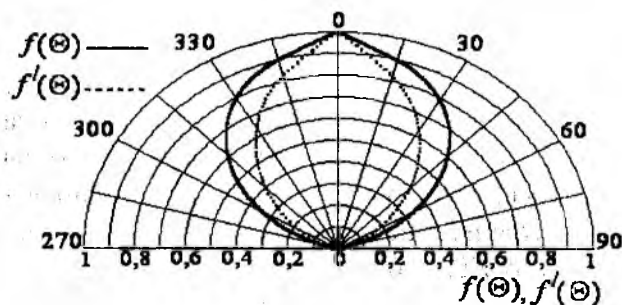


Рис. 7

Наилучшие параметры структуры типа «сетки» были найдены в случае прямоугольной ячейки при $kl=1,5$ и $kh=1,35$. Они приведены в табл. 4 совместно с параметрами структуры типа «коллинеарные провода». Нетрудно сделать вывод, что «сетка» более эффективна, так как обеспечивает более высокий КПД выпрямления η_e .

Обе исследованные структуры обладают одним общим свойством – область максимальных КПД лежит в пределах $(1-1,5) kl$, то есть геометрические размеры ячейки меньше примерно на полпорядка, чем длина рабочей волны. В силу плотного размещения диодов на подложке такие структуры могут быть отнесены к классу антенн с распределенными нелинейными элементами. Основное их достоинство – возможность реализации высоких значений мощности постоянного тока снимаемой с 1 м^2 апертуры ректенны при КПД выпрямлении (в перспективе) около 30%.

Список литературы: 1. Омаров М.А., Грецих Д.В. Приближенная модель расчета КПД выпрямления крупноапертурных ректенн // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С.43 – 45. 2. А.И. Лучанинов, А.А. Коновальцев и др. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии 1) // Там же 2001. Вып. 117. С. 78 – 84. 3. То же 2) // Там же 2001. Вып. 118. С. 3 – 7. 4. То же 3) // Там же 2001. Вып. 119. С. 199 – 210. 5. То же 4) // Там же 2001. Вып. 120. С. 8 – 11. 6. В.М. Шокало, М.А. Омаров и др. Моделирование крупноапертурных ректенн космических энергосистем 1) // Там же 2001. Вып. 121. С. 3 – 10. 7. Корниенко Л.Г. Теория и техника излучающих и направляющих систем. Изд. ХВУ, 1994, 625 с. 8. В.М Шокало, А.М. Рыбалко и др. Эффективность микроволновых систем беспроводной передачи энергии при неоптимальном КПД перехвата // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 128. С. 9. Лучанинов А.И., Шифрин Я.С. Антенны с нелинейными элементами // Справочник по антенной технике. Т.1/ Под ред. Л.Д. Бахраха, Е.Г. Зелкина. М.: ИПРЖР, 1997. С. 207 – 235. 10. Tae-Whan Yoo, Kai Chang Theoretical and experimental development of 10 and 35 GHz Rectennas // IEEE Transactions on microwave theory and techniques. Vol. 40, NO. 6. June 1992. Pp. 1259 – 1266.

А. А. КУХТИН

О ГРАНИЦАХ ЗОНЫ ФРЕНЕЛЯ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ В МАТЕРИАЛЬНЫХ СРЕДАХ

В последние годы весьма интенсивно изучается природа, свойства и последствия воздействия электромагнитного СВЧ (сверхвысокочастотный диапазон), КВЧ (крайне высокочастотный диапазон) излучения на живые среды и организмы, включая и человека, его органы, системы жизнедеятельности и клетки (материальные среды).

Общеизвестным является тот факт, что с ростом частоты электромагнитных волн увеличиваются потери в вышеперечисленных средах. Это явление может привести к локальному нагреву некоторой области материального пространства (гипертермия) [1], а также и к так называемому информационному воздействию электромагнитной волны определенной частоты на материальную среду [2].

Пространство, в котором излучает антенна, принято делить на ближнюю зону, зону Френеля и дальнюю зону. С целью достижения максимального эффекта особое внимание уделяется проблеме концентрации энергии электромагнитных волн (ЭМВ) в определенном объеме материальной среды. Для этого требуются специальные излучающие устройства, называемые в медицине аппликаторами. Отличительной чертой всех разновидностей аппликаторов является то обстоятельство, что взаимодействие ЭМ-полей с тканями происходит в ближней зоне и зоне Френеля антенн. Это значительно усложняет задачу оценки результатов взаимодействия, поскольку для нее требуется знание точной структуры ЭМ поля в представляющей интерес области, а такая традиционная характеристика, как комплексная диаграмма направленности (ДН) непригодна, ибо она применима только для дальней зоны. Если для ближней зоны расчет поля необходимо проводить по строгим соотношениям, то для зоны Френеля можно все-таки использовать более простые выражения. В связи с этим возникает вопрос об области применимости приближенных формул, то есть о границах зоны Френеля в материальных средах. Этому вопросу и посвящена данная работа.

Пусть имеется круглая апертура, излучающая в однородную среду с потерями (см. рис. 1). Плоскость апертуры расположим в плоскости XOY декартовой системы координат.

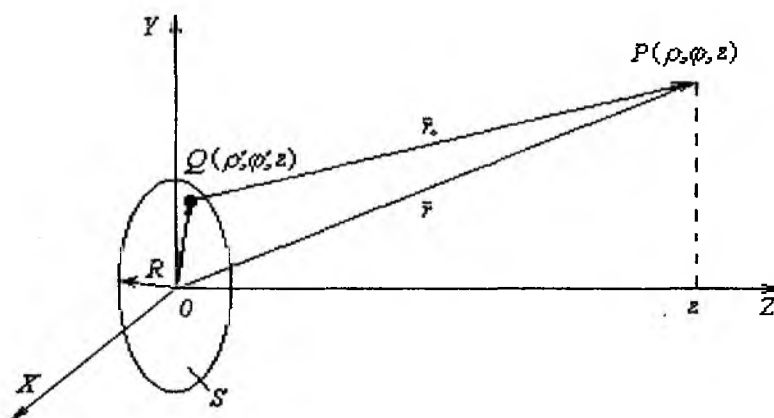


Рис. 1

В точке наблюдения $P(\rho, \varphi, z)$ выражение для электрического поля, создаваемого круглой апертурой S , записывается в виде

$$\vec{E}(\rho, \varphi, z) = \frac{jk}{4\pi} \int_S \vec{E}_0(\rho', \varphi', 0) \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \left(1 + \frac{z}{r_0}\right) dS, \quad (1)$$

где ρ, φ, z – координаты точки наблюдения;

ρ', φ' – координаты точки в плоскости апертуры;

$\vec{E}(\rho, \varphi, z)$ – напряженность поля в точке наблюдения P ;

$\vec{E}_0(\rho', \varphi', 0)$ – распределение электрического поля в плоскости апертуры;

$\vec{r}_0$ – радиус-вектор, направленный из произвольной точки Q в пределах апертуры в точку наблюдения P ;

$\vec{r}$ – радиус-вектор, направленный из начала координат в точку P ;

k – постоянная распространения.

Ограничимся первыми двумя членами разложения r_0 в (1) в степенной ряд

$$r_0 \approx r_1 = z + \frac{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\varphi - \varphi')}{2z}. \quad (2)$$

Предположим также, что $r_0 \approx r$. Тогда, как следует из рис. 1,

$$z = r \cos \Theta \approx r_0 \cos \Theta, \quad (3)$$

где Θ – угол между осью z и радиус-вектором $\vec{r}$.

Заменяем величину r_0 в знаменателе множителя $e^{-jk r_0} / r_0$ выражения (1) на величину z .

Тогда с учетом (2) и (3) можем записать (1) в виде

$$\vec{E}(\rho, \varphi, z) = \frac{jk}{4\pi} \int_0^{R} \int_0^{2\pi} \vec{E}_0(\rho', \varphi', 0) \frac{e^{-jk r_1}}{z} \left(1 + \frac{r_0 \cos \Theta}{r_0} \right) \rho' d\rho' d\varphi'. \quad (4)$$

При наличии потерь величина k в выражении (4) и (5) становится комплексной, т.е.

$$k = k' - jk'', \quad (5)$$

где k' – волновое число;

k'' – определяет величину затухания поля за счет потерь в среде.

С учетом (5) выражения (1), (4) могут быть переписаны следующим образом

$$\vec{E}(\rho, \varphi, z) = \frac{jk' + k''}{4\pi} \int_0^R \int_0^{2\pi} \vec{E}_0(\rho', \varphi', 0) \frac{e^{-jk' r_0}}{r_0} e^{-k'' r_0} \left(1 + \frac{z}{r_0} \right) \rho' d\rho' d\varphi'. \quad (6)$$

$$\vec{E}(\rho, \varphi, z) = \frac{jk' + k''}{4\pi} \int_0^R \int_0^{2\pi} \vec{E}_0(\rho', \varphi', 0) \frac{e^{-jk' r_1}}{z} e^{-k'' r_1} (1 + \cos \Theta) \rho' d\rho' d\varphi'. \quad (7)$$

Сравнивая точное выражение (6) с приближенным (7), видим, что при использовании (7) для вычисления поля появляются фазовые ошибки, определяемые множителем $e^{-jk' r_1}$, и амплитудные ошибки, определяемые множителем $e^{-k'' r_1} / z$. Поэтому выделяют 2 критерия: амплитудный критерий и фазовый критерий [4].

В работах [3], [4] были получены соотношения, определяющие границы между ближней зоной, зоной Френеля для линейной антенны и для излучающей апертуры. Однако эти соотношения не учитывают потерь в среде. Выведем критерии применимости (4) для исследования поля в среде с потерями.

В данной работе соотношения, определяющие границу между ближней зоной и зоной Френеля, находятся из предположения, что ошибка в экспоненте $e^{-jk r_0}$ при переходе от r_0 к r_1 не превышает $\pi/8$ рад. Из условия максимума ошибки, получающейся в результате этого перехода, приходим к фазовому критерию, который определяет границу зоны Френеля в среде с потерями

$$\left| \sqrt{z_1^2 + (R_1 + \rho_1)^2} - z_1 - \frac{(R_1 + \rho_1)^2}{2z_1} \right| - \frac{1}{16} \leq 0. \quad (8)$$

Амплитудный критерий, определяющий границу зоны Френеля в среде с потерями, можно вывести из (1) при замене множителя $e^{-jk r_0}/r_0$ в выражении (6) на $e^{-jk r_1}/z$. В этом случае

$$\left| 1 - \sqrt{1 + \left(\frac{R_1 + \rho_1}{z_1} \right)^2} e^{-2\pi\delta \left(z_1 + \frac{(R_1 + \rho_1)^2}{2z_1} - \sqrt{z_1^2 + (R_1 + \rho_1)^2} \right)} \right| - 1 + \cos \frac{\pi}{8} \leq 0, \quad (9)$$

где z_1, R_1, ρ_1 – нормированные переменные, определяемые соотношениями

$$z_1 = \frac{z}{\lambda}, \quad R_1 = \frac{R}{\lambda}, \quad \rho_1 = \frac{\rho}{\lambda};$$

δ – величина, характеризующая потери в среде, определяемая через величину затухания поля k'' и волновое число k' ($\delta = k''/k'$). Связь δ с тангенсом угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}^2 \Delta$ описывается выражением

$$\delta = \sqrt{\frac{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \Delta + 1} - 1}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \Delta + 1} + 1}}. \quad (10)$$

Неравенство, определяющее область дальней зоны круглой апертуры, записывается в виде [3], [4]

$$z_1 \geq 8(\rho_1 + R_1)^2. \quad (11)$$

Так как выражения (8), (9), (11), определяющие множество точек пространства, попадающих в зону Френеля, должны выполняться одновременно, записываем систему неравенств

$$\left\{ \begin{array}{l} \left| \sqrt{z_1^2 + (R_1 + \rho_1)^2} - z_1 - \frac{(R_1 + \rho_1)^2}{2z_1} \right| - \frac{1}{16} \leq 0, \\ z_1 \leq 8(\rho_1 + R_1)^2, \\ \left| 1 - \sqrt{1 + \left(\frac{R_1 + \rho_1}{z_1} \right)^2} e^{-2\pi\delta \left(z_1 + \frac{(R_1 + \rho_1)^2}{2z_1} - \sqrt{z_1^2 + (R_1 + \rho_1)^2} \right)} \right| - 1 + \cos \frac{\pi}{8} \leq 0. \end{array} \right. \quad (12)$$

Решая полученную систему неравенств, и полагая для упрощения далее $\rho_1 = 0$, получаем зависимости границы зоны Френеля с ближней зоной, которая определяется амплитудным критерием при различных значениях потерь в среде δ (рис. 2а), и границы зоны Френеля с ближней и дальней зонами (рис. 2б).

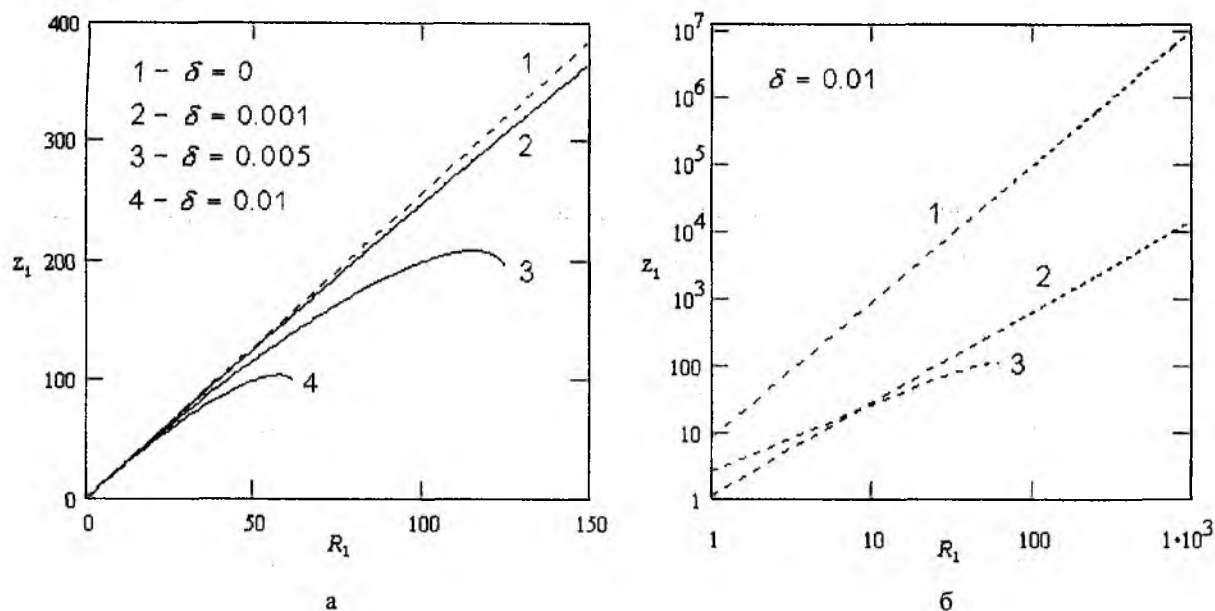


Рис. 2

Анализы графических зависимостей позволяют сделать следующие выводы. Граница области Френеля, определяемая амплитудным критерием (рис. 2а), при наличии потерь в материальной среде сдвигается в сторону плоскости апертуры антенны. Граница между зоной Френеля и ближней зоной при малых размерах R_1 определяется в первую очередь амплитудным критерием (кривая 3 рис. 2б), а с ростом размера R_1 — фазовым критерием (кривая 2 на рис. 2б). Ближняя граница для небольших антенн ($R_1 < 10$) сдвигается в сторону антенны с ростом потерь δ . Фазовый критерий начинает превалировать раньше, т.е. ближняя граница зоны Френеля начинает определяться фазовым критерием при меньших размерах, чем в отсутствие потерь. С ростом потерь δ в материальной среде этот эффект усиливается. Также стоит отметить, что в средах с большими потерями фазовый критерий начинает оказывать влияние на границу между зоной Френеля и ближней зоной несколько раньше, чем в средах с меньшими потерями. Граница между зоной Френеля и дальней зоной (кривая 1 на рис. 2б) определяется тем же выражением, что и в отсутствие потерь, наличие последних в среде на нее не оказывает практически никакого влияния.

Список литературы: 1. О.В. Бецкий, Н.Д. Девятков. Электромагнитные миллиметровые волны и живые организмы // Радиотехника. 1996. № 9. С. 4 – 11. 2. Э.А.Гельвич, В.Н.Мазохин. Технические аспекты электромагнитной гипертермии в медицине // Биомедицинская радиоэлектроника. 1998. №1. С. 37 – 46. 3. Уолтер К. Антенны бегущей волны: Пер. с англ. / Под ред. А.Ф. Чаплина. М: Энергия. 1970. 448 с. 4. Sherman J.W. Properties of focused apertures in the Fresnel region // IRE Trans. 1962. Vol. AP-10, № 4. Pp. 399 – 408.

В. И. ГОМОЗОВ, д-р техн. наук, А. В. ГОМОЗОВ, канд. техн. наук, С. В. ТИТОВ

МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ СФОКУСИРОВАННЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МНОГОСТУПЕНЧАТОГО V-ОБРАЗНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТ ПО АПЕРТУРЕ ПЛОСКИХ ФАР

Исследование структуры поля излучающих систем, использующих различные методы фокусировки электромагнитного излучения (ЭМИ), имеет важное значение для решения многих актуальных задач радиоэлектроники, например, электромагнитной совместимости (ЭМС) радиоэлектронных систем, защиты различных объектов от ЭМИ, формирования мощных коротких импульсов, локации ближнего действия. В последнее время резко возрос интерес к созданию скрытных систем связи с объектами, расположенными в заданных точках пространства, а также к фокусировке ЭМИ с целью получить в ограниченном объеме пространства высокую плотность электромагнитной энергии [1-5].

Наибольшие возможности и гибкость управления параметрами сфокусированного ЭМИ обеспечиваются с помощью ФАР. При этом возможны различные способы управления фокусировкой ЭМИ, классификация которых дана в [6]. Как показал анализ различных методов управления пространственным распределением токов по апертуре ФАР для формирования пространственно-временных импульсов (ПВИ) в заданной точке наблюдения, проведенный в [5,6], наиболее эффективны методы фокусировки ЭМИ на основе взаимосогласованного пространственно-фазово-частотного (ПФЧ) и пространственно-фазово-частотно-временного управления. В [5] показано, что, начиная со второй половины зоны Френеля, протяженность ПВИ сфокусированного ЭМИ постоянна, не зависит от дальности до точки фокусировки, слабо зависит от размера ФАР, в основном определяется законом пространственно-частотного управления. Однако синтезированные в [5] квадратичные законы пространственно-фазового (ПФ) и пространственно-частотного (ПЧ) управления требуют достаточно сложной аппаратной реализации. Также требуется использовать пространственно-временное управление сигналами в каждом канале для ограничения области сканирования, что приводит к увеличению габаритов и стоимости ФАР.

В [6] предложено симметричное одноступенчатое равнодискретное V-образное распределение несущих частот по апертуре ФАР, позволяющее формировать при непрерывных сигналах последовательность мощных коротких локальных ПВИ на любой дальности при отсутствии сканирования. Отсутствие дополнительного пространственно-временного управления и равнодискретное распределение частот приводит к упрощению построения каждого канала и системы управления, то есть к уменьшению габаритов и стоимости ФАР. Недостатком данного метода является сложность гибкого управления скважностью формируемой последовательности ПВИ.

Рассмотрим плоскую прямоугольную эквидистантную ФАР размером $L_x=N_x d$, $L_y=N_y d$, где $N_x \times N_y = N$ – количество излучателей, d – расстояние между центрами соседних излучателей. За начало системы координат примем центральный излучатель ФАР при нечетном количестве излучателей. Пусть точка фокусировки находится на оси OZ, проходящей по нормали к апертуре антенны, и имеет координаты $P_F(x_F=0; y_F=0; z_F) = P_F(0; 0; z_F)$. Расчет поля излучения в выбранной декартовой системе координат будем проводить для нечетного количества N_x и N_y в соответствии со следующим выражением [1,6,7]:

$$E(x, y, z, t) = \left| \sum_{m=-\frac{N_x-1}{2}}^{\frac{N_x-1}{2}} \sum_{n=-\frac{N_y-1}{2}}^{\frac{N_y-1}{2}} \frac{J_{mn}(x, y, t)}{z} \cdot \exp \left\{ -j \left(2\pi f_{0mn} \left(t - \frac{R_{mn}}{c} \right) + \varphi_{0mn} \right) \right\} \right|, \quad (1)$$

где $J_{mn}(x, y, t)$ – амплитуда подводимого к элементарному источнику излучения гармонического сигнала; f_{0mn} – закон распределения несущих частот по апертуре ФАР; $R_{mn} = \sqrt{(x - x_{mn})^2 + (y - y_{mn})^2 + z^2}$ – расстояние до точки наблюдения от каждого излучающего элемента; x_{mn}, y_{mn} – координаты излучающих элементов; φ_{0mn} – закон распределения начальных фаз по апертуре ФАР.

В [6] показано, что при использовании одноступенчатого V-образного распределения несущих частот по апертуре ФАР и согласованного с ним закона распределения начальных фаз следующего вида:

$$f_{0mn} = \begin{cases} f_0 + |m|\Delta F_x, & \text{если } |m|\Delta F_x \geq |n|\Delta F_y, \\ f_0 + |n|\Delta F_y, & \text{если } |m|\Delta F_x < |n|\Delta F_y, \end{cases} \quad (2)$$

$$m \in \left[-\frac{N_x-1}{2} \dots \frac{N_x-1}{2} \right], \quad n \in \left[-\frac{N_y-1}{2} \dots \frac{N_y-1}{2} \right],$$

где $\Delta F_x, \Delta F_y$ – разнос частот между соседними излучающими элементами по осям OX и OY ;

$$\varphi_{0mn} = -2\pi f_{0mn} \left(t_F - \frac{R_{Fmn}}{c} \right); \quad (3)$$

$$t_F = \frac{\sqrt{x_F^2 + y_F^2 + z_F^2}}{c}; \quad R_{Fmn} = \sqrt{x_{mn}^2 + y_{mn}^2 + z_F^2},$$

в пространстве формируется последовательность ПВИ, распространяющихся по нормали к ФАР. Их характеристики определяются выражениями:

размер ПВИ по оси OX и OY , как и для синфазных ФАР [1,5]

$$\Delta x_F \approx \frac{\lambda}{L_x} z_F; \quad \Delta y_F \approx \frac{\lambda}{L_y} z_F; \quad (4)$$

протяженность ПВИ по дальности определяется максимальным разносом несущих частот по апертуре $\Delta F_{x \max}$ (или $\Delta F_{y \max}$) [5]

$$\Delta z_F \approx \frac{c}{\Delta F_{x \max}}; \quad (5)$$

период следования импульсов [6]

$$T_{ПВИ} = \frac{1}{\Delta F_x}. \quad (6)$$

С учетом выражений (5) и (6) скважность сформированной последовательности ПВИ рассчитывается следующим образом:

$$Q = \frac{T_{\text{ПВИ}}}{\tau_{\text{ПВИ}}} = \frac{\Delta F_{x \max}}{\Delta F_x} = \frac{N_x - 1}{2}. \quad (7)$$

Для решения многих задач радиоэлектроники необходимо оперативно изменять параметры последовательности импульсов при постоянной длительности последних, т.е. изменять скажность. Анализ выражения (7) показывает, что при использовании одноступенчатого V-образного распределения несущих частот по апертуре ФАР скажность сформированной последовательности импульсов жестко связана с количеством излучающих элементов ФАР, если требуется сохранять неизменной длительность $\tau_{\text{ПВИ}}$. С учетом этого условия, как видно из выражения (7), при использовании закона распределения частот вида (2), для изменения скажности потребуется изменять количество элементов ФАР (либо изменять конструкцию ФАР, либо отключать часть излучающих элементов). Подобные решения нецелесообразны.

При используемом в настоящее время большом количестве излучающих элементов ФАР увеличение скажности реализуется менее сложно. Сложнее обстоит вопрос, когда требуется уменьшить скажность. Как видно из выражения (6), период следования ПВИ определяется разностью частот между соседними излучающими элементами. Следовательно, для уменьшения скажности необходимо увеличивать шаг частот между соседними излучающими элементами ФАР. При этом максимальный разнос несущих частот по апертуре $\Delta F_{x \max}$ (или $\Delta F_{y \max}$) должен оставаться фиксированным для сохранения выбранной длительности ПВИ (см. выр. (5)). Эти противоречивые требования могут быть удовлетворены при использовании следующего предлагаемого многоступенчатого V-образного закона распределения несущих частот по апертуре ФАР вида:

$$f_{0mn} = \begin{cases} f_0 + \gamma \left\lfloor \frac{m}{\gamma} \right\rfloor \Delta F_x, & \text{если } \gamma \left\lfloor \frac{m}{\gamma} \right\rfloor \Delta F_x \geq \gamma \left\lfloor \frac{n}{\gamma} \right\rfloor \Delta F_y, \\ f_0 + \gamma \left\lfloor \frac{n}{\gamma} \right\rfloor \Delta F_y, & \text{если } \gamma \left\lfloor \frac{m}{\gamma} \right\rfloor \Delta F_x < \gamma \left\lfloor \frac{n}{\gamma} \right\rfloor \Delta F_y, \end{cases} \quad (8)$$

$$m \in \left[-\frac{N_x - 1}{2} \dots \frac{N_x - 1}{2} \right], \quad n \in \left[-\frac{N_y - 1}{2} \dots \frac{N_y - 1}{2} \right],$$

где γ – коэффициент уменьшения скажности; $\lfloor \dots \rfloor$ – оператор округления результата до ближайшего большего целого числа. Коэффициент уменьшения скажности

$$\gamma = \frac{\Delta F_{x \max}}{\Delta F_x Q} = \frac{N_x - 1}{2Q} \quad (9)$$

показывает, во сколько раз увеличивается шаг частоты между соседними ступенями закона частотного распределения (или определяет количество излучающих элементов с одинаковыми несущими частотами в одной ступени частотного распределения). Одноступенчатый V-образный закон распределения несущих частот по апертуре ФАР (см. выр. (2)) является частным случаем выражения (8) при $\gamma=1$.

Рассмотрим структуру поля излучения плоской квадратной ФАР (см. выр. (1)) при использовании закона распределения несущих частот по апертуре вида (8) и непрерывных сигналах в каналах ФАР. При проведении расчетов были выбраны следующие исходные данные: $\lambda = 0,02 \text{ м}$; $N_x = N_y = 33$; $\Delta F_x = \Delta F_y = 10 \text{ МГц}$; расстояние между центрами излу-

чающих элементов ФАР равно λ . Для представления результатов моделирования в наиболее общем виде используем также приведенные координаты:

$$x^{\Pi} = x/z_d ; y^{\Pi} = y/z_d ; z^{\Pi} = z/z_d ,$$

где $z_d = 2L_x^2/\lambda$ - дальняя граница зоны Френеля.

На рис. 1 и 2 приведен вид распределения несущих частот по апертуре ФАР в соответствии с выражением (8) при $\gamma=2$ и $\gamma=4$. На рис. 3 приведен вид распределения начальных фаз по апертуре ФАР в соответствии с выражением (3) для $z_F = 0,5z_d$. Закон распределения начальных фаз одинаков для рассматриваемых случаев частотного распределения и зависит только от дальности до точки фокусировки. Как было показано в [6], при увеличении дальности фокусировки $z_F > 0,5z_d$ разность фаз между излучателями уменьшается и ПФУ-управление не оказывает существенного влияния на форму ПВИ (т.е. приближается к случаю, когда $\varphi_{0mn} = 0$).

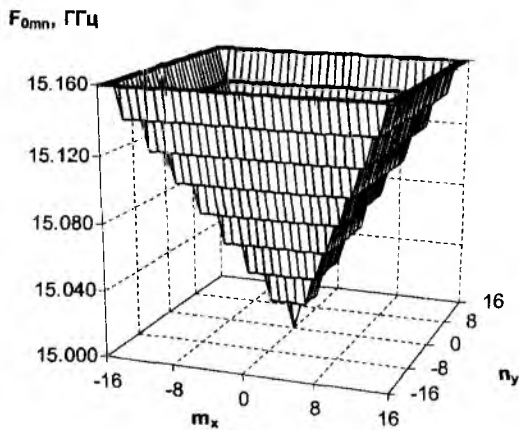


Рис. 1

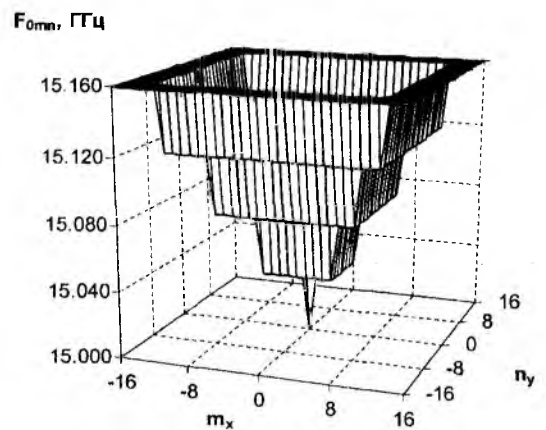


Рис. 2

На рис. 4 и 5 приведен вид нормированного поля излучения плоской ФАР $E_n = E(x, y, z, t)/E_{\max}(x, y, z, t) R_{mn}$, рассчитанного по выражению (1) при $J_{mn}(x, y, t) = 1$, f_{0mn} выпр. (8), φ_{0mn} выпр. (3) для $z_F = 0,2z_d$ при $\gamma=2$ и $\gamma=4$ соответственно. Использование взаимосогласованного ПФЧ-управления распределением токов по апертуре ФАР позволяет сфокусировать ПВИ на расстояниях $z_F \geq 0,1z_d$.

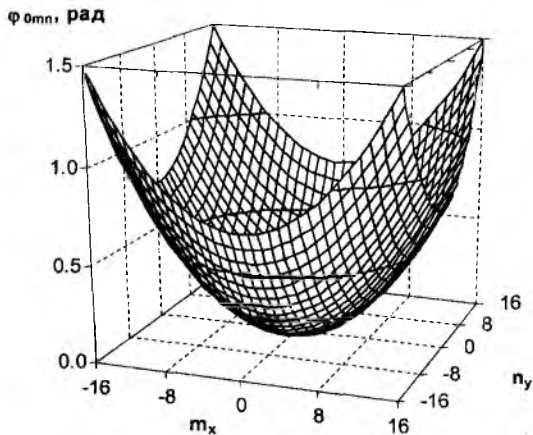


Рис. 3

На рис. 6 и 7 приведен вид нормированного поля излучения плоской ФАР при аналогичных законах распределения частот и фаз для $z_F = z_d$ при $\gamma=2$ и $\gamma=4$ соответственно. Использование многоступенчатого V-образного закона распределения несущих частот по апертуре ФАР позволяет уменьшить скважность сформированной последовательности ПВИ. Уровень первого бокового пика не превышает $E_{\text{бок}} = 0,35E_{\max}$ и снижается с уменьшением скважности. Период следования ПВИ и их протяженность по дальности определяются, как и в случае одноступенчатого V-образного распределения несущих

щих частот по апертуре ФАР, соответственно только максимальным разном несущих частот по апертуре $\Delta F_{x\max}$ (или $\Delta F_{y\max}$) и шагом частоты между соседними ступенями закона частотного распределения

$$T_{ПВИ} = \frac{1}{\gamma \Delta F_x}. \quad (10)$$

С учетом выражений (7) и (10) скважность сформированной последовательности ПВИ рассчитывается следующим образом:

$$Q = \frac{T_{ПВИ}}{\tau_{ПВИ}} = \frac{\Delta F_{x\max}}{\gamma \Delta F_x} = \frac{N_x - 1}{2\gamma}. \quad (11)$$

Как видно из рис. 4-7, размер ПВИ по оси $0X^\Pi$ зависит от линейных размеров антенны и расстояния до точки фокусировки z_F и определяется, как и для синфазных ФАР (см. выр. (4)).

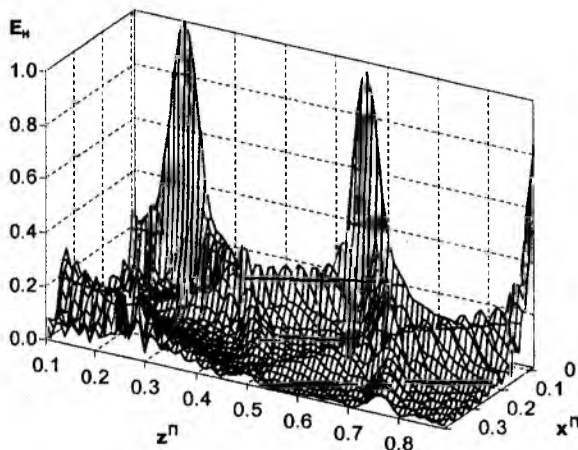


Рис. 4

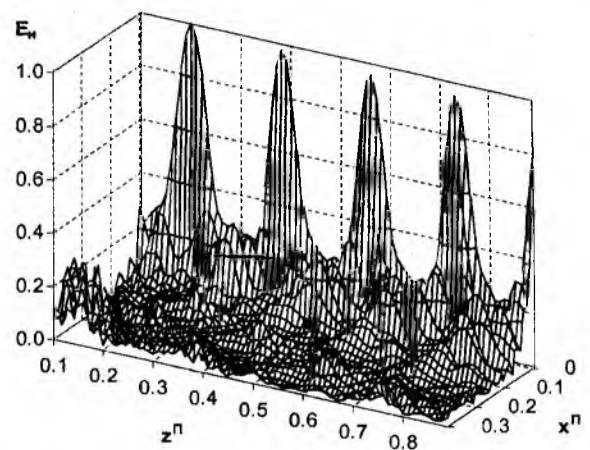


Рис. 5

Выводы: 1. Более эффективны методы фокусировки на основе взаимосогласованного ПФЧ- и ПФЧВ-управления. Однако сложные законы ПФ- и ПЧ-управления требуют достаточно сложной аппаратной реализации. Проведенный анализ показал, что предложенный метод фокусировки на основе ПФЧ-управления с использованием многоступенчатого V-образного закона ПЧ-управления позволяет осуществить локализацию ЭМИ в заданном угловом направлении без сканирования, присущего ранее предложенным в [5] методам ПФЧ- и ПФЧВ-управления фокусировкой.

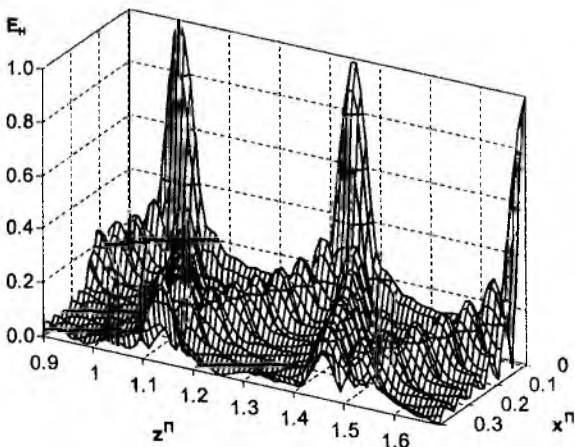


Рис. 6

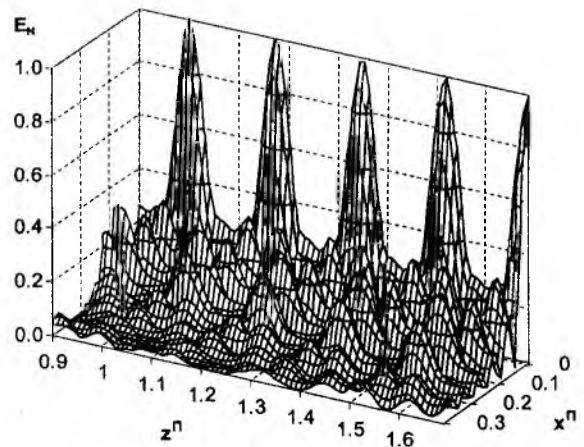


Рис. 7

2. Применение многоступенчатого равнодискретного V-образного закона ПЧ-управления позволяет формировать ПВИ на любой дальности без дополнительного использования ПВ-управления, что приводит к упрощению построения каждого канала и системы управления, то есть к уменьшению габаритов и стоимости ФАР.

3. Предлагаемое взаимосогласованное ПФЧ-управление фокусировкой ЭМИ при непрерывных сигналах в каналах плоской эквидистантной ФАР (выражения (3) и (8)) позволяет регулировать скважность сформированной последовательности ПВИ при неизменной длительности $\tau_{ПВИ}$ и может быть достаточно просто технически реализовано при использовании освоенных промышленностью узкополосных СВЧ-трактов.

4. Использование симметричного многоступенчатого V-образного распределения несущих частот по апертуре ФАР при непрерывных сигналах позволяет формировать последовательность мощных коротких локальных радиоимпульсов, параметры которых определяются по выражениям (4), (5), (10) и (11).

Список литературы: 1. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа, 1988. 432 с. 2. Зиolkовски Р.В. Новые импульсы направленной электромагнитной энергии // SPIE. Microwave and Particle Beam Sources and Propagation. 1988. Vol. 873. 3. Фельсен Л.В., Хейшан Е. Методы фокусировки луча от распределенных апертур // SPIE. Microwave and Particle Beam Sources and Propagation. 1988. Vol.873. 4. Содин Л.Г. Характеристики импульсного излучения антенн (электромагнитного снаряда) // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 5. С. 849 – 857. 5. Гомозов В.И., Гомозов А.В. Новый метод фокусировки электромагнитных излучений // Антенны. 2001. Вып. 3 (49). С. 54 – 60. 6. Гомозов В.И., Гомозов А.В. Титов С.В. Пространственно-фазово-частотная фокусировка сигналов в плоских ФАР при V-образной дискретизации частот // Радиотехника: Всеукр. междед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 201 – 207. 7. Фрадин А.З. Антенно-фидерные устройства. М.: Связь, 1977. 440 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 25.09.2002

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Теоретические и экспериментальные исследования в СВЧ-диапазоне петлевого излучателя (рис. 1) из холодной плазмы газового разряда и из проводника с различной проводимостью показали, что диапазонные свойства первого как по характеристикам излучения, так и по входным импедансам значительно превышают диапазонные свойства излучателей из идеальных проводников аналогичной конфигурации [1]. На рис. 1 приведено схематическое изображение петлевого несимметричного вибратора, где 1 – излучающие ветви; 2 – возбуждающий СВЧ-источник, подключенный между излучающей ветвью 1 и проводящим экраном 3 (противовесом).

При изучении этого явления в плазменных излучателях (ПИ) следует учитывать, что концентрация свободных носителей зарядов в плазме газового разряда приблизительно на 7 порядков меньше, чем их концентрация в металлах [2,3]. Поэтому в плазменном излучателе сопротивление току, возбужденному сторонним полем СВЧ, значительно больше, чем в обычном проводнике, тем более в идеальном. Это приводит к ослаблению отраженной волны тока от конца излучателя, установлению в ПИ режима, близкого к бегущей волне и, следовательно, к стабилизации входного импеданса и диаграмм излучения ПИ в частотном диапазоне [1,2]. Поэтому плазменный линейный излучатель можно моделировать неидеальным проводником с непрерывно распределенным импедансом вдоль его длины.

Рассмотрим, например, результаты расчетов методом интегрального уравнения диаграмм направленности (ДН) петлевого излучателя (рис. 1) для двух случаев, когда его проводники идеально проводящие или имеют конечную проводимость, например, $\sigma = 3 \text{ см}$ [1]. На рис. 2 приведены амплитудные ДН петлевого излучателя, из которых следует, что при $\sigma = 3 \text{ см}$ форма ДН стабилизируется в частотном диапазоне в сравнении с диаграммой направленности петлевого излучателя при $\sigma \rightarrow \infty$. Правая часть рис. 2 соответствует идеальной проводимости ($\sigma \rightarrow \infty$), левая – проводимости $\sigma = 3 \text{ см}$. Кривые 1 соответствуют частоте 150 МГц, 2 – частоте 300 МГц и кривые 3 – частоте 450 МГц.

Учитывая изложенное выше, можно предположить, что в аналогичном по конфигурации излучателе, выполненном из плазмы газового разряда, эффект расширения частотного диапазона также присутствует и, очевидно, зависит от проводимости плазмы σ . Это предположение было подтверждено результатами экспериментальных исследований [1].

Отметим, что от проводимости проводников излучателя существенным образом зависят его основные радиофизические характеристики, такие как амплитудные и фазовые диаграммы излучения, входной импеданс, коэффициент полезного действия и др., а для проведения расчетов этих характеристик для ПИ необходимо знать эту проводимость. Ниже приводится изложение способа определения проводимости плазмы ПИ в некотором частотном диапазоне. Этот способ определения проводимости плазмы назовем методом входных импедансов.

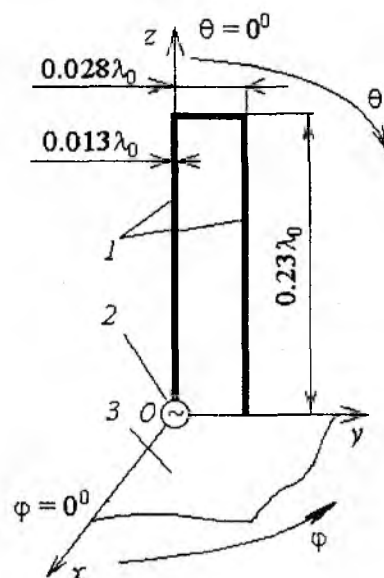


Рис. 1

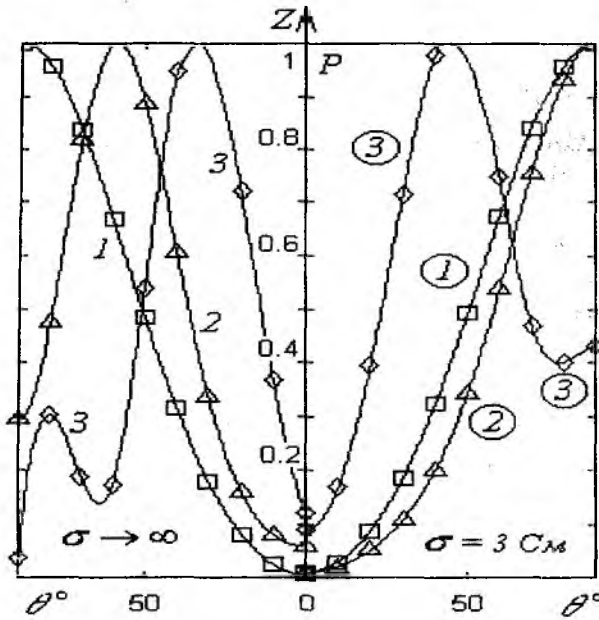


Рис. 2

Как отмечалось выше, у обычного излучателя с конечной проводимостью, кроме расширения частотного диапазона по ДН, частотный диапазон расширяется и по входному импедансу. Это изменение входного импеданса при изменении проводимости излучающих ветвей ПИ можно использовать для определения проводимости плазмы газового разряда в частотном диапазоне путем сравнения экспериментальных зависимостей входных импедансов ПИ и результатов расчета входных импедансов методом интегрального уравнения аналогичного по конфигурации излучателя, но выполненного из проводника с различной проводимостью σ в соответствии со следующей методикой:

1) Возбудим в частотном диапазоне, например, 150-350 МГц, исследуемый

объем плазмы и измерим в этом диапазоне множество значений входных импедансов $Z_{pl}(f)$ излучателя;

2) Решим в строгой постановке задачу о распределении тока и входном импедансе $Z_{cl}(f, \sigma)$ аналогичного излучателя, но из проводника с конечной проводимостью в том же частотном диапазоне, варьируя значениями его проводимости σ ;

3) Решим задачу оптимизации σ путем сравнения двух частотных зависимостей входного импеданса по п. 1 и п. 2 (или коэффициентов стоячей волны по напряжению) по критерию минимума целевой функции $Z(\sigma)$ в этом частотном диапазоне:

$$\begin{aligned} \min Z(\sigma) \\ \sigma \in (\sigma_1, \sigma_2). \end{aligned} \quad (1)$$

В соответствии с приведенной выше методикой была решена задача оптимизации (1), где в качестве целевых исследованы следующие разновидности функций:

$$\begin{aligned} Z_1(\sigma) &= \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N [K_{pl}(f_j) - K_{cl}(f_j, \sigma)]^2}{\sum_{j=1}^N K_{pl}^2(f_j)}}, & Z_2(\sigma) &= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[\frac{K_{pl}(f_j) - K_{cl}(f_j, \sigma)}{K_{pl}(f_j)} \right]^2, \\ Z_3(\sigma) &= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left| \frac{K_{pl}(f_j) - K_{cl}(f_j, \sigma)}{K_{pl}(f_j)} \right|, \end{aligned} \quad (2)$$

где N – общее число дискретных частот в исследуемом частотном диапазоне; j – номер частоты в этом диапазоне; $K_{pl}(f)$, $K_{cl}(f, \sigma)$ – экспериментальные и расчетные значения коэффициента стоячей волны по напряжению в заданном частотном диапазоне соответственно.

Значения КСВН при волновом сопротивлении подводящего фидера 50 Ом измерялись и вычислялись с шагом 10 МГц в соответствии со входными импедансами ПИ $Z_{pl}(f)$ и $Z_{cl}(f, \sigma)$. Расчеты целевых функций (2) в данном частотном диапазоне выполнялись на компьютере по разработанной программе. Было исследовано 29 расчетных частотных зависимостей $K_{cl}(f, \sigma)$ для проводимостей в диапазоне $0 < \sigma < 20$ См. Результаты расчетов приведены на рис. 3, где номера кривых соответствуют номерам целевых функций (2), приведенных выше. Из графиков видно, что все три исследуемые целевые функции имеют глобальный минимум при одном и том же значении проводимости, приблизительно, равном 0,5 – 0,6 См. С учетом периметра и диаметра стержня исследуемого в [1] петлевого излучателя погонная проводимость составляет 9–11 См/см, что соответствует аналитическим оценкам по обычным формулам электродинамики волн в плазменных средах.

Заключение

1) Значения проводимости плазмы газового разряда, полученные в соответствии с предложенным способом, с учетом погрешностей эксперимента и расчета близки по величине к проводимостям, найденным по обычным классическим данным, например, из [4], что делает предложенный способ приемлемым при дальнейших исследованиях плазменных излучателей.

2) При дальнейших исследованиях характеристик ПИ необходимо выяснить, как изменяется результирующая проводимость при различных волновых сопротивлениях подводящего фидера, а также провести оптимизацию целевой функции (1) не по КСВН, а по модулю импеданса или отдельно по активной и реактивной составляющим импеданса, так как последние не зависят от волнового сопротивления подводящего фидера.

3) Основными особенностями плазменных излучателей являются их широкополосность как по входным импедансам, так и по диаграммам излучения, а также возможность управлять коэффициентом усиления излучателя путем изменения величины постоянного электрического тока через плазменный излучатель.

4) Характеристики рассмотренного излучателя из плазмы газового разряда представляют определенный научный и прикладной интерес, так как ПИ позволяет совместить излучение энергии в значительно разнесенных двух частотных диапазонах: оптическом и диапазоне СВЧ.



Рис. 3

Список литературы: 1. Овсяников В.В. Широкополосный СВЧ излучатель на основе плазмы газового разряда // Радиофизика и радиоастрономия. 2001. Т. 6, №3. С.261 – 267. 2. Левитский С.М., Бурыкин Ю.Л. Излучение электромагнитных волн плазменными волноводами // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18. Вып. 12. С.2642 – 2644. 3. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Колебания и волны в плазменных средах. М.: Изд-во МГУ, 1990. 272 с. 4. Альвен Г., Фельтхаммер К.-Г. Космическая электродинамика. Основные принципы: 2-е изд.: Перев. с англ. / Под ред. акад. Л.А. Арцимовича. М.: Мир, 1967. 260 с.

А. И. КОЗАРЬ, канд. физ.-мат. наук

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН СИСТЕМОЙ ПЛОСКИХ ОДНО-СЛОЙНЫХ РЕШЕТОК РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СФЕР

Целью работы является решение задачи о рассеянии электромагнитных волн системой плоских однослойных решеток, построенных из малых однородных резонансных магнитодиэлектрических сфер, находящихся в свободном пространстве [1]. Длина рассеиваемой волны в данной задаче может быть соизмерима с постоянными решетки. Это решение можно использовать для изучения влияния решеточных структурных резонансов электромагнитного взаимодействия сфер на внутренние резонансы сфер решетки, разработки электромагнитных методов исследования динамических свойств кристаллических решеток, а также изучения влияния различных дефектов решеток на рассеяние электромагнитных волн. Оно может быть полезно для создания композиционных материалов с сильной дисперсией и разработки различных устройств по управлению полем излучения электромагнитных излучателей.

Рассмотрим в декартовой системе координат порождающее пространственную систему простых плоских однослойных решеток координатное представление вида:

$$\begin{aligned} x_{p,s} &= [s - \{(-1)^s - 1\}0.5]d - (-1)^{s-1}x_{p,s=0} \quad (s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \\ y_{p,t} &= [t - \{(-1)^t - 1\}0.5]h - (-1)^{t-1}y_{p,t=0} \quad (t = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \\ z_p &= z_0 + l_p = z_0 + pl \quad (p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \end{aligned} \quad (1)$$

где величины d, h определяются условиями $x = 0, x = d; y = 0, y = h$, а $x_{p,s=0}, y_{p,t=0}, z_p$ — координаты узлов, порождающих решетку и находящихся внутри области

$$\begin{aligned} 0 &\leq x_{p,s=0} \leq d, \\ 0 &\leq y_{p,t=0} \leq h, \\ -z &< z_p < z. \end{aligned} \quad (2)$$

Координаты $x_{p,s}, y_{p,t}, z_p$ определяют положение узлов вне пределов области (2) и являются функциями значений координат $x_{p,s=0}, y_{p,t=0}, z_p$. В координатное представление (1) можно ввести зависимость от времени, если координаты узлов $x_{p,s=0}, y_{p,t=0}, z_p$ внутри области (2) считать некоторыми функциями времени. Каждому узлу решеток (1) сопоставляется упорядоченная тройка чисел $c = (p, s, t)$, выделенный узел решеток будем обозначать $c' = (p', s', t')$.

Значение индекса p определяет номер простой плоской решетки (рис.1), а значения индексов s, t задают положение узла p -ой простой плоской решетки. Нужный тип элементарной ячейки сложной плоской однослойной решетки формируют из p порождающих простые плоские решетки узлов внутри области (2), которую повторит за пределами области (2) координатное представление (1) в виде определенной сложной плоской однослойной решетки.

Задавая максимальные значения чисел p, s, t , можно рассматривать конечные и бесконечные решетки.

На рис. 1 представлена система простых плоских однослойных решеток, когда порождающий узел решетки находится в центре области (2), для случая $p=0, 1, 2, 3, 4$.

Когда координаты узлов решеток для области (2) удовлетворяют условиям $x_{p,s=0} = \frac{d}{2}$,

$y_{p,t=0} = \frac{h}{2}$, $z_p = z_0 + pl$, то возникает правильная ортогональная решетка, для которой d, h, l – постоянные решетки.

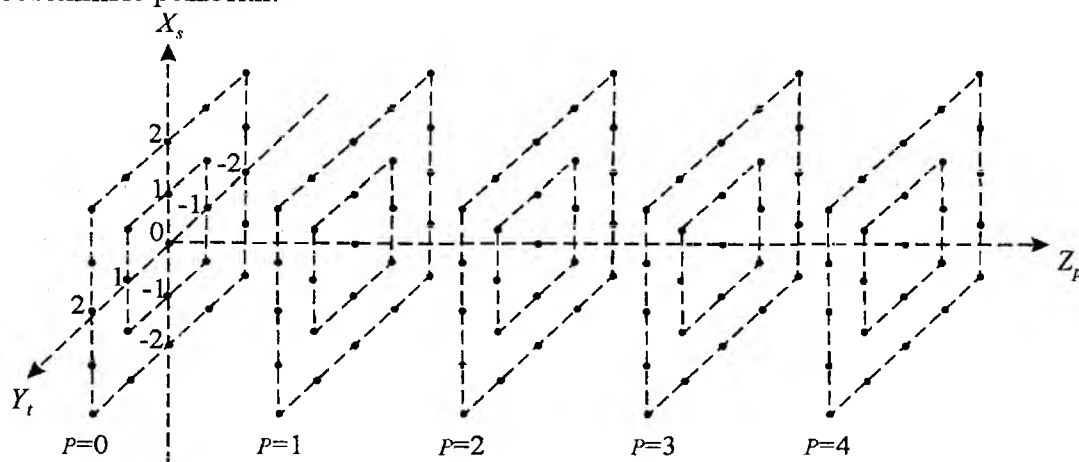


Рис. 1

Если изменять координаты узлов, находящихся в пределах области (2), то, в соответствии с координатным представлением (1), положения узлов решеток вне области (2) будут также соответствующим образом смещаться, что позволяет перестраивать пространственную конфигурацию решеток.

Полагаем, что в узлы решеток (1) помещаются центры $N = \sum_p N_p$ малых однородных резонансных магнитоэлектрических сфер с проницаемостями ϵ_c, μ_c и радиусами a_c ($c \in N$), где N_p – число сфер p -й плоской решетки. Проницаемости заполнения свободного пространства – ϵ_0, μ_0 .

Поля будем записывать в виде $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}$, $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}$.

Расстояние между центрами сфер c и c' представим как

$$r_{cc'} = \sqrt{(x_{p',s'} - x_{p,s})^2 + (y_{p',t'} - y_{p,t})^2 + (z_{p'} - z_p)^2}. \quad (3)$$

Считаем, что вне сфер $a/\lambda \ll 1$, но внутри сфер, возможен резонансный случай $a/\lambda_g \sim 1$, где λ – длина волны в свободном пространстве, а λ_g – длина волны в сфере.

Для решения задачи используем интегральные уравнения [2] и решать ее будем в два этапа. На первом этапе найдем внутреннее поле рассеивающих сфер, а на втором найдем поле, рассеянное пространственной решеткой сфер.

Рассеянное поле по известному внутреннему полю рассеивателей определим через электрический $\vec{\Pi}^3$ и магнитный $\vec{\Pi}^M$ потенциалы Герца пространственной решетки:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{racc} &= (\nabla\nabla + k^2\epsilon_0\mu_0)\vec{\Pi}^3 - ik\mu_0[\nabla, \vec{\Pi}^M], \\ \vec{H}_{racc} &= (\nabla\nabla + k^2\epsilon_0\mu_0)\vec{\Pi}^M + ik\epsilon_0[\nabla, \vec{\Pi}^3]. \end{aligned} \quad (4)$$

Потенциалы Герца рассеянного поля отдельными сферами имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{\Pi}_c^3 &= \frac{1}{4\pi} \int_{V_c} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{E}_c^0(\vec{r}') f_c(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV, \\ \vec{\Pi}_c^M &= \frac{1}{4\pi} \int_{V_c} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H}_c^0(\vec{r}') f_c(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV, \end{aligned} \quad (5)$$

где $f_c(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ является решением уравнения

$$\Delta f(|\vec{r} - \vec{r}'|) + k^2 \epsilon_0 \mu_0 f(|\vec{r} - \vec{r}'|) = -4\pi \delta(|\vec{r} - \vec{r}'|),$$

удовлетворяющего условию излучения на бесконечности и имеет вид:

$$f(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \frac{e^{-ik\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (6)$$

а $\vec{E}_c^0(\vec{r}')$, $\vec{H}_c^0(\vec{r}')$ – внутренние поля рассеивателей, V_c – объем рассеивателей. Вначале внутреннее поле найдем для случая, когда отношение $a/\lambda_g \ll 1$ внутри и $a/\lambda \ll 1$ вне сферы, а потом результаты вычислений обобщим на резонансный случай, когда $a/\lambda_g \sim 1$ внутри сферы.

Если учесть, что для внешних точек сферы ($r > r'$) интеграл по объему сферы от функции Грина для свободного пространства (6) имеет вид:

$$W(\vec{r}) = \int_V \frac{e^{-ik\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV = \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a - k_1 a \cos k_1 a) \frac{e^{-ik_1 r}}{r}, \quad (7)$$

где $k_1 = k\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$; $k = 2\pi/\lambda$, а r – расстояние от центра до внешних точек сферы, то можно построить квазистационарные уравнения для внутренних полей c' сферы в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{0(p',s',t')}(\vec{r}',t) &= \left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\epsilon_{c'}}{\epsilon_0} - 1 \right) \right\} \vec{E}_{(p',s',t')}^0(\vec{r}',t) - \\ &- \sum_p \sum_s \sum_t \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\mathcal{J}}(\vec{r}) \vec{E}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}',t) - \right. \\ &(\vec{p},s,t) \neq (\vec{p}',s',t') \\ &\left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) \vec{H}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}',t) \right] \right\}, \\ \vec{H}_{0(p',s',t')}(\vec{r}',t) &= \left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) \right\} \vec{H}_{(p',s',t')}^0(\vec{r}',t) - \\ &- \sum_p \sum_s \sum_t \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) \vec{H}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}',t) + \right. \\ &(\vec{p},s,t) \neq (\vec{p}',s',t') \\ &\left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\mathcal{J}}(\vec{r}) \vec{E}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}',t) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\vec{E}_{0(p',s',t')}(\vec{r}',t)$; $\vec{H}_{0(p',s',t')}(\vec{r}',t)$ и $\vec{E}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}',t)$; $\vec{H}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}',t)$ – поле падающей волны в сфере и внутреннее поле сферы соответственно.

Величины $W_{cc'}^{\mathcal{J}}(\vec{r})$, $W_{cc'}^{\mathcal{M}}(\vec{r})$ имеют вид (3,7,8):

$$W_{cc'}^{\mathfrak{A}}(\vec{r}) = \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{cc'}}}{r_{cc'}},$$

$$W_{cc'}^{\mathfrak{M}}(\vec{r}) = -\frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{cc'}}}{r_{cc'}}.$$
(9)

Первые слагаемые справа в уравнениях (8) связаны с внутренним полем выделенной сферы, а вторые слагаемые учитывают влияние на выделенную сферу всех остальных сфер.

В результате, для определения внутреннего поля, мы имеем систему $2N$ векторных неоднородных уравнений или же для x -, y -, z -составляющих $6N$ уравнений с $6N$ неизвестными.

Для сферы c' решение системы уравнений (8) имеет вид:

$$\vec{E}_{(p',s',t')}^0(\vec{r}',t) = \frac{1}{\Delta_{\mathfrak{A}M}} \sum_c (\hat{g}_c^{\mathfrak{A}c'} \vec{E}_{0(p,s,t)}(\vec{r}',t) + \hat{\beta}_c^{\mathfrak{A}c'} \vec{H}_{0(p,s,t)}(\vec{r}',t)),$$

$$\vec{H}_{(p',s',t')}^0(\vec{r}',t) = \frac{1}{\Delta_{\mathfrak{A}M}} \sum_c (\hat{\beta}_c^{\mathfrak{M}c'} \vec{H}_{0(p,s,t)}(\vec{r}',t) + \hat{g}_c^{\mathfrak{M}c'} \vec{E}_{0(p,s,t)}(\vec{r}',t)),$$
(10)

где

$$\hat{g}_c^{\mathfrak{A}c'} = \begin{bmatrix} g_{xxc}^{\mathfrak{A}c'} & g_{xyc}^{\mathfrak{A}c'} & g_{xzc}^{\mathfrak{A}c'} \\ g_{yxc}^{\mathfrak{A}c'} & g_{yyc}^{\mathfrak{A}c'} & g_{yzc}^{\mathfrak{A}c'} \\ g_{zxc}^{\mathfrak{A}c'} & g_{zyc}^{\mathfrak{A}c'} & g_{zzc}^{\mathfrak{A}c'} \end{bmatrix}; \quad \hat{\beta}_c^{\mathfrak{A}c'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxc}^{\mathfrak{A}c'} & \beta_{xyc}^{\mathfrak{A}c'} & \beta_{xzc}^{\mathfrak{A}c'} \\ \beta_{yxc}^{\mathfrak{A}c'} & \beta_{yyc}^{\mathfrak{A}c'} & \beta_{yzc}^{\mathfrak{A}c'} \\ \beta_{zxc}^{\mathfrak{A}c'} & \beta_{zyc}^{\mathfrak{A}c'} & \beta_{zzc}^{\mathfrak{A}c'} \end{bmatrix};$$

$$\hat{\beta}_c^{\mathfrak{M}c'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxc}^{\mathfrak{M}c'} & \beta_{xyc}^{\mathfrak{M}c'} & \beta_{xzc}^{\mathfrak{M}c'} \\ \beta_{yxc}^{\mathfrak{M}c'} & \beta_{yyc}^{\mathfrak{M}c'} & \beta_{yzc}^{\mathfrak{M}c'} \\ \beta_{zxc}^{\mathfrak{M}c'} & \beta_{zyc}^{\mathfrak{M}c'} & \beta_{zzc}^{\mathfrak{M}c'} \end{bmatrix}; \quad \hat{g}_c^{\mathfrak{M}c'} = \begin{bmatrix} g_{xxc}^{\mathfrak{M}c'} & g_{xyc}^{\mathfrak{M}c'} & g_{xzc}^{\mathfrak{M}c'} \\ g_{yxc}^{\mathfrak{M}c'} & g_{yyc}^{\mathfrak{M}c'} & g_{yzc}^{\mathfrak{M}c'} \\ g_{zxc}^{\mathfrak{M}c'} & g_{zyc}^{\mathfrak{M}c'} & g_{zzc}^{\mathfrak{M}c'} \end{bmatrix},$$

а $\Delta_{\mathfrak{A}M}$ – детерминант основной матрицы системы уравнений (8). Компоненты внутреннего поля сферы (10) представим в виде:

$$\vec{E}_{xc'}^0(\vec{r}',t) = \frac{1}{\Delta_{\mathfrak{A}M}} \sum_c \left[g_{xxc}^{\mathfrak{A}c'} E_{0xc}(\vec{r}',t) + g_{xyc}^{\mathfrak{A}c'} E_{0yc}(\vec{r}',t) + g_{xzc}^{\mathfrak{A}c'} E_{0zc}(\vec{r}',t) + \right.$$

$$\left. + \beta_{xxc}^{\mathfrak{A}c'} H_{0xc}(\vec{r}',t) + \beta_{xyc}^{\mathfrak{A}c'} H_{0yc}(\vec{r}',t) + \beta_{xzc}^{\mathfrak{A}c'} H_{0zc}(\vec{r}',t) \right],$$

$$\vec{E}_{yc'}^0(\vec{r}',t) = \frac{1}{\Delta_{\mathfrak{A}M}} \sum_c \left[g_{yxc}^{\mathfrak{A}c'} E_{0xc}(\vec{r}',t) + g_{yyc}^{\mathfrak{A}c'} E_{0yc}(\vec{r}',t) + g_{yzc}^{\mathfrak{A}c'} E_{0zc}(\vec{r}',t) + \right.$$

$$\left. + \beta_{yxc}^{\mathfrak{A}c'} H_{0xc}(\vec{r}',t) + \beta_{yyc}^{\mathfrak{A}c'} H_{0yc}(\vec{r}',t) + \beta_{yzc}^{\mathfrak{A}c'} H_{0zc}(\vec{r}',t) \right],$$

$$\vec{E}_{zc'}^0(\vec{r}',t) = \frac{1}{\Delta_{\mathfrak{A}M}} \sum_c \left[g_{zxc}^{\mathfrak{A}c'} E_{0xc}(\vec{r}',t) + g_{zyc}^{\mathfrak{A}c'} E_{0yc}(\vec{r}',t) + g_{zzc}^{\mathfrak{A}c'} E_{0zc}(\vec{r}',t) + \right.$$

$$\left. + \beta_{zxc}^{\mathfrak{A}c'} H_{0xc}(\vec{r}',t) + \beta_{zyc}^{\mathfrak{A}c'} H_{0yc}(\vec{r}',t) + \beta_{zzc}^{\mathfrak{A}c'} H_{0zc}(\vec{r}',t) \right],$$
(11)

$$H_{xc'}^0(\vec{r}',t) = \frac{1}{\Delta_{\mathfrak{A}M}} \sum_c \left[\beta_{xxc}^{\mathfrak{M}c'} H_{0xc}(\vec{r}',t) + \beta_{xyc}^{\mathfrak{M}c'} H_{0yc}(\vec{r}',t) + \beta_{xzc}^{\mathfrak{M}c'} H_{0zc}(\vec{r}',t) + \right.$$

$$\left. + g_{xxc}^{\mathfrak{M}c'} E_{0xc}(\vec{r}',t) + g_{xyc}^{\mathfrak{M}c'} E_{0yc}(\vec{r}',t) + g_{xzc}^{\mathfrak{M}c'} E_{0zc}(\vec{r}',t) \right],$$

$$H_{yc}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta_{эм}} \sum_c \left[\beta_{yxc}^{mc'} H_{oxc}(\vec{r}', t) + \beta_{yyc}^{mc'} H_{oyc}(\vec{r}', t) + \beta_{yzc}^{mc'} H_{ozc}(\vec{r}', t) + \right. \\ \left. + g_{yxc}^{mc'} E_{oxc}(\vec{r}', t) + g_{yyc}^{mc'} E_{oyc}(\vec{r}', t) + g_{yzc}^{mc'} E_{ozc}(\vec{r}', t) \right], \\ H_{zc}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta_{эм}} \sum_c \left[\beta_{zxc}^{mc'} H_{oxc}(\vec{r}', t) + \beta_{zyc}^{mc'} H_{oyc}(\vec{r}', t) + \beta_{zzc}^{mc'} H_{ozc}(\vec{r}', t) + \right. \\ \left. + g_{zxc}^{mc'} E_{oxc}(\vec{r}', t) + g_{zyc}^{mc'} E_{oyc}(\vec{r}', t) + g_{zzc}^{mc'} E_{ozc}(\vec{r}', t) \right].$$

Если предположить, что у всех сфер с одинаковым индексом p внутреннее поле равно внутреннему полю сферы ($p, s, = 0, t = 0$), то систему уравнений (8) можно свести к системе $2p$ уравнений. Входящие в эту систему уравнения для произвольной сферы, представим в виде:

$$\vec{E}_{0(p', s'=0, t'=0)}(\vec{r}', t) = \left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) \right\} \vec{E}_{(p', s'=0, t'=0)}^0(\vec{r}', t) - \\ - \sum_{p \ s \ t} \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\mathfrak{g}}(\vec{r}) \vec{E}_{(p, s=0, t=0)}^0(\vec{r}', t) - \right. \\ (p, s, t) \neq (p', s'=0, t'=0) \\ \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) \vec{H}_{(p, s=0, t=0)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\}, \\ \vec{H}_{0(p', s'=0, t'=0)}(\vec{r}', t) = \left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) \right\} \vec{H}_{(p', s'=0, t'=0)}^0(\vec{r}', t) - \\ - \sum_{p \ s \ t} \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) \vec{H}_{(p, s=0, t=0)}^0(\vec{r}', t) + \right. \\ (p, s, t) \neq (p', s'=0, t'=0) \\ \left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\mathfrak{g}}(\vec{r}) \vec{E}_{(p, s=0, t=0)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\}. \quad (12)$$

В случае, когда все сферы решетки одинаковы и можно предположить, что и внутренние поля сфер одинаковы, систему уравнений (8) можно свести к двум векторным неоднородным уравнениям вида:

$$\vec{E}_{0(p', s'=0, t'=0)}(\vec{r}', t) = \left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) \right\} \vec{E}_{(p', s'=0, t'=0)}^0(\vec{r}', t) - \\ - \sum_{p \ s \ t} \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{cc'}^{\mathfrak{g}}(\vec{r}) \vec{E}_{(p', s'=0, t'=0)}^0(\vec{r}', t) - \right. \\ (p, s, t) \neq (p', s'=0, t'=0)$$

$$\begin{aligned}
 & -ik\mu_0 \left\| \nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{cc'}^M(\vec{r}) \vec{H}_{(p',s'=0,t'=0)}^0(\vec{r}',t) \right\|, \\
 & \vec{H}_{0(p',s'=0,t'=0)}(\vec{r}',t) = \left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) \right\} \vec{H}_{(p',s'=0,t'=0)}^0(\vec{r}',t) - \\
 & - \sum_p \sum_s \sum_t \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{cc'}^M(\vec{r}) \vec{H}_{(p',s'=0,t'=0)}^0(\vec{r}',t) + \right. \\
 & (p,s,t) \neq (p',s'=0,t'=0) \\
 & \left. + ik\epsilon_0 \left\| \nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) W_{cc'}^E(\vec{r}) \vec{E}_{(p',s'=0,t'=0)}^0(\vec{r}',t) \right\| \right\}.
 \end{aligned} \tag{13}$$

Систему уравнений (8) для ортогональной решетки для случая, когда падающая волна распространяется вдоль оси z , можно представить через пространственные гармоники. Для этого разложим по собственным функциям постоянных d, h (1,2) ортогональной решетки выражение [2]

$$\frac{e^{-ik_1 r_{cc'}}}{r_{cc'}} = \frac{2\pi}{dh} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} e^{-i \left[\frac{m\pi}{d} (x_{p',s'} - x_{p,s}) + \frac{n\pi}{h} (y_{p',t'} - y_{p,t}) + \beta_{mn} |z_{p'} - z_p| \right]}, \tag{14}$$

где

$$\begin{aligned}
 \chi_{mn} &= \begin{cases} 2, & \text{если } m=0 \text{ или } n=0, \\ 1, & \text{если } m,n > 0, \end{cases} \\
 \beta_{mn} &= \sqrt{k^2 \epsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{m\pi}{d} \right)^2 - \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2} \quad (m,n = 0,1,2,\dots).
 \end{aligned}$$

Тогда величины $W_{cc'}^E(\vec{r})$ и $W_{cc'}^M(\vec{r})$ (9) можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
 W_{cc'}^E(\vec{r}) &= \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - \\
 & - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{2\pi}{dh} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} e^{-i \left[\frac{m\pi}{d} (x_{p',s'} - x_{p,s}) + \frac{n\pi}{h} (y_{p',t'} - y_{p,t}) + \beta_{mn} |z_{p'} - z_p| \right]}, \\
 W_{cc'}^M(\vec{r}) &= -\frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - \\
 & - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{2\pi}{dh} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} e^{-i \left[\frac{m\pi}{d} (x_{p',s'} - x_{p,s}) + \frac{n\pi}{h} (y_{p',t'} - y_{p,t}) + \beta_{mn} |z_{p'} - z_p| \right]}.
 \end{aligned} \tag{15}$$

Поле падающей волны относительно рассеивающей сферы представим в виде бесконечной суммы пространственных гармоник:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{0(s,t,p)}(\vec{r}',t) &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \vec{E}_{0(s,t,p)}^{mn}(\vec{r}',t), \\ \vec{H}_{0(s,t,p)}(\vec{r}',t) &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \vec{H}_{0(s,t,p)}^{mn}(\vec{r}',t).\end{aligned}\quad (16)$$

Внутреннее поле сферы также запишем в виде разложения:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{(s,t,p)}^0(\vec{r}',t) &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \vec{E}_{(s,t,p)}^{0mn}(\vec{r}',t), \\ \vec{H}_{(s,t,p)}^0(\vec{r}',t) &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \vec{H}_{(s,t,p)}^{0mn}(\vec{r}',t),\end{aligned}\quad (17)$$

которое нельзя рассматривать как разложение Фурье.

В результате уравнения для компонент внутренних полей $\vec{E}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}',t), \vec{H}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}',t)$ (17) произвольной сферы представим в виде (14,15,16):

$$\begin{aligned}\vec{E}_{0(p',s',t')}^{mn}(\vec{r}',t) &= \left\{1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right)\right\} \vec{E}_{(p',s',t')}^{0mn}(\vec{r}',t) - \\ &- \sum_{p,s,t} \sum_{dhk_1^3} \frac{2\pi}{(\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c)} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{E}_{(p,s,t)}^{0mn}(\vec{r}',t) - \right. \\ &-(p,s,t) \neq (p',s',t') \\ &\left. - ik\mu_0 \left[\nabla, (-1) \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H}_{(p,s,t)}^{0mn}(\vec{r}',t) \right] \right\} e^{-i \left[\frac{\pi m}{d} (x_{p',s'} - x_{p,s}) + \frac{\pi n}{h} (y_{p',t'} - y_{p,t}) + \beta_{mn} |z_{p'} - z_p| \right]},\end{aligned}\quad (18)$$

$$\begin{aligned}\vec{H}_{0(p',s',t')}^{mn}(\vec{r}',t) &= \left\{1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right)\right\} \vec{H}_{(p',s',t')}^{0mn}(\vec{r}',t) - \\ &- \sum_{p,s,t} \sum_{dhk_1^3} \frac{2\pi}{(\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c)} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} \left\{ (\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0) (-1) \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H}_{(p,s,t)}^{0mn}(\vec{r}',t) + \right. \\ &(p,s,t) \neq (p',s',t') \\ &\left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{E}_{(p,s,t)}^{0mn}(\vec{r}',t) \right] \right\} e^{-i \left[\frac{\pi m}{d} (x_{p',s'} - x_{p,s}) + \frac{\pi n}{h} (y_{p',t'} - y_{p,t}) + \beta_{mn} |z_{p'} - z_p| \right]}.\end{aligned}$$

Решение системы уравнений (18) для N сфер имеет вид:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{(p',s',t')}^0(\vec{r}',t) &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{\Delta^{mn}} \sum_c \left(\hat{g}_c^{\epsilon c' mn} \vec{E}_{0(p,s,t)}^{mn}(\vec{r}',t) + \hat{\beta}_c^{\epsilon c' mn} \vec{H}_{0(p,s,t)}^{mn}(\vec{r}',t) \right) \right], \\ \vec{H}_{(p',s',t')}^0(\vec{r}',t) &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{\Delta^{mn}} \sum_c \left(\hat{g}_c^{\mu c' mn} \vec{E}_{0(p,s,t)}^{mn}(\vec{r}',t) + \hat{\beta}_c^{\mu c' mn} \vec{H}_{0(p,s,t)}^{mn}(\vec{r}',t) \right) \right],\end{aligned}\quad (19)$$

где Δ^{mn} – детерминант системы уравнений (18).

Числа m, n , связанные с распространяющимися волнами, определяются условием

$$k^2 \epsilon_0 \mu_0 > \left(\frac{m\pi}{d} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2,$$

а с затухающими волнами –

$$k^2 \varepsilon_0 \mu_0 < \left(\frac{m\pi}{d} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2.$$

Полученные решения для внутреннего поля сфер (10, 19) справедливы, когда $a/\lambda \ll 1$ снаружи и $a/\lambda_g \ll 1$ внутри сфер. Но их можно обобщить на резонансный случай $a/\lambda_g \sim 1$, если вместо проницаемостей ε_c и μ_c ввести эффективные проницаемости [3, 4]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{c\varphi} &= \varepsilon_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}), \\ \mu_{c\varphi} &= \mu_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}), \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}) = \frac{2(\sin ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c} - ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c} \cos ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c})}{(k^2 a_c^2 \varepsilon_c \mu_c - 1) \sin ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c} + ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c} \cos ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}}.$$

На рис. 2 представлены особенности поведения $\text{Re} F(\theta)$ (сплошная кривая) и $\text{Im} F(\theta)$ (пунктирная кривая) в зависимости от $\text{Re} \theta$ при разных значениях тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg} \delta_\varepsilon$ (1 кривая – $\text{tg} \delta_\varepsilon = 0$; 2 кривая – $\text{tg} \delta_\varepsilon = 0,05$; 3 кривая – $\text{tg} \delta_\varepsilon = 0,1$) и $\mu_c = 1$, здесь $\theta = ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}$.

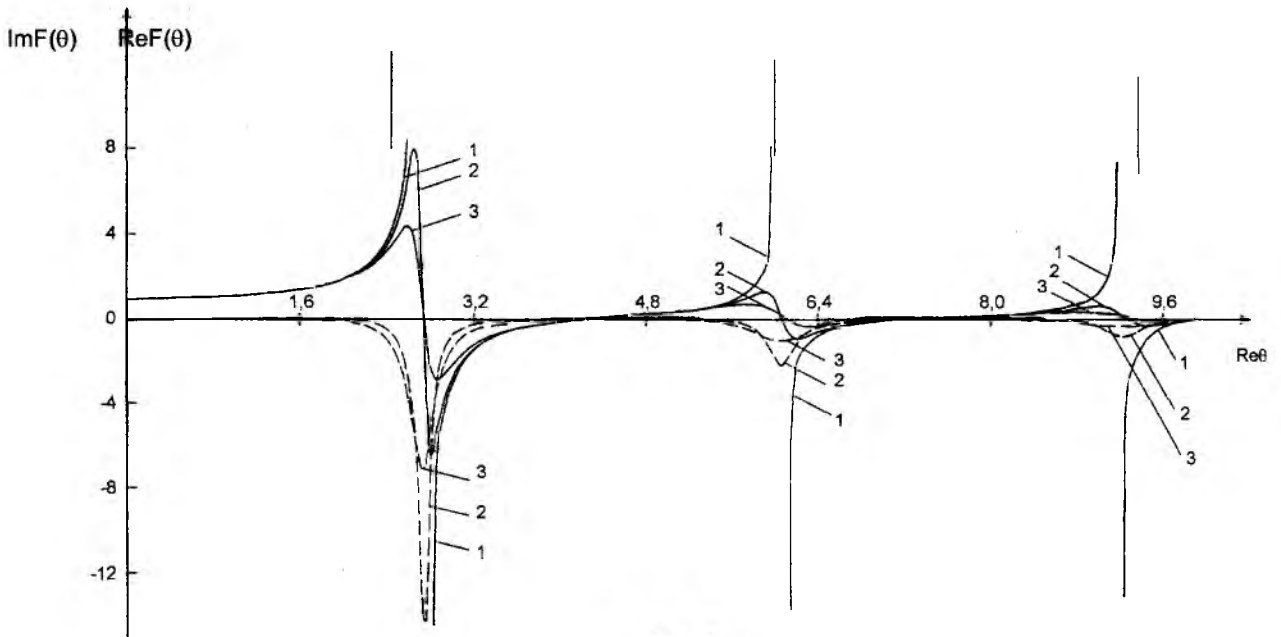


Рис. 2

Для случая, когда электромагнитным взаимодействием между сферами решетки можно пренебречь, обобщенные выражения для внутреннего поля сферы c' (10) имеют вид (20):

$$\begin{aligned} \vec{E}_{c'}^0(\vec{r}', t) &= \frac{3\varepsilon_0 e^{i\theta_{1c'}}}{(\varepsilon_{c'\varphi} + 2\varepsilon_0) + \theta_{1c'}^2 \varepsilon_{c'\varphi} + i\theta_{1c'}(\varepsilon_{c'\varphi} + 2\varepsilon_0)} \vec{E}_{0c'}(\vec{r}', t), \\ \vec{H}_{c'}^0(\vec{r}', t) &= \frac{3\mu_0 e^{i\theta_{1c'}}}{(\mu_{c'\varphi} + 2\mu_0) + \theta_{1c'}^2 \mu_{c'\varphi} + i\theta_{1c'}(\mu_{c'\varphi} + 2\mu_0)} \vec{H}_{0c'}(\vec{r}', t), \end{aligned}$$

где $\theta_{1c'}^2 = k^2 a_{c'}^2 \varepsilon_0 \mu_0$.

Потенциалы Герца $\vec{P}^3$ и $\vec{P}^M$, рассеянного системой плоских решеток поля по известному внутреннему полю (10,19) отдельных рассеивателей, представим в виде суперпозиции потенциалов Герца отдельных сфер решеток (5), учитывая (20), как

$$\begin{aligned}\vec{P}^3(\vec{r}, t) &= \sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\varepsilon_{c3\phi}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \vec{E}_c^0(\vec{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{(p,s,t)}}}{r_{(p,s,t)}}, \\ \vec{P}^M(\vec{r}, t) &= - \sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\mu_{c3\phi}}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H}_c^0(\vec{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{(p,s,t)}}}{r_{(p,s,t)}}.\end{aligned}\quad (21)$$

В выражениях (21)

$$r_{(p,s,t)} = \sqrt{(x - x_{p,s})^2 + (y - y_{p,t})^2 + (z - z_p)^2}, \quad (22)$$

где координаты (x, y, z) определяют вне сфер точку наблюдения поля, рассеянного системой плоских решеток, а координаты $(x_{p,s}, y_{p,t}, z_p)$ – точку нахождения центра рассеивающей сферы решетки.

В соотношениях для потенциалов Герца (21) выражение с экспонентой можно представить в виде разложения по собственным функциям постоянных d, h ортогональной решетки (14):

$$\frac{e^{-ik_1 r_{(p,s,t)}}}{r_{(p,s,t)}} = \frac{2\pi}{dh} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} e^{-i \left[\frac{m\pi}{d} (x - x_{p,s}) + \frac{n\pi}{h} (y - y_{p,t}) + \beta_{mn} |z - z_p| \right]}. \quad (23)$$

Тогда для случая (8), учитывая (21, 20), из (4) найдем рассеянное системой плоских решеток поле:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{pacc}(\vec{r}, t) &= \sum_c \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\varepsilon_{c3\phi}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \hat{L}_c \vec{E}_c^0(\vec{r}') - \right. \\ &\quad \left. - ik\mu_0 \left(\frac{\mu_{c3\phi}}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{P}_c \vec{H}_c^0(\vec{r}') \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_c)}, \\ \vec{H}_{pacc}(\vec{r}, t) &= \sum_c \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\mu_{c3\phi}}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{L}_c \vec{H}_c^0(\vec{r}') + \right. \\ &\quad \left. + ik\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_{c3\phi}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \hat{P}_c \vec{E}_c^0(\vec{r}') \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_c)},\end{aligned}\quad (24)$$

где $\hat{L}_c$ и $\hat{P}_c$ – функциональные матрицы, которые имеют вид

$$\hat{L}_c = \begin{bmatrix} \Psi_{xxc} & \Psi_{xyc} & \Psi_{zxc} \\ \Psi_{yxc} & \Psi_{yyc} & \Psi_{yzc} \\ \Psi_{zxc} & \Psi_{zyc} & \Psi_{zcc} \end{bmatrix}; \quad \hat{P}_c = \begin{bmatrix} 0 & \Psi_{zc} & \Psi_{yc}^0 \\ \Psi_{zc}^0 & 0 & \Psi_{xc} \\ \Psi_{yc}^0 & \Psi_{xc}^0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (25)$$

Величины, входящие в функциональные матрицы (25), запишем в виде (1):

$$\begin{aligned}\Psi_{xxc} &= \frac{1}{r_{(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{|3(x-x_{p,s})^2 - r_{(p,s,t)}^2|}{r_{(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{p,s})^2}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{|3(x-x_{p,s})^2 - r_{(p,s,t)}^2|}{r_{(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{yyz} &= \frac{1}{r_{(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{|3(y-y_{p,t})^2 - r_{(p,s,t)}^2|}{r_{(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(y-y_{p,t})^2}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{|3(y-y_{p,t})^2 - r_{(p,s,t)}^2|}{r_{(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{zzc} &= \frac{1}{r_{(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{|3(z-z_p)^2 - r_{(p,s,t)}^2|}{r_{(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(z-z_p)^2}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{|3(z-z_p)^2 - r_{(p,s,t)}^2|}{r_{(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{xyc} = \Psi_{yxc} &= \frac{3(x-x_{p,s})(y-y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{p,s})(y-y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x-x_{p,s})(y-y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{zxc} = \Psi_{zcx} &= \frac{3(x-x_{p,s})(z-z_p)}{r_{(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{p,s})(z-z_p)}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x-x_{p,s})(z-z_p)}{r_{(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{yzc} = \Psi_{zyc} &= \frac{3(y-y_{p,t})(z-z_p)}{r_{(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(y-y_{p,t})(z-z_p)}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(y-y_{p,t})(z-z_p)}{r_{(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{xc} &= \frac{(x-x_{p,s})}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(x-x_{p,s})}{r_{(p,s,t)}^2}, \Psi_{xc}^0 = -\Psi_{xc}, \\ \Psi_{yc} &= \frac{(y-y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(y-y_{p,t})}{r_{(p,s,t)}^2}, \Psi_{yc}^0 = -\Psi_{yc}, \\ \Psi_{zc} &= \frac{(z-z_p)}{r_{(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(z-z_p)}{r_{(p,s,t)}^2}, \Psi_{zc}^0 = -\Psi_{zc}.\end{aligned}$$

Для случая (23), рассеянное решеткой поле представим в виде:

$$\begin{aligned}\hat{E}_{pacc}(\vec{r}, t) &= \sum_c \frac{2\pi}{dhk_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} \left\{ \left(\frac{\varepsilon_{c3}\phi}{\varepsilon_0} - 1 \right) \hat{L}_c^{mn} \vec{E}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}') - \right. \\ &\quad \left. - ik\mu_0 \left(\frac{\mu_{c3}\phi}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{P}_c^{mn} \vec{H}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i \left(\omega t - \left[\frac{m\pi}{d} (x-x_{p,s}) + \frac{n\pi}{h} (y-y_{p,t}) + \beta_{m,n} |z-z_p| \right] \right)}, \\ \hat{H}_{pacc}(\vec{r}, t) &= \sum_c \frac{2\pi}{dhk_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \sum_{m,n=0}^{\infty} \left\{ \left(\frac{\mu_{c3}\phi}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{L}_c^{mn} \vec{H}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}') + \right. \\ &\quad \left. + ik\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_{c3}\phi}{\varepsilon_0} - 1 \right) \hat{P}_c^{mn} \vec{E}_{(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i \left(\omega t - \left[\frac{m\pi}{d} (x-x_{p,s}) + \frac{n\pi}{h} (y-y_{p,t}) + \beta_{m,n} |z-z_p| \right] \right)},\end{aligned}$$

где $\hat{L}_c^{mn}, \hat{P}_c^{mn}$ – функциональные матрицы вида

$$\hat{L}_c^{mn} = \begin{bmatrix} \left(k^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \frac{m^2 \pi^2}{d^2} \right) & -\frac{m\pi}{d} \frac{n\pi}{h} & -\beta_{mn} \frac{m\pi}{d} \\ -\frac{m\pi}{d} \frac{n\pi}{h} & \left(k^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \frac{n^2 \pi^2}{h^2} \right) & -\beta_{mn} \frac{n\pi}{h} \\ -\beta_{mn} \frac{m\pi}{d} & -\beta_{mn} \frac{n\pi}{h} & \left(k^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \beta_{mn}^2 \right) \end{bmatrix},$$

$$\bar{P}_c^{mn} = \begin{bmatrix} 0 & i\beta_{mn} & -i\frac{n\pi}{h} \\ -i\beta_{mn} & 0 & i\frac{m\pi}{d} \\ i\frac{n\pi}{h} & -i\frac{m\pi}{d} & 0 \end{bmatrix}.$$

Поле в произвольной точке пространства, лежащей вне сфер решеток, определим в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_{расc}(\vec{r}, t),$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$ – невозмущенное поле падающей волны.

Из детерминантов уравнений (8,12,13,18) находятся резонансные условия для случая, когда $a/\lambda_g \sim 1$ внутри сфер. Если ε_c, μ_c сфер решеток действительны, то резонансные условия находим из выражения

$$\det \text{Re} \|\alpha_{ij}\| = 0, \quad (26)$$

где $\|\alpha_{ij}\|$ – основная матрица системы уравнений (8).

Разрешая выражение (26) относительно функции $F(\theta_c)$ (20) [5] для случая, когда электромагнитным взаимодействием между сферами можно пренебречь, получим условия для электрического и магнитного резонансов c -ой сферы решетки в виде (рис. 2)

$$F(\theta_c) = -\frac{2\varepsilon_0(\cos\theta_{1c} + \theta_{1c} \sin\theta_{1c})}{\varepsilon_c(\cos\theta_{1c} + \theta_{1c}^2 \cos\theta_{1c} + \theta_{1c} \sin\theta_{1c})}, \quad F(\theta_c) = -\frac{2\mu_0(\cos\theta_{1c} + \theta_{1c} \sin\theta_{1c})}{\mu_c(\cos\theta_{1c} + \theta_{1c}^2 \cos\theta_{1c} + \theta_{1c} \sin\theta_{1c})},$$

где $\theta_c = ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}$, $\theta_{1c} = ka_c \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$.

Сопоставляя данное решение с решением задачи о рассеянии волн на сферах в волноводе [6], можно предложить замену некоторых экспериментальных измерений для свободного пространства волноводными измерениями [7], [8], [9].

Список литературы: 1. Козарь А.И., Хижняк Н. А. Отражение электромагнитных волн от резонансной диэлектрической сферы в волноводе // Укр. физ. журн. 1970. Т. 15. С. 847 – 849. 2. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986. С. 279. 3. Левин Л. Современная теория волноводов. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. С. 216. 4. Козарь А.И., Хижняк Н.А. К вопросу о точном измерении больших значений диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков. Радиотехника. 1970. Вып. 14. С. 118 – 128. 5. Козарь А.И. Рассеяние электромагнитных волн в волноводе с однородными магнитодиэлектрическими сферами // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2002. 7. Спец. вып. – С. 183 – 189. 6. Козарь А.И. Рассеяние электромагнитных волн в прямоугольном волноводе с резонансными магнитодиэлектрическими сферами // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 125. С. 78 – 86. 7. Козарь А.И. Прямоугольный электромагнитный резонатор с резонансными магнитодиэлектрическими сферами // Вісник Харк. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. 2002. Вип. 1. № 544. С. 199 – 205. 8. Козарь А.И. Треугольник чисел Паскаля и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 67 – 76. 9. Козарь А.И. Полигональные числа и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 5 – 13.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 07.07.2002

Г. И. ЧУРЮМОВ, д-р физ.-мат. наук, А. В. БУЦ

ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕГУЛЯРНОЙ И ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ ОСЦИЛЛЯТОРА ДЮФФИНГА

В настоящей работе освещаются основные характеристики и особенности осциллятора Дюффинга. К этим характеристикам мы относим вид потенциала осциллятора Дюффинга, его фазовый портрет, динамику осциллятора при воздействии на него внешней периодической силы, а также его динамику при периодическом изменении параметров осциллятора. При аналитическом изучении динамики основное внимание уделяется формулировке условий перехода от регулярной динамики осциллятора к хаотической. Хаотические режимы осциллятора изучены численными методами. Для характеристики этого режима используются максимальные показатели Ляпунова. Медленная динамика осциллятора Дюффинга может быть описана вторым фундаментальным гамильтонианом (под первым мы понимаем гамильтониан математического маятника). К такому же гамильтониану сводится описание динамики слабо релятивистского электрона, который движется в постоянном внешнем магнитном поле и в поле однородной циркулярно поляризованной электромагнитной волны.

1. Потенциалы уравнения Дюффинга

Стандартное уравнение осциллятора Дюффинга, на который действуют внешние силы, имеет следующий вид:

$$\ddot{x} + \alpha \cdot x + \beta \cdot x^3 = f(t). \quad (1)$$

В общем случае параметры α и β могут быть функциями времени. Потенциалом для такого осциллятора будет функция

$$U(x, t) = \alpha \frac{x^2}{2} + \beta \frac{x^4}{4} - x \cdot f(t).$$

Вид этого потенциала для двух случаев, представляющих практический интерес, когда $\alpha = -1$, $\beta = 1$, $f = 0$; и $\alpha = 1$, $\beta = -1$, $f = 0$, представлен на рис. 1 и 2.

2. Фазовый портрет

Фазовый портрет осциллятора Дюффинга может быть построен, если параметры α и β постоянны. Для построения фазового портрета найдем интеграл для осциллятора Дюффинга:

$$\frac{\dot{x}^2}{2} + \alpha \frac{x^2}{2} + \beta \frac{x^4}{4} = H = \text{const}. \quad (2)$$

Этот интеграл представляет собой гамильтониан осциллятора Дюффинга. Интеграл (2) полностью характеризует фазовый портрет осциллятора Дюффинга. Однако в фазовом портрете всегда удобно выделить особые точки и особые траектории. Единственной особой траекторией в рассматриваемой системе является сепаратриса. При выполнении условий $\alpha > 0$ и $\beta > 0$ или $\alpha < 0$ и $\beta < 0$ в системе имеется только одна особая точка ($\dot{x} = 0$, $x = 0$). Причем, если $\alpha > 0$, то эта точка типа «центр». Если же $\alpha < 0$, то это особая точка является седловой точкой. Если $\alpha > 0$, а $\beta < 0$, то система имеет три особые точки, причем, точка ($\dot{x} = 0$, $x = 0$) является точкой типа «центр», а точки ($\dot{x} = 0, x = \sqrt{\alpha/|\beta|}$), ($\dot{x} = 0, x = -\sqrt{\alpha/|\beta|}$) являются точками типа «седло». При $\alpha < 0$ и $\beta > 0$ система имеет также три стационарные точки. Причем, точка ($\dot{x} = 0$, $x = 0$) является точкой типа «седло», а точки ($\dot{x} = 0, x = \sqrt{|\alpha|/\beta}$), ($\dot{x} = 0, x = -\sqrt{|\alpha|/\beta}$) – «центрами».

Вид фазовых портретов и потенциалов дает качественную картину для анализа более сложных процессов. Вид потенциала осциллятора Дюффинга при $\alpha = -1, \beta = 1$ представлен на рис. 1, и при $\alpha = 1, \beta = -1$ на рис. 2.

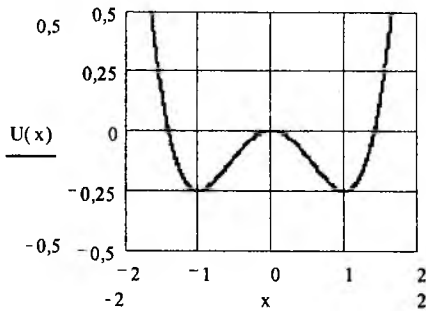


Рис. 1

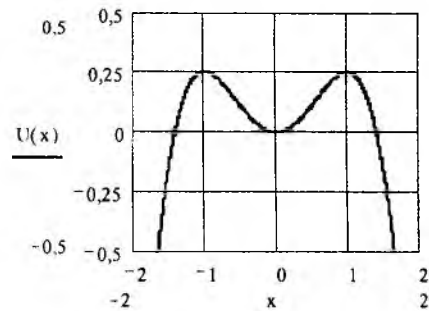


Рис. 2

3. Возникновение гомоклинической структуры

Если параметры α и β осциллятора будут меняться быстро, то картина может качественно отличаться от приведенной выше. Основным новым элементом этой новой динамики является возможность появления хаотических режимов. Анализ перехода от регулярной динамики к хаотической и анализ особенностей хаотической динамики, в общем случае, удастся провести только численными методами. Однако важную информацию можно получить, используя метод Мельникова [1]. Используя этот метод, удастся найти аналитическое выражение, которое описывает возникновение гомоклинической структуры. Для использования метода Мельникова перепишем уравнение Дюффинга в матричном виде:

$$\dot{\vec{x}} = \vec{f}_0 + \vec{f}_1, \quad (3)$$

где вектор $\vec{x}$ имеет два компонента $x_1 = x$ и $x_2 = \dot{x} = v$; вектор $\vec{f}_0$ также имеет два компонента: $f_{01} = x_2$ и $f_{02} = -\alpha_0 \cdot x_1 - \beta_0 \cdot x_1^3$; вектор $\vec{f}_1$ представляет вектор возмущения с компонентами $f_{11} = 0$, $f_{12} = -v \cdot x_2 + f(t) - \alpha_1(t) \cdot x_1 - \beta_1(t) \cdot x_1^3$. При записи (3) мы предполагали, что параметры уравнения Дюффинга можно представить в виде двух слагаемых: $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1(t)$, $\beta = \beta_0 + \beta_1(t)$. Причем, вторые слагаемые в этих выражениях малы и периодически зависят от времени. Кроме того, мы учли наличие малого затухания и действие внешней аддитивной силы ($f(t)$), которая действует на осциллятор.

Перейдем к анализу системы (3) методом Мельникова. Для величины расстояния между расщепленными сепаратрисами Мельниковым [2], [1] получено следующее выражение

$$D = - \int_{-\infty}^{\infty} [f_{01} \cdot f_{12} - f_{02} \cdot f_{11}] \cdot dt. \quad (4)$$

Здесь f_{ik} - компоненты соответствующих векторов системы уравнений (3). Причем, значения компонент этих векторов следует брать на невозмущенной сепаратрисе. Учитывая, что $f_{11} = 0$, выражение для расстояния (4) можно представить в виде суммы следующих интегралов

$$D = \sum_{n=1}^4 I_n,$$

$$\text{где } I_1 = v \int_{-\infty}^{\infty} [x_2^2(t-t_0)] \cdot dt; \quad I_2 = - \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot [x_2(t-t_0)] \cdot dt; \quad I_3 = \int_{-\infty}^{\infty} [\alpha_1(t) \cdot x_1(t-t_0) \cdot x_2(t-t_0)] \cdot dt;$$

$$I_4 = \int_{-\infty}^{\infty} [\beta_1(t) \cdot x_1^3(t-t_0) \cdot x_2(t-t_0)] \cdot dt.$$

Интеграл I_1 вычисляется элементарно. Для вычисления интегралов $I_2 \div I_4$ следует использовать метод вычетов, а также формулу суммирования экспоненциальных функций. В результате получим следующее выражение для расстояния между расщепленными сепаратрисами:

$$I = 2 \frac{4 \cdot v}{3} + \sqrt{2} \cdot \pi \cdot A \cdot \sin(\omega t_0) \cdot \left[\frac{\omega \cdot \exp(-\pi \omega)}{\operatorname{ch}(\pi \omega / 2)} \right] + \frac{2\pi \cdot \delta \cdot \omega^2 \cdot \cos(\omega \cdot t_0)}{\operatorname{sh}(\pi \omega / 2)} + \frac{2\pi \cdot B \cdot \omega^4 \cdot \cos(\omega t_0)}{\operatorname{sh}(\pi \omega / 2)}. \quad (5)$$

При вычислении (5) мы предполагали, что внешние воздействия меняются по следующему закону: $\alpha_1 = \delta \cdot \sin(\omega \cdot t)$; $\beta_1 = B \cdot \sin(\omega \cdot t)$; $f(t) = A \cos(\omega t)$. Видно, что при частотах больших единицы возникновение гомоклинической структуры при параметрическом воздействии происходит при меньших амплитудах, чем при внешнем воздействии.

4. Возникновение странного аттрактора

Проведенный выше анализ дает условия возникновения хаотической динамики в окрестности сепаратрисы. Из этого анализа нельзя найти условия возникновения странного аттрактора. Для этого необходимо использовать численные методы. В качестве характеристики возникновения странного аттрактора будем использовать его основное свойство — локальную неустойчивость его траекторий. Локальную неустойчивость будем исследовать путем вычисления максимальных показателей Ляпунова. На рис. 3 представлена поверхность показателей Ляпунова для случая воздействия на осциллятор внешней периодической силы, которая меняет собственную частоту осциллятора при $\beta=0.3$, $f=0$, $\gamma=2$, $\alpha=1$, $v=0.001$. Значения максимальных показателей Ляпунова на фазовой плоскости при действии на осциллятор Дюффинга внешней резонансной силы при $\beta=0$, $f=0.3$, $\gamma=2$, $\alpha=1$, $v=0.001$, $\omega=1$ показаны на рис. 4.

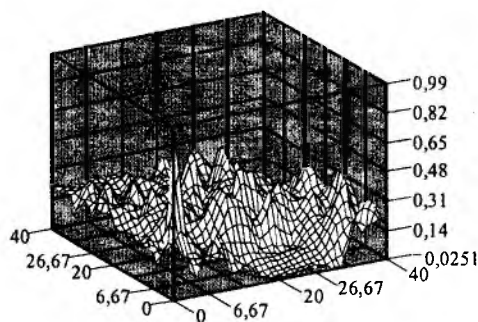


Рис. 3

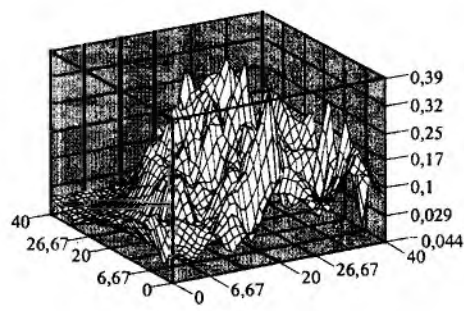


Рис. 4

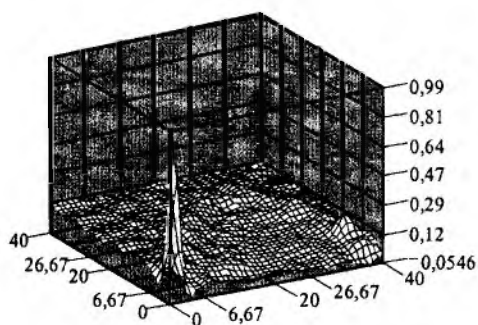


Рис. 5

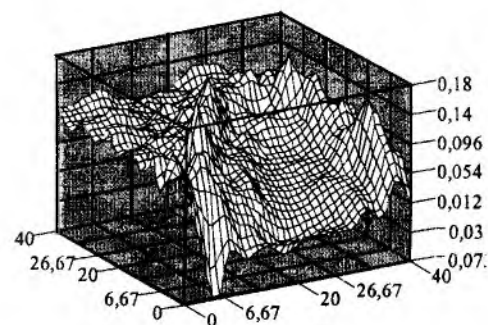


Рис. 6

Частота этого параметрического воздействия выбрана таким образом, чтобы устойчивые стационарные точки (устойчивые фокусы) потеряли устойчивость. При таком воздействии имеются все признаки странного аттрактора. Действительно, мы имеем некоторую притяги-

вающую область в фазовом пространстве. Отметим, что она появляется благодаря наличию затухания. Однако в этой притягивающей области нет ни одной устойчивой стационарной точки и нет ни одного устойчивого предельного цикла. Аналогичная ситуация наблюдается и при воздействии на осциллятор внешней периодической силы с резонансной частотой. Отметим, что в последнем случае потеря устойчивости устойчивых фокусов происходит при больших (чем при параметрическом воздействии) значениях амплитуды внешнего возмущения. Если внешнее воздействие нерезонансное (смотри рис. 5 при $\beta=0.3$, $f=0$, $\gamma=20$, $\alpha=1$, $\nu=0.001$ и при $\beta=0$, $f=0.3$, $\gamma=2$, $\alpha=1$, $\nu=0.001$, $\omega=10$ рис. 6), то в фазовом пространстве сохраняются островки устойчивости. В этих областях фазового пространства показатели Ляпунова отрицательны. С течением времени система (осциллятор) окажется в этой области. Динамика станет регулярной.

5. Второй фундаментальный гамильтониан

Важную роль в анализе динамических систем играет, так называемый, второй фундаментальный гамильтониан [3, 4]. В окрестности резонанса этот гамильтониан переходит в первый фундаментальный гамильтониан. Однако он позволяет проанализировать более широкий круг явлений. В частности, он позволяет изучить возникновение самого резонанса.

Покажем, что медленная динамика осциллятора Дюффинга (1) может быть описана вторым фундаментальным гамильтонианом. Легко видеть, что уравнению (1) при $f(t) = V \cdot \cos \omega t$ соответствует следующий гамильтониан

$$H = \frac{1}{2} [\dot{x}^2 + \alpha \cdot x^2] + \frac{1}{4} \beta \cdot x^4 - x \cdot V \cdot \cos \omega t. \quad (6)$$

Этот гамильтониан описывает как быструю динамику осциллятора, так и его медленную динамику. Для выделения в явном виде медленной динамики осциллятора гамильтониан (6) необходимо преобразовать к новым каноническим переменным $(x, \nu) \rightarrow (q, p)$. Это преобразование мы проведем с помощью следующей производящей функции:

$$W(x, p) = \int \sqrt{2p\sqrt{\alpha} - \alpha x_1^2} dx_1.$$

Канонические уравнения Гамильтона для осциллятора Дюффинга в новых канонических переменных приобретают вид:

$$\begin{aligned} \dot{q} &= \sqrt{\alpha} + \frac{2p \cdot \beta}{\alpha} \left[\frac{3}{8} - \frac{1}{2} \cos 2q + \frac{1}{8} \cos 4q \right], \\ \dot{p} &= \frac{\beta \cdot p^2}{\alpha} \left[\sin 2q - \frac{1}{2} \sin 4q \right] - V \sqrt{\frac{p}{2\sqrt{\alpha}}} [\sin(q - \omega \cdot t) + \sin(q + \omega \cdot t)] \end{aligned} \quad (7)$$

Новый гамильтониан может быть записан в виде:

$$H = \sqrt{\alpha} \cdot p + \frac{\beta \cdot p^2}{\alpha} \left[\frac{3}{8} - \frac{1}{2} \cos 2q + \frac{1}{8} \cos 4q \right] - V \sqrt{\frac{p}{2\alpha}} [\cos(q - \omega \cdot t) + \cos(q + \omega \cdot t)]. \quad (8)$$

Из уравнений (7) видно, что если внешнее возмущение и нелинейность малы, то новая каноническая переменная меняется линейно со временем ($q = \sqrt{\alpha} \cdot t + q_0$, $\alpha = \text{const}$), а ее производная представляет собой основную линейную частоту осциллятора $\Omega = \sqrt{\alpha}$. Эта частота определяет быструю динамику осциллятора. Ниже, для простоты, мы будем считать, что $\alpha = \Omega^2 = \text{const}$ и $\beta = -\text{const}$. Все ниже приведенные рассуждения легко обобщаются на общий случай. Если частота внешнего периодического возмущения будет близка к собственной частоте Ω , то во втором уравнении системы (7), а также в гамильтониане (8) появляется медленно меняющееся слагаемое. Это слагаемое является резонансным слагаемым и будет, в основном, определять медленную динамику осциллятора. При этом в уравнениях (7) и в гамильтониане (8) можно провести усреднение. В результате такого усреднения в этих

уравнениях и в гамильтониане останутся только медленно меняющиеся резонансные члены. После усреднения с помощью производящей функции $F = p(\theta - \omega \cdot t)$ удобно ввести новую фазу θ . После всех этих преобразований гамильтониан (8) приобретет вид второго фундаментального гамильтониана:

$$H = -A \cdot p + p^2 + B \cdot \sqrt{p} \cdot \cos \theta.$$

В этом гамильтониане мы ввели следующие параметры:

$$A = (\Omega - \omega) \frac{8 \cdot \alpha}{3 \cdot \beta}, \quad B = -\frac{V \cdot 8 \cdot \alpha}{3 \cdot \beta \cdot \sqrt{2\Omega}}.$$

Канонические уравнения, соответствующие этому гамильтониану, имеют вид:

$$\dot{q} = -A + 2p + \frac{1}{2} \frac{B}{\sqrt{p}} \cos \theta, \quad \dot{p} = B \cdot \sqrt{p} \cdot \sin \theta.$$

Особые точки этих уравнений определяются корнями следующих уравнений:

$$-A + 2p + (-1)^n \frac{B}{2\sqrt{p}} = 0, \quad q_n = \pi \cdot n. \quad (9)$$

При изменении параметров может меняться характер этих точек. При этом происходит качественное изменение фазового портрета. Качественно меняется и динамика осциллятора. В качестве примера рассмотрим изменение фазового портрета при изменении параметра A , считая при этом, что параметр $B = \text{const}$. При проведении такого анализа удобно ввести следующие функции

$$F(p) = -A + 2p + \frac{B}{2\sqrt{p}}, \quad G(p) = -A + 2p - \frac{B}{2\sqrt{p}}.$$

Равенство нулю этих функций ($F = 0, G = 0$) определяет особые точки (стационарные точки) системы уравнений (9) при четных и нечетных значениях n . Наиболее важная особенность функции $F(x)$ заключается в том, что при разных значениях параметров A и B она может либо пересекать ось $F(x) = 0$ в двух точках, либо вовсе ее не пересекать. Соответственно на фазовой плоскости будет разное количество особых точек. Будет разной и динамика осциллятора. При $A = A_c \equiv \frac{3}{2} B^{2/3}$ две особые точки сливаются. При $A < A_c$ имеется только одна особая точка типа «центр», а при $A > A_c$ появляются еще две стационарные точки. Та из этих точек, которая расположена в области малых значений p , является точкой типа «центр», вторая, расположенная в области больших значений p , точка типа «седло». Таким образом, при $A > A_c$ на фазовой плоскости имеется три особые точки. Фазовый портрет второго фундаментального гамильтониана для этих случаев представлен на рис. 7 для случая $A < A_c$ ($A = 1, B = 10$) и рис. 8. для случая $A < A_c$ ($A = 10, B = 10$)

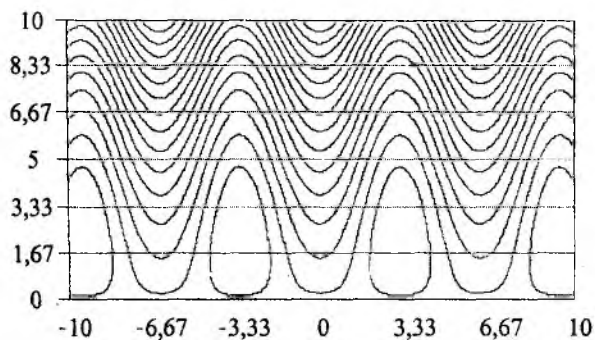


Рис. 7

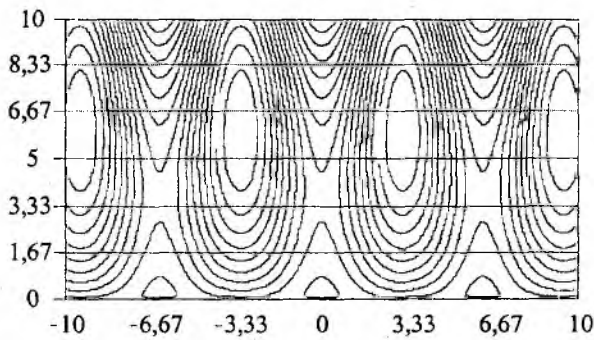


Рис. 8

6. Пример. К анализу динамики осциллятора Дюффинга и ко второму фундаментальному резонансу приводят исследования многих физических задач. В качестве примеров мы рассмотрим динамику движения заряженной частицы с зарядом e и массой m во внешнем постоянном однородном магнитном поле и во внешнем переменном электрическом поле. Векторные потенциалы внешних полей можно представить в виде: $\vec{A} = \vec{A}_0 + \vec{A}_1$, где $\vec{A}_0 = (-y \cdot B_0, 0, 0)$ – векторный потенциал внешнего однородного постоянного магнитного поля с напряженностью B_0 . Это поле направлено вдоль оси x . $\vec{A}_1 = a \cdot (\cos \omega t, 0, 0)$ – векторный потенциал внешнего электрического поля. Гамильтониан частицы во внешних электромагнитных полях можно представить в виде:

$$H = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 \left(\vec{P} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2} + e \cdot \phi, \quad (10)$$

где $\vec{P}$ – обобщенный импульс частицы.

Если энергия частицы достаточно мала так, что можно воспользоваться разложением функции Гамильтона по малому параметру $\beta \equiv v/c$, то гамильтониан (10) упрощается. Учитывая, кроме того, что в нашем случае скалярный потенциал внешнего поля можно положить равным нулю, гамильтониан (10) можно переписать в виде:

$$H = \frac{p^2}{2m} - \frac{e}{mc} \vec{P} \cdot \vec{A}_1 - \frac{p^4}{2m^3 c^2}. \quad (11)$$

Аналогично тому, как это было сделано в работах [1], [5], гамильтониан (11) может быть сведен к виду второго фундаментального гамильтониана:

$$H = -A \cdot I + I^2 + B \cdot \sqrt{I} \cdot \cos \theta.$$

В этом гамильтониане параметры A и B имеют следующий вид:

$$A = \frac{2mc^2}{\omega_H^2} (\omega_H - \omega), \quad B = \sqrt{\frac{2m^3}{\omega_H}} \cdot c^2 \frac{a}{B_0},$$

где $\omega_H = eB_0 / mc$ – циклотронная частота.

Причем, компоненты импульса частицы p_x и p_y следующим образом связаны с новыми каноническими переменными (I, θ) :

$$p_x = -\sqrt{2 \cdot m \cdot \omega_H I} \cdot \sin \theta, \quad p_y = \sqrt{2m\omega_H I} \cdot \cos \theta.$$

Результаты анализа второго фундаментального гамильтониана, приведенные в предыдущем разделе, могут быть полностью использованы для анализа динамики частицы.

Список литературы: 1. Лихтенберг А., Либерман М., Регулярная и стохастическая динамика. М.: «Мир», 1984. 528 с. 2. Мельников В.К., Труды Моск. матем. общ., 1963. Т. 12. 3. Henrard J., Lemaire A. // Celestial Mechanics. 1983. V. 30. P. 197. 4. Henrard J / Dynamics reported. 1993. V. 2. P. 117. 5. Cohen B.I., Cohen R.H., Nevins W.M., Rognlien T.D. // Rev. Mod. Phys., 1991. V. 63. P. 949.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 19.09.2002

УДК 621.385.6

А. В. ГРИЦУНОВ, канд. техн. наук, Г. И. ЧУРЮМОВ, д-р физ.-мат. наук

К МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОХОЖДЕНИЯ РАДИОИМПУЛЬСА ЧЕРЕЗ НЕЛИНЕЙНУЮ СТРУКТУРУ МЕДЛЕННОЙ ВОЛНЫ

Исследование распространения радиоимпульсов в замедляющих системах (ЗС) при наличии нелинейной среды (в качестве которой чаще всего используется электронный поток) относится к одной из важнейших проблем радиофизики, радиотехники и электроники. Поскольку в большинстве случаев анализируемый радиоимпульс является достаточно узкополосным, наиболее часто для этой цели используется метод комплексных амплитуд [1], в котором уравнения электромагнитного поля записываются не для исходного ВЧ-сигнала (как в методе мгновенных значений), а для его комплексной огибающей. Последняя получается как следствие смещения спектра радиоимпульса в сторону низких частот на величину так называемой базовой частоты ω_b .

Главными преимуществами метода комплексных амплитуд по сравнению с методом мгновенных значений являются: применимость для всех типов ЗС (например, для спирали); «медленность» решения, позволяющая уменьшить затраты вычислительных ресурсов; более высокая точность моделирования, поскольку не используется приближение постоянства электродинамических параметров парциальных видов ячеек во всей полосе пропускания ЗС [2]. Более того, широкополосность метода комплексных амплитуд может быть увеличена до величин, присущих методу мгновенных значений, путем использования адаптивного подхода [3]. Все перечисленные преимущества при этом сохраняются. Таким образом, несмотря на появление новых алгоритмов моделирования соленоидальных полей, данная методика все еще является достаточно перспективной. Необходимо лишь усовершенствовать уравнения для расчета полей, чтобы учесть важные с практической точки зрения эффекты.

В работе [4] получено уравнение возбуждения периодической замедляющей системы для метода комплексных амплитуд. Его особенностью является учет нелинейности дисперсионной характеристики, а также частотных зависимостей коэффициента затухания, волнового сопротивления и поперечной структуры ВЧ-поля ЗС. Поскольку большинство электрофизических установок используют системы в виде цепочек связанных резонаторов, далее будем исходить из указанного уравнения. Оно записывается в двух формах. Первая основана на подходе Фурье (концепции стоячих волн), вторая – на подходе Даламбера (концепции бегущих волн). При необходимости полученные результаты можно с незначительными изменениями применить к замедляющим системам с распределенными параметрами (например, спирали).

Форма уравнения возбуждения, основанная на подходе Фурье, использует в качестве коэффициентов параметры нормальных видов колебаний ЗС. Она получается путем разложения электродинамических параметров ЗС и единичной структурной функции электрического поля волны $E_{0w}(x, y, z, \beta)$ в ряд Тейлора по постоянной распространения в окрестности базовой частоты (индекс b) и записывается в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A(t, z)}{\partial t} + \delta_b A(t, z) + i \frac{d\delta_b}{d\beta} \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \frac{d\omega_b}{d\beta} \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \frac{i}{2} \frac{d^2 \omega_b}{d\beta^2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial z^2} = \\ & = - \frac{1}{8DW_{lb}} \int_{z-D/2S_t}^{z+D/2} \int E_{0w}^*(x, y, \zeta, \beta_b) J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta + \\ & + \frac{i}{8DW_{lb}^2} \frac{dW_{lb}}{d\beta} \frac{\partial}{\partial z} \int_{z-D/2S_t}^{z+D/2} \int E_{0w}^*(x, y, \zeta, \beta_b) J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta - \end{aligned}$$

$$-\frac{i}{8DW_{lb}} \frac{\partial}{\partial z} \int_{z-D/2}^{z+D/2} \int_{S_t} \frac{\partial E_{0w}^*(x, y, \zeta, \beta_b)}{\partial \beta} J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta. \quad (1)$$

Здесь $A(t, z)$ – комплексная амплитуда волны; ω и β – частота и постоянная распространения нормального вида ЗС; δ – коэффициент затухания этого вида; W_l – средняя погонная единичная энергия электрического поля нормального вида; $J_{exc}(t, x, y, z)$ – комплексная огибающая плотности возбуждающего тока на базовой частоте и постоянной распространения; S_t – поперечное сечение пространства взаимодействия; D – период ЗС. Предполагается, что групповая скорость волны $v_g = (d\beta/d\omega)^{-1}$ коллинеарна координате z .

Комплексная единичная структурная функция электрического поля бегущей волны определяется как

$$E_{0w}(x, y, z, \beta) = \sum_n E_{0n}(x, y, z) e^{i\beta(z-nD)}, \quad (2)$$

где $E_{0n}(x, y, z)$ – единичная структурная функция электрического поля парциального вида n -го резонатора ЗС, формирующего полосу пропускания системы. Суммирование в формуле (2) осуществляется по всем ячейкам, функции E_{0n} которых отличны от нуля в точке (x, y, z) .

Комплексная амплитуда $J_{exc}(t, x, y, z)$ плотности возбуждающего тока $j_{exc}(t, x, y, z)$ определяется соотношением

$$j_{exc}(t, x, y, z) = \text{Re} \{ J_{exc}(t, x, y, z) e^{-i\beta_b z} e^{i\omega_b t} \}. \quad (3)$$

Мгновенное значение напряженности соленоидального электрического поля в точке (t, x, y, z) выражается зависимостью

$$E(t, x, y, z) = \text{Re} \left\{ [E_{0w}(x, y, z, \beta_b) A(t, z) + i \frac{\partial E_{0w}(x, y, z, \beta_b)}{\partial \beta} \cdot \frac{\partial A(t, z)}{\partial z}] e^{-i\beta_b z} e^{i\omega_b t} \right\}. \quad (4)$$

Форма уравнения возбуждения, основанная на подходе Даламбера, использует в качестве коэффициентов параметры бегущих волн. Она получается путем разложения электродинамических параметров ЗС и функции E_{0w} в ряд Тейлора по частоте в окрестности базовой постоянной распространения (индекс b) и записывается в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \alpha_b A(t, z) - i \frac{d\alpha_b}{d\omega} \frac{\partial A(t, z)}{\partial t} + \frac{d\beta_b}{d\omega} \frac{\partial A(t, z)}{\partial t} - \frac{i}{2} \frac{d^2 \beta_b}{d\omega^2} \frac{\partial^2 A(t, z)}{\partial t^2} = \\ & = -\text{sgn}(v_{gb}) \frac{Z_{0b}}{2Dg^2} \int_{z-D/2}^{z+D/2} \int_{S_t} E_{0w}^*(x, y, \zeta, \omega_b) J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta + \\ & + \text{sgn}(v_{gb}) \frac{i}{2Dg^2} \frac{dZ_{0b}}{d\omega} \frac{\partial}{\partial t} \int_{z-D/2}^{z+D/2} \int_{S_t} E_{0w}^*(x, y, \zeta, \omega_b) J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta + \\ & + \text{sgn}(v_{gb}) \frac{iZ_{0b}}{2Dg^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{z-D/2}^{z+D/2} \int_{S_t} \frac{\partial E_{0w}^*(x, y, \zeta, \omega_b)}{\partial \omega} J_{exc}(t, x, y, \zeta) dS d\zeta. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь α – постоянная затухания бегущей волны; Z_0 – сопротивление взаимодействия (продольное волновое сопротивление) [5]; g – ширина зазора между ламелями ЗС.

Мгновенное значение напряженности соленоидального электрического поля в точке (t, x, y, z) при таком подходе выражается зависимостью

$$E(t, x, y, z) = \operatorname{Re} \left\{ [E_{0w}(x, y, z, \omega_b) A(t, z) - i \frac{\partial E_{0w}(x, y, z, \omega_b)}{\partial \omega} \cdot \frac{\partial A(t, z)}{\partial t}] e^{-i\beta_b z} e^{i\omega_b t} \right\}. \quad (6)$$

Если в нелинейной среде присутствуют временные и пространственные гармоники возбуждающего тока с частотами и постоянными распространения, близкими к базовым для рассматриваемой волны, в пространственно-временном спектре правых частей уравнений (1) и (5) появляются низкочастотные составляющие с относительно большими амплитудами. Как показано в работе [4], обе формы уравнения возбуждения при этом можно считать эквивалентными. Данный случай наиболее интересен с практической точки зрения.

Для интегрирования уравнения (1) или (5) необходимо решить ряд задач, к которым относятся, во-первых, расчет комплексной единичной структурной функции электрического поля бегущей волны $E_{0w}(x, y, z, \beta)$ или $E_{0w}(x, y, z, \omega)$ и производной от нее по постоянной распространения или частоте соответственно, во-вторых, получение комплексной огибающей плотности возбуждающего тока на базовой частоте и постоянной распространения $J_{exc}(t, x, y, z)$, в-третьих – выбор конечно-разностной схемы (шаблона) для каждой формы уравнения. Рассмотрим перечисленные задачи по-отдельности.

Расчет единичных структурных функций бегущих волн. Вычисление структурной функции $E_{0w}(x, y, z, \beta)$ или $E_{0w}(x, y, z, \omega)$ заключается в решении уравнения Гельмгольца для монохроматического электрического поля в совокупности резонаторов периодической ЗС. Учитывая периодичность системы, целесообразно использовать аналитическое решение методом разделения переменных путем разложения составляющих структурной функции в ряды Фурье по координате z [6]. В качестве периода разложения выбирается период ЗС. При этом постоянные распространения пространственных гармоник не зависят от β .

Выражения для составляющих функции E_{0w} проще всего получить с учетом того, что произведение

$$E_{0w}(x, y, z, \beta) e^{-i\beta z} = \sum_n E_{0n}(x, y, z) e^{-i\beta_n D}$$

является линейной комбинацией структурных функций парциальных видов колебаний ячеек и, следовательно, удовлетворяет уравнению Гельмгольца. Другими словами, функция $E_{0w}(x, y, z, \beta)$ получается из выведенных в [6] выражений для составляющих поля бегущих волн путем уменьшения постоянных распространения фигурирующих в них пространственных гармоник на величину β (фазовых постоянных – на величину γ).

В прямоугольной системе координат составляющие структурной функции для основной (прямо направленной) волны записываются как

$$\begin{aligned} E_{0wy}(x, y, z, \beta) &= i \sum_s E_{0w}^s(\beta) X_{ys}(x, \beta) Y_{ys}(y, \beta) e^{-i \frac{2\pi s}{D} z}, \\ E_{0wz}(x, y, z, \beta) &= \sum_s E_{0w}^s(\beta) X_{zs}(x, \beta) Y_{zs}(y, \beta) e^{-i \frac{2\pi s}{D} z}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $E_{0w}^s(\beta)$ – амплитуда s -й пространственной гармоники; $X_{ys}(x, \beta)$, $X_{zs}(x, \beta)$, $Y_{ys}(y, \beta)$ и $Y_{zs}(y, \beta)$ – вариационные функции (зависимости составляющих напряженности электрического поля s -й пространственной гармоники от поперечных координат). У комплементарной (встречной) волны выражения (7) отличаются знаком перед β .

Амплитуды пространственных гармоник рассчитываются по формуле $E_{0w}^s(\beta) = (g/D) \times \sin(\beta_s g/2) / (\beta_s g/2)$, где $\beta_s = \beta + 2\pi s/D$. Выражения для вариационных функций определяются конкретной конструкцией ЗС. Например, при постоянстве X_{ys} и X_{zs} зависимости $Y_{ys}(y, \beta)$ и

$Y_{zs}(y, \beta)$ являются линейными комбинациями функций $\text{sh}(\pm\sqrt{\beta_s^2 - k^2} y)$ и $\text{ch}(\pm\sqrt{\beta_s^2 - k^2} y)$. Составляющие производной $\partial E_{0w}(x, y, z, \beta)/\partial \beta$ нетрудно найти, продифференцировав выражения (7) по β . Получаемые при этом зависимости здесь не приводятся вследствие их громоздкости. Аналогичный подход может быть использован в цилиндрической системе координат.

Если решается уравнение возбуждения в форме (5), функцию $E_{0w}(x, y, z, \omega)$ и производную от нее $\partial E_{0w}(x, y, z, \omega)/\partial \omega$ можно вычислить на основе результатов вышеприведенной методики, воспользовавшись разложением дисперсионной характеристики «холодной» ЗС в ряд Тейлора в окрестности базовой частоты:

$$\beta(\omega) \approx \beta_b + \frac{d\beta_b}{d\omega}(\omega - \omega_b).$$

Расчет комплексной огибающей плотности возбуждающего тока. Нахождение комплексной амплитуды $J_{exc}(t, x, y, z)$ плотности возбуждающего тока $j_{exc}(t, x, y, z)$ в численных моделях целесообразно выполнять методом Прони (гармонической интерполяцией) [7]. При этом интеграл Фурье для комплексной огибающей плотности тока

$$J_{exc}(t, x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} J_{exc}^{\omega}(\Omega, x, y, z) e^{i\Omega t} d\Omega,$$

где $J_{exc}^{\omega}(\Omega, x, y, z)$ – спектральная плотность функции $J_{exc}(t, x, y, z)$ в частотной области, преобразуется в сумму ограниченного числа дискретных временных гармоник:

$$J_{exc}(t, x, y, z) = \sum_h J_{exc}^h(x, y, z) e^{i\Omega_h t}, \quad (8)$$

где $J_{exc}^h(x, y, z)$ и Ω_h – соответственно комплексная амплитуда и частота h -й гармонической составляющей функции J_{exc} .

Поскольку гармоническая декомпозиция функции методом Прони является достаточно длительной процедурой, нет возможности анализировать возбуждающий ток во всех точках пространства взаимодействия, даже после перехода к эйлеровым координатам. Поэтому, воспользовавшись тем, что под интегралами в правых частях уравнений (1) и (5) от времени зависит только возбуждающий ток, применим гармоническую интерполяцию к комплексным временным выборкам мгновенных значений интегралов возбуждения

$$I_k(t) = \int_{z_k - D/2 S_t}^{z_k + D/2} \int E_{0w}^*(x, y, \zeta, \omega_b) j_{exc}(t, x, y, \zeta) e^{i\beta_b \zeta} e^{-i\omega_b t} dS d\zeta,$$

$$I_{\beta k}(t) = \int_{z_k - D/2 S_t}^{z_k + D/2} \int \frac{\partial E_{0w}^*(x, y, \zeta, \beta_b)}{\partial \beta} j_{exc}(t, x, y, \zeta) e^{i\beta_b \zeta} e^{-i\omega_b t} dS d\zeta$$

или

$$I_{\omega k}(t) = \int_{z_k - D/2 S_t}^{z_k + D/2} \int \frac{\partial E_{0w}^*(x, y, \zeta, \omega_b)}{\partial \omega} j_{exc}(t, x, y, \zeta) e^{i\beta_b \zeta} e^{-i\omega_b t} dS d\zeta$$

в дискретном множестве поперечных сечений $z = z_k$ пространства взаимодействия. Из полученных дискретных комплексных спектров функций I_k , $I_{\beta k}$ и $I_{\omega k}$ в k -м сечении затем отбираются гармоники с частотами $-\Omega_{max} \leq \omega_h \leq +\Omega_{max}$, где Ω_{max} – максимальная частота,

удовлетворяющая условию узкополосности функции j_{exc} в частотной области, и подставляются в уравнение, аналогичное (8). Дифференцирование полученных медленно меняющихся во времени комплексных огибающих интегралов возбуждения по t в уравнении (5) не составляет труда. Напротив, поскольку эти функции не являются узкополосными в области постоянных распространения, дифференцирование их по z в уравнении (1) целесообразно выполнять с использованием линейной регрессионной модели [8].

Выбор конечно-разностной схемы интегрирования уравнения возбуждения. Рассмотрим способы интегрирования уравнений возбуждения (1) и (5). В основе каждого из них лежит неоднородное уравнение переноса:

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A(t, z)}{\partial t} = f(t, z),$$

дополненное членами, учитывающими нелинейность дисперсионной характеристики и затухание волны. Для решения данного уравнения методом конечных разностей обычно используется явный или неявный шаблон первого порядка аппроксимации [9]. Явная схема является условно устойчивой при $\Delta t \leq \Delta z / |v_g|$, где Δt и Δz – размеры шагов соответственно по времени и продольной координате. Неявная схема абсолютно устойчива.

К сожалению, контрольные расчеты для холодной замедляющей системы показывают, что при сколько-нибудь существенной ширине спектра сигнала (порядка 1% и более от базовой частоты) первый порядок конечно-разностной аппроксимации не обеспечивает достаточной точности интегрирования уравнений возбуждения. Поэтому возникает задача выбора устойчивых разностных схем второго порядка, пригодных для решения этих уравнений.

Шаблон явной трехслойной схемы второго порядка аппроксимации для интегрирования уравнения (5) изображен на рис. 1а. Соответствующие ему конечно-разностные приближения записываются как

$$\frac{\partial A_k^l}{\partial z} \approx \frac{A_{k+1}^l - A_{k-1}^l}{2\Delta z}, \quad \frac{\partial A_k^l}{\partial t} \approx \frac{A_k^{l+1} - A_k^{l-1}}{2\Delta t}, \quad \frac{\partial^2 A_k^l}{\partial t^2} \approx \frac{A_k^{l-1} - 2A_k^l + A_k^{l+1}}{\Delta t^2}.$$

Данная схема является условно-устойчивой при $\Delta t \leq \Delta z / |v_g|$. Для уравнения (1) явную двухслойную схему второго порядка построить невозможно.

Помимо ограничения на размер временного шага, недостатком данного шаблона является необходимость доопределения граничного условия на выходном конце ЗС. Экстраполяция амплитуды полиномом (до третьей степени включительно) не обеспечивает сходимости решения. Гармоническая экстраполяция на трех точках [10] пригодна только для монохрома-

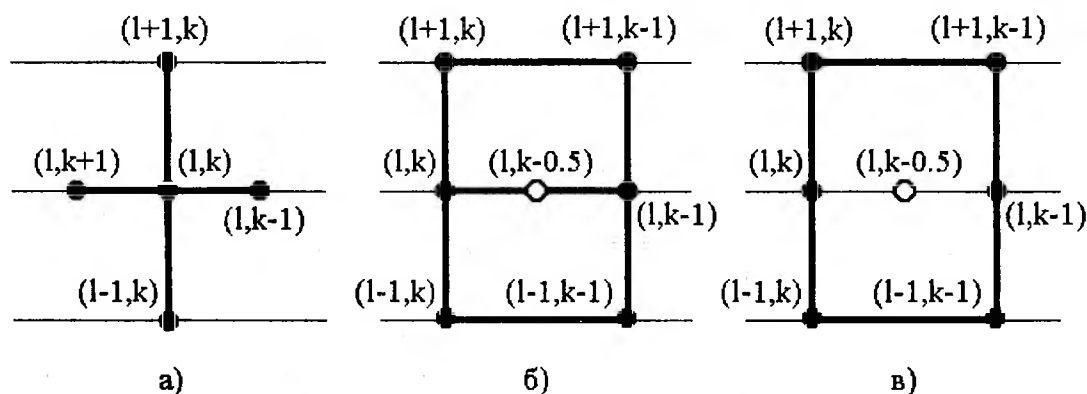


Рис. 1

тической функции $A(t, z)$. Таким образом, явная схема второго порядка, по-видимому, неприемлема для интегрирования уравнения (5).

В качестве альтернативы можно предложить неявную схему того же порядка аппроксимации с весами, шаблон которой изображен на рис. 1б. Соответствующие ей конечно-разностные приближения имеют вид:

$$\begin{aligned} A_{k-0,5}^l &\approx \sigma \frac{A_{k-1}^{l-1} + A_k^{l-1} + A_{k-1}^{l+1} + A_k^{l+1}}{4} + (1-\sigma) \frac{A_{k-1}^l + A_k^l}{2}, \\ \frac{\partial A_{k-0,5}^l}{\partial z} &\approx \frac{\sigma}{2} \frac{A_k^{l-1} - A_{k-1}^{l-1}}{\Delta z} + (1-\sigma) \frac{A_k^l - A_{k-1}^l}{\Delta z} + \frac{\sigma}{2} \frac{A_k^{l+1} - A_{k-1}^{l+1}}{\Delta z}, \\ \frac{\partial A_{k-0,5}^l}{\partial t} &\approx \frac{1}{2} \frac{A_{k-1}^{l+1} - A_{k-1}^{l-1}}{2\Delta t} + \frac{1}{2} \frac{A_k^{l+1} - A_k^{l-1}}{2\Delta t}, \\ \frac{\partial^2 A_{k-0,5}^l}{\partial t^2} &\approx \frac{1}{2} \frac{A_{k-1}^{l-1} - 2A_{k-1}^l + A_{k-1}^{l+1}}{\Delta t^2} + \frac{1}{2} \frac{A_k^{l-1} - 2A_k^l + A_k^{l+1}}{\Delta t^2}, \end{aligned}$$

где $\sigma = 0 \dots 1$ – весовой коэффициент.

Данная схема является абсолютно устойчивой при $\sigma \geq 0,5$. Минимальные погрешности интегрирования обеспечиваются при наименьших значениях весового коэффициента. Однако ввиду наличия в уравнении (5) дополнительных по отношению к уравнению переноса членов, близкая к нижнему пределу величина σ может вызвать неустойчивость этой схемы.

С другой стороны, учитывая, что порядок аппроксимации данного шаблона не зависит от σ , можно выбрать значение весового коэффициента, равное единице. Соответствующий шаблон показан на рис. 1в, а аппроксимация по продольной координате имеет вид

$$\frac{\partial A_{k-0,5}^l}{\partial z} \approx \frac{1}{2} \frac{A_k^{l-1} - A_{k-1}^{l-1}}{\Delta z} + \frac{1}{2} \frac{A_k^{l+1} - A_{k-1}^{l+1}}{\Delta z}.$$

Связь между четными и нечетными слоями в этой схеме осуществляется только через вторую производную по времени. Такое «расщепление» может, в принципе, явиться источником неустойчивостей. Таким образом, с учетом вышесказанного, оптимальными значениями σ следует считать близкие к $2/3$.

Ввиду малости коэффициента затухания, приведенный способ расчета величины $A_{k-0,5}^l$ не является критичным. Ее можно, например, вычислять как среднее арифметическое от значений амплитуд в углах шаблона или во всех шести его точках. Столь же некритичным является метод расчета правой части уравнения возбуждения в том же месте. Интегрирование данного уравнения на каждом временном слое осуществляется обычным для краевой задачи порядком [9], т.е. от входа к выходу ЗС. Начальные условия проще всего брать нулевыми.

Шаблон неявной двухслойной схемы второго порядка для решения уравнения (1) приведен на рис. 2а. Ему соответствуют конечно-разностные приближения вида

$$A_k^{l-0,5} \approx \sigma \frac{A_{k-1}^{l-1} + A_{k-1}^l + A_{k+1}^{l-1} + A_{k+1}^l}{4} + (1-\sigma) \frac{A_k^{l-1} + A_k^l}{2},$$

$$\frac{\partial A_k^{l-0,5}}{\partial t} \approx \frac{\sigma}{2} \frac{A_{k-1}^l - A_{k-1}^{l-1}}{\Delta t} + (1-\sigma) \frac{A_k^l - A_k^{l-1}}{\Delta t} + \frac{\sigma}{2} \frac{A_{k+1}^l - A_{k+1}^{l-1}}{\Delta t},$$

$$\frac{\partial A_k^{l-0,5}}{\partial z} \approx \frac{1}{2} \frac{A_{k+1}^{l-1} - A_{k-1}^{l-1}}{2\Delta z} + \frac{1}{2} \frac{A_{k+1}^l - A_{k-1}^l}{2\Delta z},$$

$$\frac{\partial^2 A_k^{l-0,5}}{\partial z^2} \approx \frac{1}{2} \frac{A_{k-1}^{l-1} - 2A_k^{l-1} + A_{k+1}^{l-1}}{\Delta z^2} + \frac{1}{2} \frac{A_{k-1}^l - 2A_k^l + A_{k+1}^l}{\Delta z^2}.$$

Эта схема является абсолютно устойчивой при $\sigma \geq 0,5$.

Выбирая единичное значение весового коэффициента, получаем шаблон, изображенный на рис. 2б. Соответствующая аппроксимация по временной координате записывается как

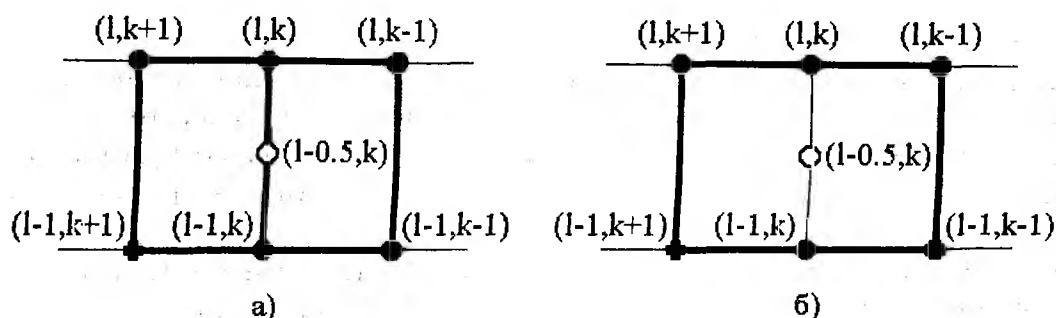


Рис. 2

$$\frac{\partial A_k^{l-0,5}}{\partial t} \approx \frac{1}{2} \frac{A_{k-1}^l - A_{k-1}^{l-1}}{\Delta t} + \frac{1}{2} \frac{A_{k+1}^l - A_{k+1}^{l-1}}{\Delta t}.$$

Недостатком ее также является возможность (по крайней мере, теоретическая) появления неустойчивостей, связанных с «расщеплением» между четными и нечетными узлами по продольной координате.

Для двухслойных схем второго порядка граничное условие во втором от начала замедляющей системы узле по координате z можно определить с помощью экстраполяции первого порядка.

В заключение отметим, что хотя при контрольных расчетах двухслойная схема показала в целом несколько меньшую погрешность, имеющиеся на сегодняшний день результаты не позволяют отдать предпочтение какой-либо из двух вышеописанных форм уравнения возбуждения. Поэтому окончательный выбор вида этого уравнения должен осуществляться на этапе программной реализации.

Таким образом, рассмотрены главные особенности методики интегрирования полученных в работе [4] двух форм уравнения возбуждения замедляющей системы в виде цепочки связанных резонаторов для метода комплексных амплитуд. Эти уравнения можно использовать в качестве базовых при анализе распространения узкополосных радиоимпульсов в структурах с медленной волной при наличии нелинейной среды, например, электронного потока. Возможна, разумеется, разработка альтернативных алгоритмов, однако предложенная здесь методика обеспечивает достаточную для большинства практических применений точность моделирования указанного процесса.

Список литературы: 1. *Gritsunov A.V.* On Spectral Modeling of Microwave Devices // *Telecomm. and Radio Engineering*. 2001. V. 55, No. 8. P. 98 – 102. 2. *Gritsunov A.V.* The Spectral Approach to Solving of EMC Problems at Microwave Tubes Simulation // *Proc. Int. Symposium and Exhibition on Electromagnetic Compatibility*. Wroclaw (Poland). 2002. 3. *Грицунов А.В.* Адаптивный метод комплексных амплитуд в спектральных моделях СВЧ-приборов // *Материалы междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»*. Севастополь: «Вебер». 2001. С. 224 – 227. 4. *Грицунов А.В.* К выводу уравнения возбуждения периодической замедляющей системы для метода комплексных амплитуд // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2001. Вып. 122. С. 169 – 178. 5. *Грицунов А.В.* К расчету коэффициентов матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // *Там же*. 2002. Вып. 124. С. 16 – 23. 6. *Магнетроны* сантиметрового диапазона. Т. 1 / Под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950. 420 с. 7. *Gritsunov A.V., Turenko L.Y.* Harmonic Decomposition of an Exciting Current at Electron Devices Simulation // *Telecomm. and Radio Engineering*. 2002. V. 57 (to be published). 8. *Грицунов А.В.* О сглаживании выходных параметров нестационарных моделей // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2001. Вып. 120. С. 119 – 122. 9. *Самарский А.А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 616 с. 10. *Герасимов В.П., Грицунов А.В., Писаренко В.М.* К моделированию граничных условий в цепочке связанных резонаторов для метода мгновенных значений // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2002. Вып. 129. С. 119 – 126.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 18.06.2002

А. Ю. ПАНЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ОТРАЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ОТ ПЛОСКОЙ СТРУИ

Специфика акустических явлений проявляется в существенном отличии механизмов формирования звуковых полей в подвижной среде. Если в неподвижной среде задачу отражения от плоской границы между областями с различными параметрами можно считать классической [1], то на границе струи отраженное поле формируется иначе. Прежде, чем перейти к его анализу, остановимся на некоторых аспектах определения отраженного поля от границы в неподвижной среде. Учитывая, что на практике наиболее важным является случай распространения акустических волн в газах, в которых различие давлений приводит к интенсивному перемешиванию, можно сразу положить, что давление p_1 и p_2 по обе стороны границы равны, а плотности $\rho_1 \neq \rho_2$. Можно также заметить, что обычно $|\Delta\rho|/\rho_1 \ll 1$, где $\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$.

Для акустических волн задача отражения имеет только один вариант решения, который эквивалентен решению задачи для электромагнитных волн с нормальной поляризацией. Не воспроизводя известные соотношения [1], представим график нормированного коэффициента отражения η_{s0} , равного $|\eta_{sr}| \cdot \rho_1 / |\Delta\rho|$, где η_{sr} – коэффициент отражения, являющийся функцией угла падения φ_0 (рис.1).

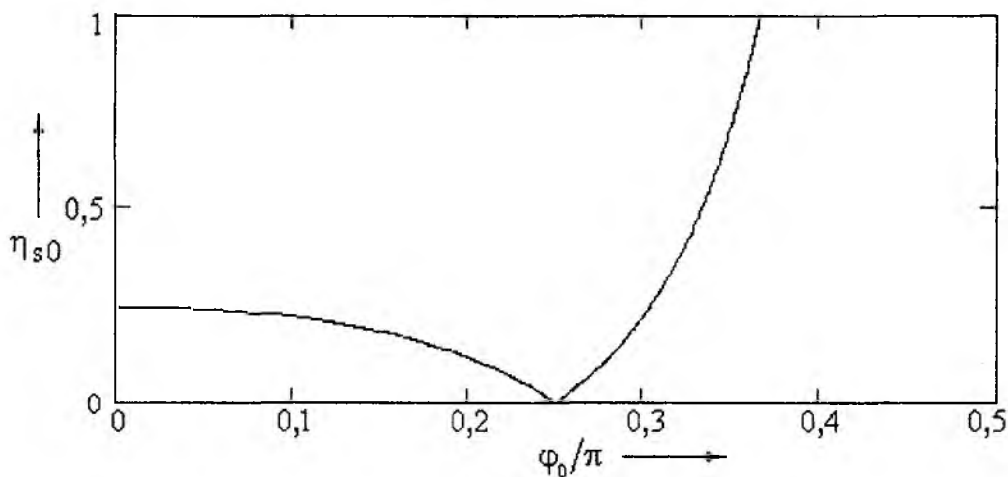


Рис. 1

Нормированный коэффициент отражения имеет одинаковый вид для $\rho_1 > \rho_2$ и для $\rho_1 < \rho_2$ и совпадает с $|\chi_{sr} - 1| \rho_1 / |\Delta\rho|$, где χ_{sr} – коэффициент прохождения.

Угол полного прохождения для слабых неоднородностей $\approx \pi/4$. Это имеет достаточно простое физическое объяснение. Граничные условия требуют равенства акустического давления p_s по обе стороны границы и равенства нормальных составляющих вектора скорости акустического течения $\vec{v}_s$ [2]. При отсутствии отражения за счет изменения волнового сопротивления r_s , равного $\sqrt{\gamma \rho v_s}$, где γ – адиабатическая постоянная, модуль скорости акустического течения v_s во второй среде должен отличаться на величину, равную:

$$\Delta v'_{s1} = -v_{s0} \Delta\rho / 2\rho_1. \quad (1)$$

С другой стороны, изменения модуля скорости акустического течения и направления движения волны должны быть такими, чтобы не изменилась величина нормальной составляющей v_{sn} (рис.2). Изменение направления движения волны при слабой неоднородности в первом приближении равно $\Delta\varphi = -(\Delta\rho/2\rho_1)\text{tg}\varphi_0$. Тогда необходимое изменение v_s определится как:

$$\Delta v_{s1}'' = -v_{s0} \Delta\varphi \text{tg}\varphi_0 = -v_{s0} (\Delta\rho/2\rho_1) \text{tg}^2 \varphi_0. \quad (2)$$

Согласование на границе наступит при $\Delta v_{s1}' = \Delta v_{s1}''$, то есть при $\text{tg}\varphi_0 = 1$. При других углах падения для компенсации невязок между давлением и скоростью течения по обе стороны границы должна возникнуть отраженная волна, параметры которой определяются требуемыми разностями.

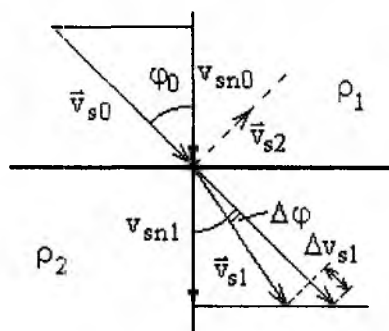


Рис. 2

Если $\Delta v_{s1}'$ не зависит от угла падения, то $\Delta v_{s1}''$ при возрастании угла падения от 0 до $\pi/2$ возрастает по модулю от нуля до бесконечности. Это приводит сначала к падению величины коэффициента отражения, а после $\pi/4$ к изменению его знака и росту по модулю до 1.

Для решения задачи отражения волн, проходящих через границу между движущимися областями, выберем систему координат так, что первая область неподвижна, а вторая движется со скоростью v_z . Будем также считать, что $\rho_1 = \rho_2 = \rho_0$ и вектор направления движения среды лежит в плоскости угла падения φ_0 . Для системы отсчета, движущейся со скоростью v_z , решение во второй области дает аргумент в виде [3]:

$$\arg = \omega' t - (\omega'/c)(\cos \varphi_1 x + \sin \varphi_1 z'), \quad (3)$$

где c – скорость звука, а $z' = z - v_z t$.

Здесь штрихом обозначены параметры, относящиеся к движущейся системе. Подставляя в эту формулу выражение для z' , получим производную фазы по времени для сигнала с неподвижного приемника, расположенного в точке с координатами x, z . Условие квазистационарности задачи требует, чтобы эта производная была равна ω . Тогда:

$$\omega' = \omega/[1 + (v_z/c)\sin \varphi_1]. \quad (4)$$

Модуль коэффициента распространения во второй области равен:

$$k_2 = \omega/(c + v_z \sin \varphi_1). \quad (5)$$

Условие сохранения непрерывности фазового фронта на границе даст:

$$\lambda_{s1}/\sin \varphi_0 = \lambda_{s2}/\sin \varphi_1. \quad (6)$$

Из (5) и (6) для φ_1 получим:

$$\sin \varphi_1 = \sin \varphi_0 / [1 - (v_z/c) \sin \varphi_0]. \quad (7)$$

Так как в этом случае волновое сопротивление среды по обе стороны границы одинаково, для выполнения граничных условий достаточно:

$$P_{s0} + P_{s2} = P_{s1}, \quad (8)$$

$$P_{s0} \cos \varphi_0 - P_{s2} \cos \varphi_0 = P_{s1} \cos \varphi_1. \quad (9)$$

Здесь индексом 2 обозначены параметры отраженного поля. Выражения для коэффициентов прохождения и отражения в этом случае будут иметь вид:

$$\chi_{sv} = \frac{2 \cos \varphi_0}{\cos \varphi_0 + \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_0 / [1 - (v_z/c) \sin \varphi_0]^2}}, \quad (10)$$

$$\eta_{sv} = \frac{\cos \varphi_0 - \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_0 / [1 - (v_z/c) \sin \varphi_0]^2}}{\cos \varphi_0 + \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_0 / [1 - (v_z/c) \sin \varphi_0]^2}}. \quad (11)$$

Для обобщения на случай произвольного направления скорости движения второй области достаточно взять ее проекцию на плоскость угла падения:

$$v_z = v_{z0} \cos \alpha. \quad (12)$$

Нормированная кривая коэффициента отражения $\eta_{s0} = |\eta_{sv}|/|v_z|$, которая в случае $v_z/c \ll 1$ совпадает с $|\chi_{sv} - 1|/|v_z|$, показана на рис.3.

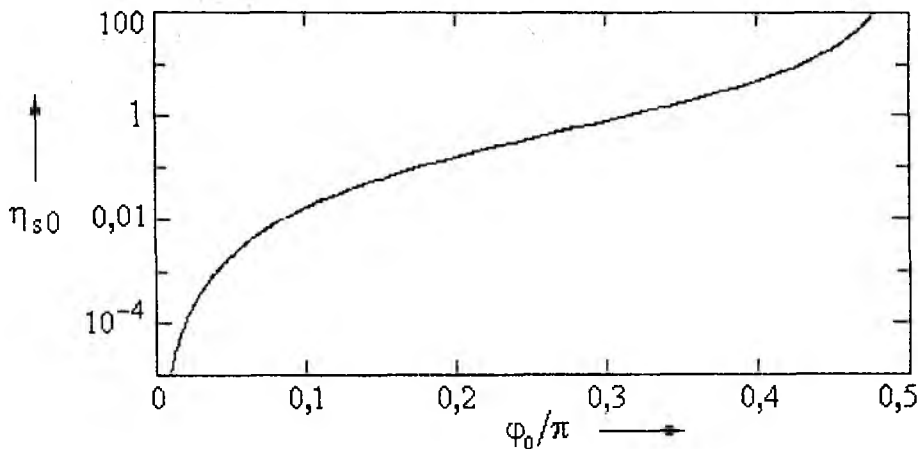


Рис. 3

Монотонный, возрастающий характер изменения η_{s0} обусловлен тем, что изменяется только угол распространения волны $\Delta \varphi \neq 0$, а r_s остается постоянным. Поэтому при одинаковых параметрах среды $\Delta v'_{s1} \equiv 0$, а $\Delta v''_{s1}$ возрастает при увеличении угла падения.

При решении практических задач на границе струи в общем случае необходимо анализировать вклад явлений обусловленных вязкостью. Однако при существенных различиях скорости по сечению потока в вязкой среде возникает турбулентное движение. Критерием его возникновения является число Рейнольдса [1]:

$$Re = vd/\nu, \quad (13)$$

где d – характерный размер потока;

ν – кинематическая вязкость (для воздуха $\nu = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$).

При $Re > Re_{кр}$ возникает турбулентность, однако точное значение $Re_{кр}$ оценить весьма сложно [4,5]. Обычно $Re_{кр}$ оценивают величиной в несколько десятков. Резким можно считать переход, протяженность которого существенно меньше длины волны. Учитывая, что длины волн, применяемые обычно в акустической диагностике, составляют единицы-десятки сантиметров, разность скоростей взаимного движения обеих областей должна быть достаточно малой.

Плоская волна формируется в ближней зоне равномерно возбужденных излучателей. В данном случае выходной апертурой $L_{АП}$ отражающей плоскости является поверхность, на которую она проектируется вдоль направления отраженной волны (рис. 4).

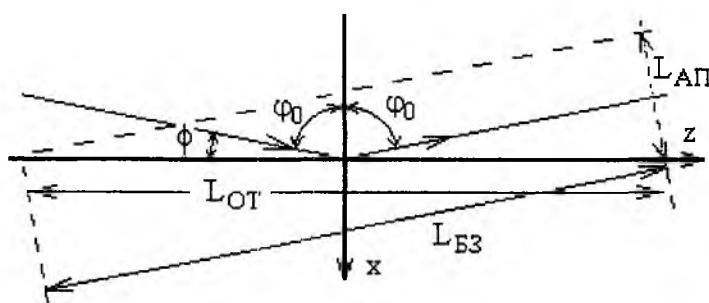


Рис. 4

В соответствии с принципом Бабинне длина ближней зоны $L_{БЗ}$ должна быть больше проекции отражающей плоскости $L_{ОТ}$ на направление, перпендикулярное направлению отраженной волны. Несложно показать, что

$$\phi > Q_{дф} \sqrt{\lambda_s / L_{ОТ}}, \quad (14)$$

где ϕ – угол скольжения;

$Q_{дф}$ – дифракционный параметр, величину которого следует брать более 10 [6].

Характерные размеры, присутствующие в задачах диагностики газовых сред, даже для случая зондирования атмосферы [4,5], требуют малых углов падения. Поэтому в практических применениях коэффициенты отражения будут существенно меньше единицы.

Результаты решения задачи отражения от плоской струи можно использовать при анализе волновых процессов на границе между газом и движущимся объектом. Однако наибольшую ценность данная задача представляет как этап формирования представлений о процессах распространения акустических волн в неоднородной движущейся среде.

Список литературы: 1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с. 2. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. 496 с. 3. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 208 с. 4. Лайхтман Д.Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970, – 342 с. 5. Зилитинкевич С.С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970, 282 с. 6. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 544 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 10.12.2002

А. И. СПИЦЫН, канд. физ.-мат. наук

ЗАТУХАНИЕ СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОБЪЕМНОМ РЕЗОНАТОРЕ С ПРОВОДЯЩИМИ СТЕНКАМИ И ИЗМЕНЕНИЕ ЕГО РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ ОТНОСИТЕЛЬНО ЧАСТОТ РЕЗОНАТОРА С ИДЕАЛЬНО-ПРОВОДЯЩИМИ СТЕНКАМИ

При расчете потерь и изменении резонансных частот резонаторов с проводящими стенками используют импендансные граничные условия. [1, 2]. Формулу для комплексной частоты мод объемных резонаторов при произвольном поверхностном импендансе стенок впервые дал Слатер [3]. Им были рассчитаны как добротность, так и сдвиги резонансных частот резонатора, обусловленные неидеальностью стенок. Впоследствии это соотношение было выведено при помощи других методик (например [4, 5]). В настоящем сообщении мы получим это соотношение еще одним способом, основанным на непосредственном использовании уравнений Максвелла, что полезно в методологическом плане.

Рассмотрим объемный резонатор в режиме свободных колебаний со стенками, в которых электромагнитное поле проникает на конечную глубину (отметим, что потери в стенках резонатора в принципе могут отсутствовать). Положим, что резонатор заполнен средой без потерь с диэлектрической и магнитной проницаемостью $\epsilon, \mu > 0$. Обозначим соответствующие комплексные амплитуды полей a -й моды как $\vec{E}_a, \vec{H}_a$, а круговую резонансную частоту — ω_a ; поля этой же моды резонатора с неидеальными стенками — $\vec{E}, \vec{H}$, а ω — ее частоту. Тогда для этих полей резонатора справедливы уравнения Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -i\omega \mu \vec{H}, & \operatorname{rot} \vec{E}_a &= -i\omega_a \mu \vec{H}_a, \\ \operatorname{rot} \vec{H}_a &= i\omega_a \epsilon \vec{E}_a, & \operatorname{rot} \vec{H} &= i\omega \epsilon \vec{E}. \end{aligned} \quad (1)$$

Поля резонатора с неидеальными стенками в случае свободных колебаний будут изменяться в соответствии с $\exp(i\omega t)$, но частота ω в общем случае будет комплексной: $\omega = \operatorname{Re} \omega + iJm\omega$. Со временем электрические и магнитные поля будут затухать по экспоненте $E, H \sim \exp(-Jm\omega t) \exp(i \operatorname{Re} \omega t)$. Квадраты модулей электрического и магнитного полей, а, следовательно, и энергия будут изменяться в соответствии с $|\vec{E}|^2, |\vec{H}|^2 \sim \exp(-\frac{t}{\tau})$, где

$$\tau = \frac{1}{2Jm\omega} \quad (2)$$

представляет постоянную времени резонатора для a -й моды.

Умножая первое уравнение из первой пары в (1) на $\vec{H}_a^*$, а комплексно сопряженное второе на $\vec{E}$ и вычитая и аналогично, первое из второй пары на $\vec{H}^*$, а второе на $\vec{E}_a$ и вычитая, получим равенства

$$\begin{aligned} \operatorname{div} [\vec{E} \vec{H}_a^*] &= i\omega_a^* \epsilon \vec{E}_a^* \vec{E} - i\omega \mu \vec{H}_a^* \vec{H}, \\ \operatorname{div} [\vec{E}_a \vec{H}^*] &= i\omega^* \epsilon \vec{E}^* \vec{E}_a - i\omega_a \mu \vec{H}^* \vec{H}_a. \end{aligned} \quad (3)$$

Проинтегрируем второе соотношение в (3) по объему резонатора:

$$\int_S [\vec{E}_a \vec{H}^*] \vec{n} ds = i\omega^* \int_V \epsilon \vec{E}^* \vec{E}_a dv - i\omega_a \int_V \mu \vec{H}^* \vec{H}_a dv,$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор внешней нормали к объему резонатора V , а S – поверхность, его ограничивающая. Так как для идеального резонатора $\vec{n} \parallel \vec{E}_a$ на поверхности S , то

$$\int_V \epsilon \vec{E} \vec{E}_a^* dv = \frac{\omega}{\omega_a} \int_V \mu \vec{H} \vec{H}_a^* dv \quad (4)$$

Из первого соотношения (1) с использованием (4) аналогичным образом получим

$$\int_S [\vec{E} \vec{H}_a^*] d\vec{s} = i\omega_a^* \int_V \epsilon \vec{E}_a^* \vec{E} dv - i\omega \int_V \mu \vec{H}_a^* \vec{H} dv = i \frac{\omega_a^2 - \omega^2}{\omega} \int_V \mu \vec{H} \vec{H}_a^* dv,$$

где учтено, что ω_a – действительная величина. Используя импедансные граничные условия на стенках реального резонатора $\vec{E}_{tg} = Z [\vec{H}_{tg} \vec{n}]$, где Z – поверхностный импеданс, окончательно получим соотношение

$$\frac{\omega^2 - \omega_a^2}{\omega} = \frac{i \int_S Z \vec{H}_{tg} \vec{H}_a^* ds}{\int_V \mu \vec{H} \vec{H}_a^* dv} \quad (5)$$

Это соотношение хотя и точное, однако включает неизвестное поле $\vec{H}$ реального резонатора. Так как отношение $|Z/Z_0| \ll 1$, где $Z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon}$ – импеданс среды, заполняющей резонатор, и при $Z=0$ резонатор превращается в резонатор с идеально проводящими стенками, то поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ по структуре близки к полям $\vec{E}_a, \vec{H}_a$, и отличие ω от ω_a мало. Поэтому в основном приближении $\vec{H} \approx \vec{H}_a$ и, учитывая, что $\frac{\omega^2 - \omega_a^2}{\omega} \approx 2(\omega - \omega_a)$, из (5) найдем

$$\omega - \omega_a = \frac{i \int_S Z |\vec{H}_a|^2 ds}{2 \int_V \mu |\vec{H}_a|^2 dv} \quad (6)$$

Представляя $Z=R+iX$, где R – поверхностное сопротивление, а X – поверхностный реактанс и $\omega = \omega' + iJm\omega$, где $\omega' = \text{Re}\omega$ – частота реального резонатора с неидеальными стенками, после выделения реальной и мнимой частей соотношения (6) получим соотношение для мнимой части комплексной частоты ω

$$Jm\omega = \frac{\int_S R |\vec{H}_a|^2 ds}{2 \int_V \mu |\vec{H}_a|^2 dv} \quad (7)$$

и изменение частоты рассматриваемого резонатора относительно частоты резонатора с идеально проводящими стенками

$$\Delta\omega = \omega' - \omega_a = - \frac{\int_S X |\vec{H}_a|^2 ds}{2 \int_V \mu |\vec{H}_a|^2 dv} \quad (8)$$

Так как добротность резонатора определяется соотношением $Q = \frac{\omega' \int_V \mu |\vec{H}|^2 dv}{\int_S R |\vec{H}|^2 ds}$, то в основном приближении с учетом (2) для изолированной моды получим известную формулу

$$Q = \frac{\omega_a}{2Jm\omega} = \omega_a \tau.$$

Список литературы: 1. Леонович М.А. Исследование по распространению радиоволн. М-Л: Изд-во АН СССР, 1948. С. 5 – 12. 2. Менде Ф.Ф., Спицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев: Наук. думка, 1985. 240 с. 3. Слетэр Д. Электроника сверхвысоких частот. М.: Сов. радио, 1948. 191 с. 4. Штейншлегер В.Б. Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. М.: Оборонгиз, 1955. 111 с. 5. Спицын А.И. Теория взаимодействия поляризованных мод при импедансных тензорных граничных условиях на стенках объемных СВЧ резонаторов. Харьк. ун-т радиоэлектроники. Харьков, 1996. 75с. Деп. в ГНТБ Украины, 28.02.96, № 653-Ук-96.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 14.10.2002

А. И. ТЕРЕЩЕНКО, д-р техн. наук., Д. В. МАРКОВ

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭФФЕКТИВНОГО ПОЛЯ И ПОЛЯРИЗОВАННОСТИ ПРИ СВЧ-ОБЛУЧЕНИИ ЗЕРЕН СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ КУЛЬТУР

В последние десятилетия электрофизические методы обработки различных сельскохозяйственных культур прочно укрепились в современном народном хозяйстве [1]. Несмотря на очевидные экспериментальные достижения в упомянутой области (см., например, [2-4]), полного понимания химико-биологических процессов в исследуемых объектах пока нет. Как следствие – большинство экспериментальных исследований проводится вслепую.

В недавних работах [5,6] представлен ряд интересных экспериментальных результатов, связанных с воздействием СВЧ-излучения на зерна злаковых культур. К этому перечню можно добавить и ряд наших работ [7-11]. Исследования велись совместно с сотрудниками Института растениеводства им. акад. Юрьева (г. Харьков). Опыты показали, что предпосевная СВЧ-обработка зерен пшеницы приводит к интенсификации прорастания и повышению всхожести по сравнению с контролем. Отмечено, что СВЧ-облучение увеличивает влажность зерна. Кроме того, облучение свежесобранного, в котором ферменты выполняют защитную функцию и препятствуют прорастанию в течение полугода, снимает эту защитную функцию.

Указанное выше увеличение влажности зерна, влияющее на всхожесть и энергию прорастания, является нетепловым эффектом, хотя и происходящим на фоне нагрева. Эти данные получены на основе опытов с двумя сортами пшеницы. Способ определения всхожести свежесобранных семян запатентован [10]. Технические вопросы исследования воздействия СВЧ-излучения на биологические объекты и сравнительная оценка используемых для этого методов даны в [11]. В настоящее время ведутся крупномасштабные производственные испытания. Кроме того, исследуется воздействие СВЧ на семена ряда незерновых культур. Особенностью данных экспериментов было то, что характерная длина волны используемого излучения более чем на порядок превышала размеры семян. Это фактически означает, что семена при микроволновой обработке находятся в однородном внешнем поле, изменяющемся только по направлению. Неоднородность поля в этом случае связана с внутренней структурой зерна (т.е. зависимостью тензора диэлектрической проницаемости от координаты). Это, в частности, позволяет провести относительно простой анализ распределения поля внутри зерна и связать свойства структуры зерна с макроскопическим вектором поляризации. Такая информация в конкретной прикладной проблеме важна в первую очередь, так как дает возможность понять, какие именно макроскопические параметры влияют на химико-биологические процессы внутри зерна. Теоретическому изучению данной проблемы и посвящена настоящая работа.

Как известно, классические уравнения Максвелла в присутствии макроскопической неоднородности можно представить в форме, характерной для обычной теории рассеяния:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0 + \left(g \text{grad div} \vec{r} + \vec{k}^2 \right) \int_{\Omega} [\epsilon(\vec{r}') - 1] \vec{E}(\vec{r}') \frac{e^{-i\vec{k}|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r'. \quad (1)$$

Мы не выписываем здесь аналогичное уравнение для магнитного поля, поскольку при исследуемых условиях энергия магнитной компоненты явно недостаточна для какого-либо влияния на процессы внутри зерна. В уравнении (1) $\vec{k}$ – волновой вектор; $\vec{E}_0$ – внешнее поле в вакууме; $\epsilon(\vec{r})$ – диэлектрическая проницаемость; $\vec{r}$ – координата.

В принципе уравнение (1) дает однозначную связь между диэлектрической проницаемостью (внутренней структурой) объекта и эффективным полем внутри него. Реальное же применение формулы (1) проблематично даже при известной функции $\epsilon(\vec{r})$. Простейший метод итераций не дает гарантий быстрой сходимости решения. Возможность построения

адекватной теории возмущений также сомнительна. Однако в нашем конкретном случае малость объекта по сравнению с длиной волны внешнего поля позволяет получить замкнутую систему уравнений, включив еще одну макроскопическую величину, а именно – поляризованность $\vec{P}(\vec{r}, t)$.

Уравнение движения для вектора поляризации имеет вид [12,13]:

$$\frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \omega_0^2 \vec{P} = \frac{q^2 n}{\mu} \vec{E}_0(t) + \frac{q^2 n}{\mu} \left\{ \int_{\Omega} \text{rot rot} \left(\frac{\vec{P}(\vec{r}', t - \frac{1}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) g(\vec{r}, \vec{r}') d^3 \vec{r}' - 4\pi \vec{P}(\vec{r}, t) g(\vec{r}, \vec{r}') \right\}, \quad (2)$$

где γ – диссипативная константа, ω_0 – частота внешнего поля, q – возможные микроскопические заряды плотности n , $g(\vec{r}, \vec{r}')$ – корреляционная функция.

Строго говоря, уравнение (2) может быть получено лишь в приближении слабого взаимодействия между частицами объекта. Мы, однако, намеренно записали его с использованием эмпирической корреляционной функции $g(\vec{r}, \vec{r}')$ вместо одночастичных функций распределения. После адекватной конкретизации корреляционной функции описание становится самосогласованным.

Из уравнения (2) видно, что реальное поле внутри объекта отличается от $\vec{E}_0$ стандартным слагаемым $4\pi \vec{P}(\vec{r}, t) g(\vec{r}, \vec{r}')$ и добавкой (первое слагаемое в фигурных скобках), связанной с эффектом Лоренца. Это слагаемое может быть существенно упрощено в нашем случае. В нулевом приближении по запаздыванию и по $(\vec{r} - \vec{r}') \partial / \partial \vec{r}$ (в обоих случаях разложение ведется по r_0 / λ , где r_0 – характерный размер объекта; λ – длина волны внешнего поля) имеем

$$\vec{P}\left(\vec{r}', t - \frac{1}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|\right) \approx \vec{P}(\vec{r}, t). \quad (3)$$

Вводя обозначения $\vec{n} = \vec{P} / |\vec{P}|$, $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$, преобразуем члены в фигурных скобках уравнения (2) к виду

$$|\vec{P}(\vec{r}, t)| \int g(\vec{R}) \text{rot} \vec{R} \text{rot} \vec{R} \left(\frac{\vec{n}}{|\vec{R}|} \right) d^3 R - \vec{P}(\vec{r}, t) g(|\vec{r} - \vec{r}'|), \quad (4)$$

где мы учли, что $g(\vec{r}, \vec{r}') \rightarrow g(|\vec{r} - \vec{r}'|)$. Используя тождество $\text{rot rot} \vec{A} = \text{grad div} \vec{A} - \Delta \vec{A}$ и соотношение

$$\frac{1}{4\pi} \Delta \vec{r} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = -\delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (5)$$

первое слагаемое в (4) запишем в виде

$$\vec{J} \equiv |\vec{P}(\vec{r}, t)| \int g(|\vec{R}|) \text{grad} \vec{R} \text{div} \vec{R} \left(\frac{\vec{n}}{|\vec{R}|} \right) d^3 R. \quad (6)$$

После преобразований Фурье

$$\frac{1}{|\vec{R}|} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{4\pi}{\vec{k}^2} e^{i\vec{k}\vec{R}} d^3 k, \quad g(|\vec{R}|) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int g(|\vec{k}|) e^{i\vec{k}\vec{R}} d^3 k \quad (7)$$

получим:

$$\vec{J} = -|\vec{P}(\vec{r}, t)| \frac{4\pi}{(2\pi)^3} \int \frac{\vec{k}(\vec{k}\vec{n})}{k^2} g(|\vec{k}|) d^3k = -\frac{4\pi}{3} \frac{1}{(2\pi)^3} \vec{P}(\vec{r}, t) \int g(|\vec{k}|) d^3k. \quad (8)$$

Но

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int g(|\vec{k}|) d^3k = g(\vec{R} = 0) \equiv g. \quad (9)$$

Следовательно, окончательный вариант имеет вид:

$$\vec{J} = -\frac{4\pi}{3} g(|\vec{r} - \vec{r}'|) \vec{P}(\vec{r}, t). \quad (10)$$

Обращаясь теперь к уравнению движения (2), видим, что реальное поле в объекте имеет вид

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(t) + \vec{J}(\vec{r}, t) - 4\pi \vec{P}(\vec{r}, t) g(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \vec{E}_0(t) - \frac{16}{3} \pi \vec{P}(\vec{r}, t) g(|\vec{r} - \vec{r}'|). \quad (11)$$

Следует отметить, что в нашем подходе использовано лишь одно существенное предположение – о справедливости уравнения движения (2) для плотной системы микрочастиц зерна. Однако оказывается, что в финале нам даже нет необходимости знать детальный вид корреляционной функции $g(\vec{r}, \vec{r}')$, а только ее частное значение в нуле, то есть $g(|\vec{r} - \vec{r}'|)$. Естественнo положить $g(|\vec{r} - \vec{r}'|) = -1$. Это отражает тот факт, что вероятность нахождения двух частиц в одной точке пространства равна нулю. В таком случае имеем:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(t) + \frac{16}{3} \pi \vec{P}(\vec{r}, t). \quad (12)$$

Из сравнения с уравнением (1) получаем:

$$\vec{P}(\vec{r}) = \frac{3}{16\pi} \left(g \text{raddiv} \vec{r} + \vec{k}^2 \right) \int_{\Omega} [\epsilon(\vec{r}') - 1] \frac{\vec{E}(\vec{r}') e^{-i\vec{k}|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r'. \quad (13)$$

Формула (13) дает нам явную аналитическую связь между такими макроскопическими характеристиками, как поляризованность, диэлектрическая проницаемость и эффективное поле внутри объекта.

В совокупности с уравнением (1) мы имеем систему уравнений, позволяющую удобно исследовать процессы, протекающие внутри объектов для данной конфигурации функции $\epsilon(\vec{r})$. В частности, уравнения (1) и (13) существенно упрощают как использование численных методов, так и анализ предельных случаев.

Полученная система уравнений (1) и (13) дает возможность расчета, на основании которого могут быть найдены макроскопические характеристики исследуемого объекта и установлена связь между ними. Сопоставление полученных на основе такого расчета данных с результатами измерений (в том числе и радиометрическими методами) для зерен, подвергшихся СВЧ-облучению и контрольных образцов, позволит достаточно определенно представить себе процессы, происходящие в конкретном биологическом объекте при воздействии на него сверхвысококачастотного излучения. Это должно способствовать пониманию и объяснению обнаруженных интересных и важных практических результатов – улучшения всхожести, прорастания свежесобранных зерен и т. п.

Список литературы: Бородин И.Ф., Шарнов Г.А., Горин А.Д. Применение СВЧ-энергии в сельском хозяйстве. – М. ВНИИТЭИагропром, 1987. 2. Бородин И.Ф., Вендин С.В., Горин А.Д. Изменение всхожести зерновых культур под влиянием СВЧ-обработки. докл. рос.с. акад. наук. 1993. № 2. С. 92 – 94. 3. Батыгин Н.Ф., Ушакова С.И., Никонова Н.Д. Комплексная оценка процесса воздействия электромагнитного поля высокой частоты на семена // Применение энергии высоких и сверхвысоких частот в технологических процессах сельскохозяйственного производства. Челябинск. 1983. С. 71 – 74. 4. Блонская А.П., Дятченко Т.И., Влияние ЭМП СВЧ на посевные качества овощных культур // Использование СВЧ-энергии в сельскохозяйственном производстве. Зерноград: ВНИТИМЭСХ, 1989. 172 с. 5. Изаков Ф.Я., Полевик Н.Д., Жданов В.В. / Нетрадиционные СВЧ технологии для экологически чистого земледелия // Микроволновые технологии в народном хозяйстве / Ред. Калинин Л.Г. Одесса: ОКФА, 1996. 6. Вивчення впливу мікрохвильового поля на посівні і урожайні якості насіння злакових, олійних і овочевих культур / Калинин Л.Г., Тучний В.П., Левченко Е.А., Кіндрук М.О. Вишневський В.В. // Микроволновые технологии в народном хозяйстве / Одесса.2002 С. 66 – 72. 7. Контарь А.А., Марков Д.В., Терещенко А. И. О воздействии СВЧ-излучения на некоторые биологические объекты // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып.111. С. 68 – 70. 8. Микроволновая обработка свежесобраных и покоящихся семян. Диндорого В.Г., Контарь А.А., Марков Д.В., Скляревский К.М., Терещенко А.И. // 6-я Междунар. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации». Харьков.:2000. С. 262 – 263. 9. Диндорого В.Г., Контарь О. Я., Марков Д. В., Скляревський К. М., Терещенко О.І. Дослідження НВЧ-обробки озимої пшениці // Селекція та насінництво. Харків.: 2001. С. 210 – 215. 10. Декларац. пат. на винахід № 37730А. О.Я Контарь, Д.В. Марков, В.Г. Диндорого, К.М. Скляревський, «Спосіб визначення схожості насіння». 2001. Бюл. № 4. 11. Марков Д.В., Терещенко А.И. Электрофизические методы исследования некоторых биологических объектов после воздействия СВЧ-облучения // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 181 – 184. 12. Климонтович Ю.Л. Вопросы статистической теории взаимодействия атомов с излучением // УФН. 1970. Т. 101. С. 578. 13. Климонтович Ю.Л. Кинетическая теория электромагнитных процессов. М.: Наука. 1980. 376 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 28.11.2002

Б. Г. БОРОДИН, канд. техн. наук, АБУ АНЗЕХ ИЯД, В. В. АНАНЬИН

ТЕХНИКА МИКРОВОЛНОВОГО КОНТРОЛЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИИ

Измерения и испытания представляют собой важнейшую часть большинства современных технологических и исследовательских процессов в промышленности, науке и технике. Соответствующее контрольно-измерительное оборудование получает широкое распространение для диагностики, контроля и измерения различных параметров материалов и сред [1-8]. В состав этого оборудования обязательно входит измерительный преобразователь (ИП), чувствительный к контролируемой характеристике, первичная схема преобразования его реакции в электрический сигнал; блок обработки этого сигнала, позволяющий выделить полезную информацию об исследуемом объекте; система обработки выделенной информации и управления оборудованием.

В настоящей работе рассматриваются вопросы универсализации и миниатюризации диагностических средств, применяющихся в технологии микроэлектроники для входного, выходного и межоперационного контроля различных полупроводниковых материалов и структур.

Соответствие параметров полупроводниковых слитков, пластин, многослойных структур заданным во многом определяет качество интегральных схем и дискретных приборов на их основе. Контролю подлежат как механические свойства, так и разнообразные электрофизические характеристики полупроводников. Значительное распространение получила микроволновая диагностика полупроводников [2, 3]. С помощью техники СВЧ можно измерять такие параметры полупроводников, как удельная электропроводность материала σ [2-3], фотопроводимость $\Delta\sigma_f$ и ее спектральное распределение $\Delta\sigma_f(\lambda)$ [3], толщина эпитаксиальных и диффузионных слоев h_{cl} [3], профиль распределения легирующей примеси $N(x)$ [4], подвижность μ [5], время жизни τ и скорость поверхностной рекомбинации S носителей заряда [6] и другие. При разработке соответствующих технических средств предпочтение отдается тем из них, которые обеспечивают наиболее высокие чувствительность, точность, экспрессность и производительность контроля, не требуют разрушения образца в процессе проведения измерений, могут применяться без приготовления специальных электрических контактов. Кроме того такие средства должны быть простыми в эксплуатации, иметь небольшие габариты, вес. В немалой степени обеспечению таких условий способствует широкое использование микропроцессорной и микроконтроллерной техники при обработке сигналов измерительной информации и управлении процессами контроля [7-8].

Измерительный преобразователь может быть волноводным или резонаторным [9] (в последнем случае достигаются наилучшие значения метрологических показателей), на основе прямоугольных, цилиндрических, коаксиальных или полосковых волноводов. В миллиметровом диапазоне обычно используются объемные резонаторы на основе цилиндрических и прямоугольных волноводов, в трехсантиметровом и дециметровом диапазонах – резонаторы на основе коаксиальных линий передачи. Размеры ИП определяются типом волновода, требованиями обеспечения максимальной эффективности и длиной волны. Как уже отмечалось, серьезной задачей, наряду с обеспечением высокой чувствительности ИП к контролируемому параметру, является его миниатюризация. Одним из направлений ее решения является разработка ИП на основе СВЧ-микрорезонаторных линий передачи (МПЛ). Создание высокоэффективных микрорезонаторных измерительных преобразователей для контроля параметров полупроводниковых материалов – весьма важная и сложная проблема. Одновременно такой ИП должен быть обеспечен соответствующей миниатюрной первичной схемой преобразования его реакции в электрический сигнал.

Ниже приводятся результаты разработки СВЧ-схем, предназначенных для контроля различных параметров полупроводниковых материалов и структур, в которых уменьшение размеров достигнуто за счет замены объёмных элементов СВЧ на их микронные аналоги: волновод заменяется микрополосковой линией, объёмные вентили, циркуляторы, фазовращатели – их микронными аналогами. Для практической реализации применен специализированный программный пакет Microwave Office. Его использование позволяет создать электрическую принципиальную схему разрабатываемого устройства, разработать топологию, определить основные электрические параметры разработанной схемы (ток, напряжение, мощность, S-, H-, Z-параметры и другие). Пакет позволяет использовать библиотеки реальных элементов известных фирм (Motorola, Siemens, Sony, Alpha и др.). В целом Microwave Office позволяет разрабатывать, проектировать и испытывать различные СВЧ-устройства в микронном исполнении вплоть до создания реального прибора.

На рис. 1 приведена широко распространенная отражательная схема регистрации фотопроводимости полупроводников. Исследования фоточувствительности полупроводниковых материалов важны как при разбраковке исходных структур в процессе производства фотоэлектрических приборов, так и в плане развития так называемого фотомодуляционного метода контроля [5].

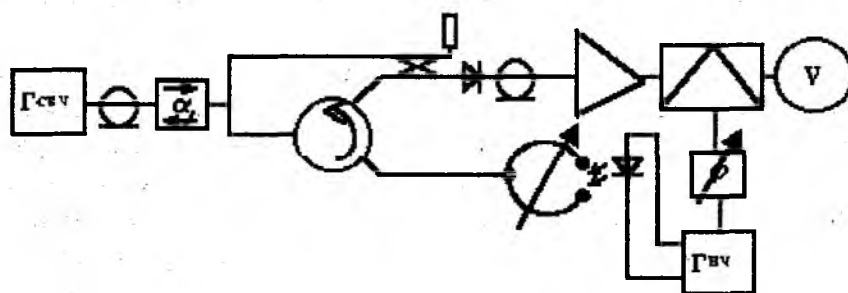


Рис. 1

В приведенной схеме сигнал фотопроводимости с выхода ИП регистрируется на частоте модуляции оптического излучения, селективно усиливается и синхронно детектируется.

Принципиальная электрическая схема СВЧ-части такой установки и разработанная с помощью Microwave Office топология представлены соответственно на рис. 2 и 3.

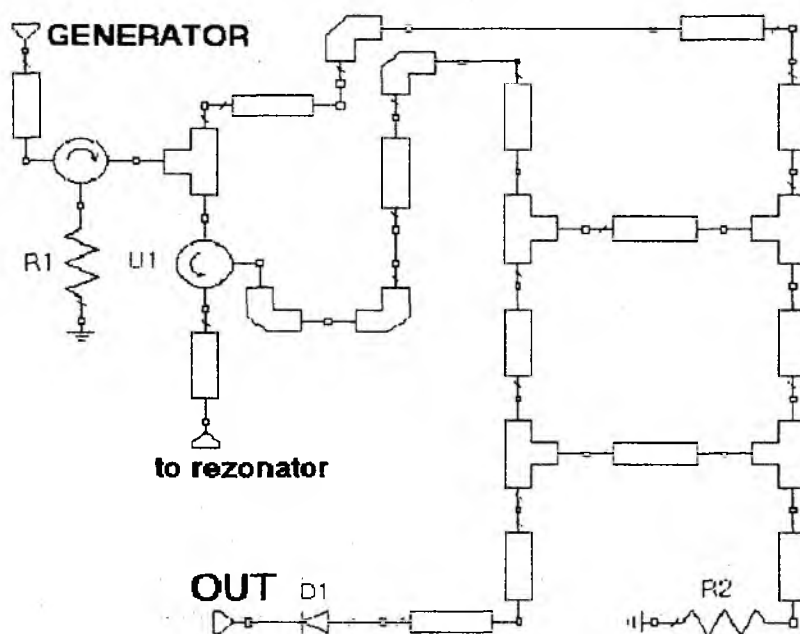


Рис. 2

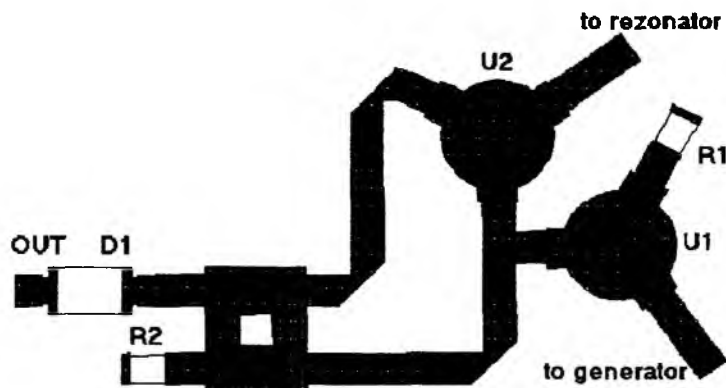


Рис. 3

Параметры полосковых элементов рассчитывались для частоты 10 ГГц: ширина полоскового волновода составила при использовании поликоровой подложки толщиной 0,5 мм величину 1,6 мм, а длина четвертьволновых отрезков линий - 7,5 мм. Резисторы R_1 и R_2 выполняют функции согласованных нагрузок, и их сопротивления определяются волновым сопротивлением линий, к которым они подключены: для циркулятора $U1$ - 50 Ом (R_1) и для направленного ответвителя - 23 Ом (R_2).

Применение описанных в работе [6] методик исследования фазы сигнала фотопроводимости на частоте гармонической модуляции и при различных длинах волн освещающего образец излучения позволяет определять при помощи описанной установки также и такие важные параметры полупроводников, как время жизни и скорость поверхностной рекомбинации носителей заряда.

На рис. 4 приведена функциональная схема установки для измерения подвижности носителей заряда в полупроводниковых материалах.

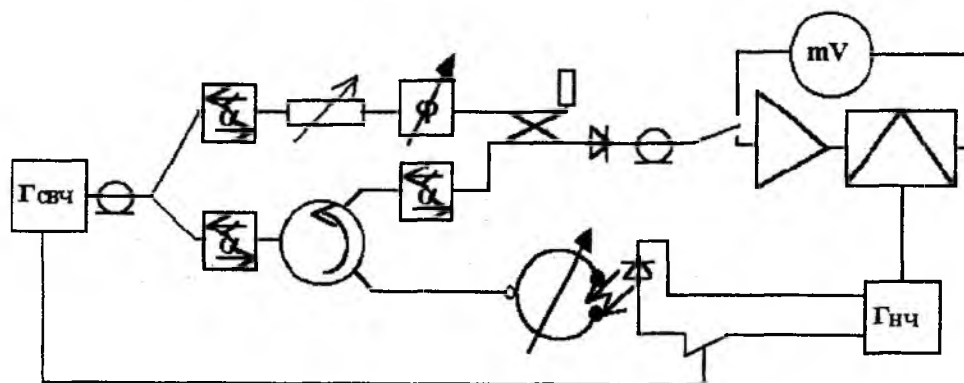


Рис. 4

Определение подвижности основано на СВЧ-синхронном детектировании сигнала, отражённого от резонатора. Анализ комплексного коэффициента отражения СВЧ-резонатора свидетельствует о наличии в амплитудно-модулированном по гармоническому закону сигнале отраженной от резонатора СВЧ-мощности двух составляющих: синфазной с мощностью, падающей на резонатор (сигнал фотопроводимости) и сдвинутой относительно этой мощности по фазе на 90° (сигнал расстройки резонатора вследствие фотодиэлектрического эффекта) [5]. Выделение этих сигналов удобно производить, используя принципы синхронного детектирования на СВЧ. При этом, как показано на рис. 4, опорным сигналом для СВЧ-синхронного детектора служит мощность в плече, шунтирующем включенный по отражательной схеме резонатор. Этот же сигнал одновременно обеспечивает работу СВЧ-детектора

в линейном режиме. При отсутствии фазового сдвига между опорным и падающим на резонатор СВЧ-сигналами выделяется сигнал фотопроводимости ($U_{\text{синф.}}$), если эти сигналы сдвинуты по фазе – сигнал фотодиэлектрического эффекта ($U_{\text{смещ.}}$). В итоге получается несложное расчётное соотношение для определения подвижности носителей заряда в однодолинном полупроводнике:

$$\mu = \frac{q}{2m^*} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \frac{U_{\text{смещ.}}}{U_{\text{синф.}}},$$

здесь: q и m^* – соответственно заряд и эффективная масса электрона в полупроводнике; ω – рабочая частота.

Достоинством такого способа определения μ является обеспечение практически полной идентичности условий выделения и измерения сигналов фотопроводимости и фотодиэлектрического эффекта. Относительность измерений позволяет избавиться от необходимости в точных сведениях об абсолютном значении фотопроводимости и от тщательной калибровки измерительной аппаратуры. Однако при практической реализации такого устройства на основе коаксиальных или полых волноводов оно получается весьма громоздким, особенно вследствие применения большого количества развязывающих элементов, аттенюатора и фазовращателя. Использование микрополосковой элементной базы позволяет существенно миниатюризировать микроволновый тракт (рис. 5).

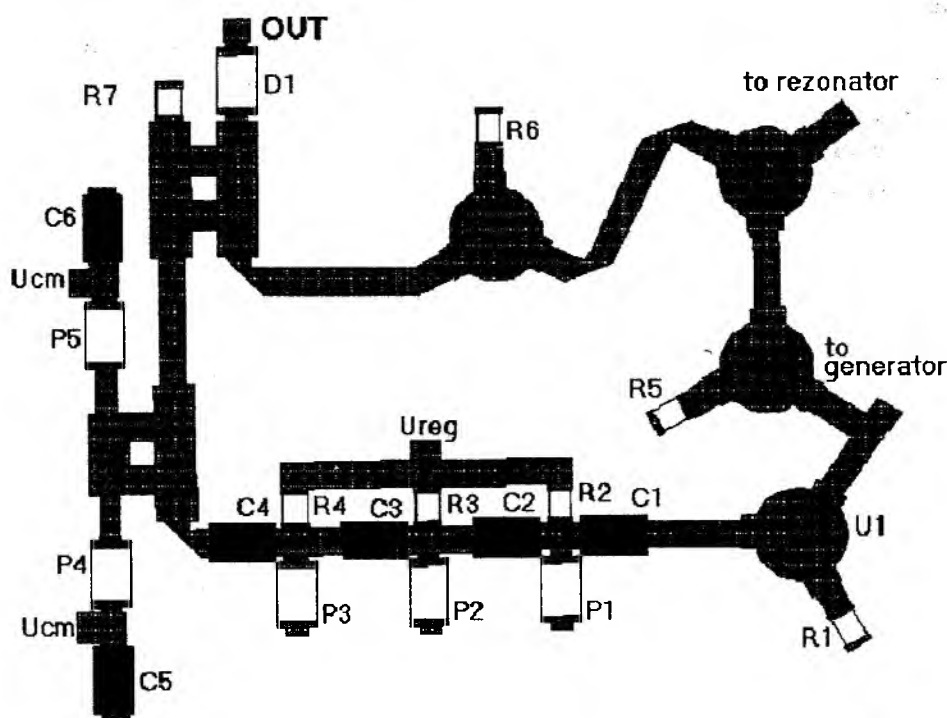


Рис. 5

Для измерения толщины и электропроводности полупроводниковых пластин и пленок в структурах с высокоомными подложками может быть применена установка, функциональная схема которой приведена на рис. 6 [2].

Определение σ и h осуществляется с помощью анализа результатов измерения уровня включения образца в поле резонатора и резонансной частоты этого резонатора в момент обращения сигнала фотопроводимости в нуль при смене знака этого сигнала [2]. Для измерения резонансной частоты резонатора используется система АПЧ и опорный СВЧ-генератор, позволяющие производить измерения не на СВЧ, а на разностной частоте основного и опорного генераторов.

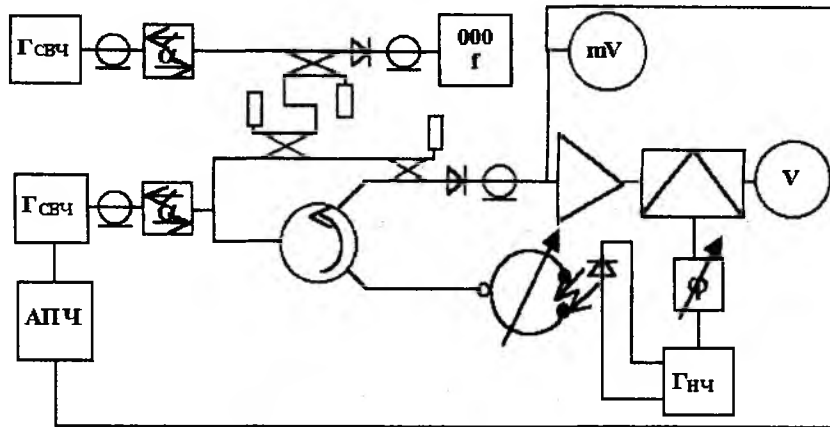


Рис. 6

В микрополосковом исполнении СВЧ-часть приведенной установки реализуется в виде компактного устройства, которое может быть использовано в комплекте с составным объемным цилиндрическим или коаксиальным резонатором (рис. 7).

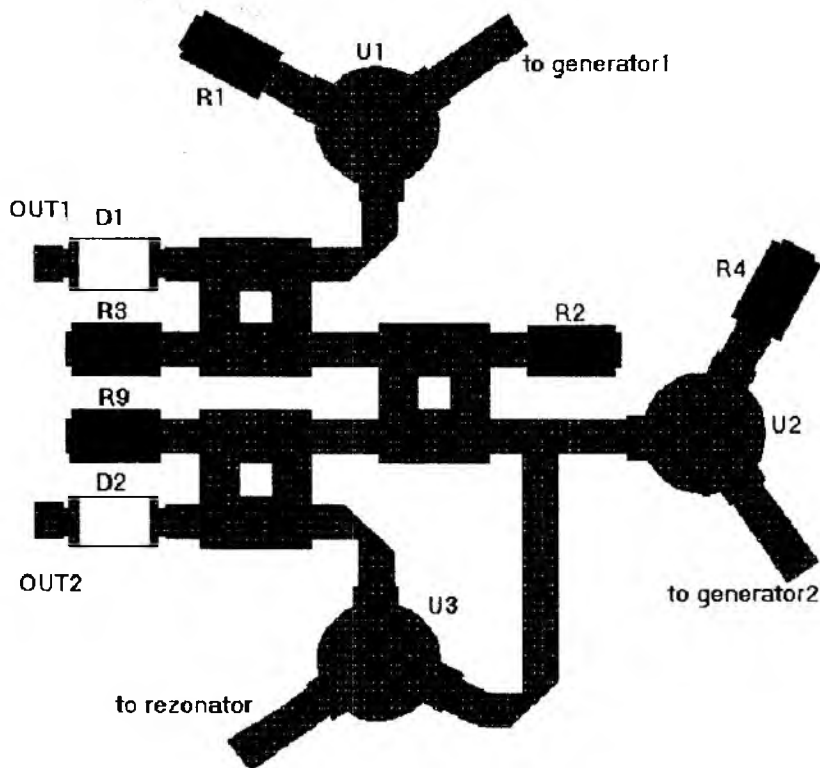


Рис. 7

Во всех описанных установках целесообразно использование микрополоскового генератора на полевом транзисторе с частотой генерации 10 ГГц и электронной перестройкой, выполняемого по стандартной схеме [10] с применением фильтрующих емкостей и антипаразитных цепочек. Топология такого генератора, выполненного на транзисторе фирмы Philips типа 2N4092, приведена на рис. 8. Для обеспечения минимальных размеров схемы здесь также используются навесные конденсаторы C_1-C_5 , C_8 и навесные катушки индуктивности L_1-L_4 , ёмкости C_6 и C_7 образованы зазором в линии передачи.

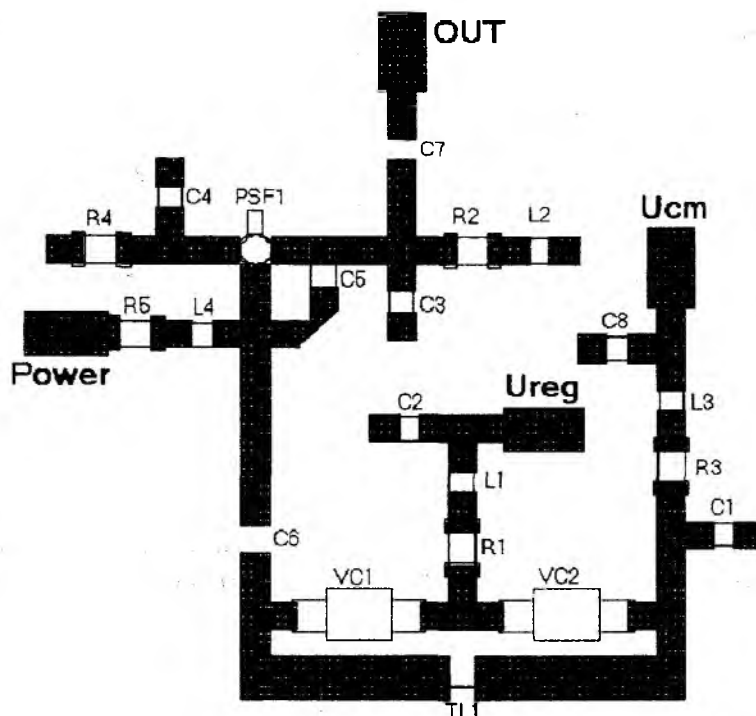


Рис. 8

В результате объединения описанных схем в одну универсальную установку для многопараметрового контроля полупроводниковых материалов может быть создано компактное устройство с весьма высокими метрологическими показателями. Однако на практике, в зависимости от конкретных условий, не всегда представляется целесообразным реализовывать диагностическое устройство универсальным для контроля многочисленных параметров полупроводниковой структуры. Поэтому возможны и описанные модификации для контроля какого-либо одного (или нескольких) параметров полупроводника. Реальное устройство может содержать один или несколько сменных измерительных преобразователей и несколько сменных схем обработки реакции ИП на контролируемую характеристику.

Список литературы: 1. Блад П., Ортон Дж. В. Методы измерения электрических параметров полупроводников // Зарубежная электроника. 1991. Вып. 2. С. 3 – 49. 2. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г., Рябухин А.А. Фотомодуляционная СВЧ диагностика полупроводниковых структур // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1999. Вып. 111. С. 7 – 13. 3. Бесконтактные радиоволновые методы измерения электрофизических параметров полупроводниковых материалов / Детинко М.В., Лисюк Ю.В., Медведев Ю.В., Скрыльников А.А // Физика. 1992. Вып. 9. С. 45 – 63. (Изв. высш. учеб. заведений). 4. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г., Свидерская Л.И. Исследование взаимодействия СВЧ резонаторов с неоднородно-легированными по толщине полупроводниковыми слоями // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1991. Вып. 83. С. 31 – 37. 5. Гордиенко Ю.Е., Бородин Б.Г. Бесконтактное измерение подвижности носителей заряда в полупроводниках // ПТЭ. 1984, № 1. С. 189 – 191. 6. Gordiyenko Yu.Ye., Borodin B.G., Smuglii V. I. Microwave Photomodulation Method for Study of Recombination Processes in Semiconductors // Telecommunication and Radio Engineering. 1998. V. 52, №2. P. 47 – 52. 7. Бородин Б.Г., Гордиенко Ю.Е., Фурдыло А.Ф. Микропроцессорное обеспечение диагностических средств в полупроводниковом материаловедении // Радиоэлектроника и информатика. 2000, № 3 (12). С. 26 – 29. 8. Saitoh Toshiya, Hasegawa Hideki. A Computer Simulation of the Recombination Process at Semiconductor Surfaces // Solid State Devices and Mater.: Extended Abstr. 22nd Int. Conf. Sendai, Aug. 22 – 24, 155 (1990). 9. Гордиенко Ю. Е. Резонаторные измерительные преобразователи в диагностике микрослоистых структур // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1996. Вып. 100. С. 253 – 266. 10. Шитиков Г. Т. Стабильные автогенераторы метровых и дециметровых волн. М.: Радио и связь, 1983. 256 с.

Ю. Б. ГИМПЛЕВИЧ, канд. техн. наук

ОБРАБОТКА ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ КОММУТАЦИОННЫХ МНОГОПОЛЮСНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ КОМПЛЕКСНЫХ ПАРАМЕТРОВ МИКРОВОЛНОВЫХ ТРАКТОВ

Встроенные измерители комплексных параметров на основе многополосных преобразователей коммутационного типа целесообразно использовать для решения задач контроля и диагностики микроволновых трактов ввиду повышенной стабильности их метрологических характеристик [1]. В реальных условиях эксплуатации первичные преобразователи таких приборов подвергаются воздействию широкого класса дестабилизирующих факторов и помех. В связи с этим стоит задача повышения точности обработки измерительной информации в таких приборах.

Обобщенная структура многополосного первичного преобразователя коммутационного типа приведена в [2]. Там же показано, что мощности сигналов, поступающих в выходное плечо первичного СВЧ преобразователя в i -том стационарном состоянии, представляются следующим образом [1]:

$$P_i = q_i E_2^2 \left| \frac{1 + A_i \Gamma}{1 + B_i \Gamma + C_i \Gamma_2 + D_i \Gamma \Gamma_2} \right|^2, \quad (1)$$

где Γ – комплексный коэффициент отражения (ККО) измеряемой нагрузки; Γ_2 – ККО генераторного блока; E_2 – амплитуда волны, возбуждаемая в тракте генератором; q_i, A_i, B_i, C_i, D_i – обобщенные константы, характеризующие в целом эквивалентный параметрический шестиполосник в i -ом стационарном состоянии; $i = 1, 2, \dots, N$ – номер стационарного состояния, в котором осуществляется считывание сигналов для обработки; N – количество стационарных состояний.

Рассмотрим случай, когда система работает в режиме измерения комплексного коэффициента отражения Γ микроволнового узла. Проведем нормирование всех уравнений системы (1) относительно одного из уравнений этой же системы. Это позволит исключить влияние на результаты измерений уровня мощности в тракте (E_2^2) и рассогласования с генератором (Γ_2). Не нарушая общности, осуществим нормирование к уравнению с индексом N . Тогда из (1) следует

$$\bar{P}_i = K_i \cdot \left| \frac{1 + A_i \Gamma}{1 + A_N \Gamma} \right|^2, \quad (2)$$

где $\bar{P}_i = P_i / P_N$; $K_i = q_i / q_N$; $i = 1, 2, \dots, N - 1$.

Заметим, что нормировка приводит к уменьшению количества уравнений в системе на одно с одновременным исключением двух неизвестных (E_2^2 и Γ_2), измерение которых не входит в нашу задачу. Такая нормировка существенно упрощает процедуру решения, однако приводит к дополнительному ограничению на параметры микроволнового преобразователя. Процедура нормировки будет корректной, если для любого значения ККО нагрузки Γ знаменатель выражения (2) не будет обращаться в нуль, то есть должно выполняться соотношение

$$|1 + A_N \Gamma| \neq 0. \quad (3)$$

Анализ (3) показывает, что это условие будет выполняться, если модуль обобщенной комплексной константы A_N удовлетворяет неравенству

$$|A_N| < 1. \quad (4)$$

Именно этим обстоятельством объясняется то, что в традиционно используемых многополюсных преобразователях некоммутиционного типа чисто зондовые структуры не применяются, поскольку каждый из зондов представляет собой ненаправленное устройство ($|A_i| = 1$). При этом разработчик преобразователя вынужден использовать направленный датчик в составе преобразователя. Это увеличивает габариты и массу преобразователя. Коммутационный подход позволяет использовать зондовые структуры без направленных датчиков, поскольку очевидно, что при одновременном подключении нескольких зондов к выходу преобразователя в N -ом стационарном состоянии модуль соответствующего эквивалентного параметра будет удовлетворять условию (4). В дальнейшем будем считать, что условие (4) выполняется.

Используя известное правило взятия модуля комплексного числа, приведем систему уравнений (2) к виду

$$\bar{P}_i = K_i \frac{1 + |A_i|^2 |\Gamma|^2 + 2|A_i||\Gamma| \cos(\varphi + \alpha_i)}{1 + |A_N|^2 |\Gamma|^2 + 2|A_N||\Gamma| \cos(\varphi + \alpha_N)}, \quad (5)$$

где $|\Gamma|$, φ – модуль и аргумент ККО измеряемого узла соответственно; $|A_i|$, α_i , $|A_N|$, α_N – модули и аргументы обобщенных комплексных параметров A_i и A_N соответственно.

Будем считать, что параметры K_i , $|A_i|$, α_i , $|A_N|$, α_N нам известны (они определяются в результате калибровки). Тогда система (3) является нелинейной относительно измеряемых параметров $|\Gamma|$, φ . Эта система содержит $(N-1)$ уравнение. Минимальное количество уравнений в системе (5) должно быть равно двум, что соответствует количеству стационарных состояний $N = 3$. Для оценки возможностей алгоритмической обработки измерительной информации была разработана программа моделирования, реализованная в пакете «Mathcad-professional-2000». Для решения нелинейных систем уравнений использовалась процедура «Minerr», которая обеспечивает наименьшую среднеквадратическую ошибку. Программа моделирования включает задание параметров нагрузки и преобразователя, расчет по формуле (2) нормированных напряжений, решение системы нелинейных уравнений и сравнение результатов с исходными параметрами нагрузки.

Моделирование показало, что прямое решение системы нелинейных уравнений (5) относительно $|\Gamma|$ и φ требует задания начальных приближений измеряемых параметров с достаточно высокой точностью. В противном случае получаемые решения не соответствуют исходным данным. Реализовать данный алгоритм обработки измерительной информации на практике невозможно, поскольку измеряемые параметры могут изменяться в широких пределах.

Для исключения этого недостатка преобразуем систему уравнений (5), введя новые переменные: $X = |\Gamma| \cos \varphi$; $Y = |\Gamma| \sin \varphi$, которые, по сути, являются действительной и мнимой частями ККО измеряемой нагрузки. С учетом этого (5) приводится к виду

$$X[2(K_i|A_i|\cos\alpha_i - \bar{P}_i|A_N|\cos\alpha_N)] + Y[2(-K_i|A_i|\sin\alpha_i + \bar{P}_i|A_N|\sin\alpha_N)] +$$

$$+ (X^2 + Y^2) (K_i |A_i|^2 - \bar{P}_i |A_N|^2) = \bar{P}_i - K_i . \quad (6)$$

Данная система уравнений также является нелинейной относительно параметров X и Y , однако моделирование показало, что получаемые в результате решения корни точно соответствуют исходным данным и совершенно не чувствительны к начальным условиям. Достаточно в качестве первых приближений взять нулевые значения искомых параметров. Поэтому данный алгоритм обработки измерительной информации вполне реализуем практически. Недостатком данного алгоритма следует считать значительные временные затраты на решение системы нелинейных измерительных уравнений. В ряде случаев (например, при панорамных измерениях в широкой полосе частот) это затрудняет обработку результатов и не дает возможности получения результатов в реальном масштабе времени даже при применении современных вычислительных средств.

Систему уравнений (6) можно линеаризовать. С этой целью введем переменную $Z = X^2 + Y^2$. По сути, эта переменная является квадратом модуля измеряемого ККО. С учетом этого систему уравнений (6) приведем к виду

$$X [2(K_i |A_i| \cos \alpha_i - \bar{P}_i |A_N| \cos \alpha_N)] + Y [2(-K_i |A_i| \sin \alpha_i + \bar{P}_i |A_N| \sin \alpha_N)] + \\ + Z (K_i |A_i|^2 - \bar{P}_i |A_N|^2) = \bar{P}_i - K_i . \quad (7)$$

Полученная система уравнений является линейной относительно трех неизвестных X ; Y ; Z . Решение этой системы уравнений можно провести любым из известных методов. При моделировании в блоке решений применялся метод Крамера. Моделирование показало, что в этом случае затраты машинного времени уменьшаются не менее, чем в пять раз. Дополнительным удобством является то, что в данном случае вообще отпадает необходимость в задании первых приближений искомых параметров.

Необходимо заметить, что «платой» за линеаризацию системы измерительных уравнений является увеличение количества неизвестных в системе (7). После линеаризации количество неизвестных стало равным трем без изменения количества уравнений в системе, которое равно $(N - 1)$. Это увеличивает минимально необходимое количество уравнений до трех, что соответствует количеству стационарных состояний $N = 4$.

В традиционно используемых преобразователях некоммутиационного типа [3] это количество уравнений может быть обеспечено применением многополюсника с четырьмя измерительными выходами (двенадцатиполусника), поскольку каждый измерительный выход многополюсника соединен с отдельным датчиком мощности.

Количество стационарных состояний коммутационного преобразователя вычисляется по формуле [2]

$$N = n + \frac{(n-1)n}{2!} + \frac{(n-2)(n-1)n}{3!} + \dots + 1 , \quad (8)$$

где n – количество измерительных выходов многополюсника.

Из (8) следует, что для случая коммутационного преобразователя применение десятиполюсного устройства ($n = 3$) позволяет получить количество независимых стационарных состояний $N = 7$, что соответствует количеству уравнений в системе (7), равной шести. Это обеспечивает двукратную избыточность системы уравнений (7). Необходимо заметить, что с увеличением числа измерительных выходов многополюсника n количество измерительных уравнений в системе (7) резко возрастает. Так, для $n = 4$ (двенадцатиполусник) количество измерительных уравнений равно четырнадцать, что обеспечивает практически пятикратную избыточность.

Возникающая избыточность может быть использована для повышения точности обработки измерительной информации. В результате воздействия дестабилизирующих факторов и помех возникают невязки в измерительных уравнениях. При наличии невязок с учетом (7) можно записать следующую систему условных уравнений

$$\bar{X} \cdot a_i + \bar{Y} \cdot b_i + \bar{Z} \cdot c_i + \delta_i = h_i, \quad (9)$$

где $\bar{X}$, $\bar{Y}$, $\bar{Z}$ – оценки измеряемых параметров; δ_i – невязки, обусловленные погрешностью измерений; $a_i = 2(K_i|A_i|\cos\alpha_i - \bar{P}_i|A_N|\cos\alpha_N)$; $b_i = 2(-K_i|A_i|\sin\alpha_i + \bar{P}_i|A_N|\sin\alpha_N)$; $c_i = K_i|A_i|^2 - \bar{P}_i|A_N|^2$; $h_i = \bar{P}_i - K_i$.

Наличие избыточности позволяет получить оптимальное решение системы (9) с использованием критерия минимума среднеквадратической ошибки (метод наименьших квадратов) [4]. Используя этот метод, запишем систему нормальных уравнений относительно оценок измеряемых параметров

$$\begin{cases} \bar{X} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} a_i^2 + \bar{Y} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} a_i b_i + \bar{Z} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} a_i c_i = \sum_{i=1}^{N-1} a_i h_i, \\ \bar{X} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} b_i a_i + \bar{Y} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} b_i^2 + \bar{Z} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} b_i c_i = \sum_{i=1}^{N-1} b_i h_i, \\ \bar{X} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} c_i a_i + \bar{Y} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} c_i b_i + \bar{Z} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} c_i^2 = \sum_{i=1}^{N-1} c_i h_i. \end{cases} \quad (10)$$

Данная система из трех уравнений содержит три неизвестных $\bar{X}$, $\bar{Y}$, $\bar{Z}$ и может быть легко решена относительно этих неизвестных. В результате решения получаем оценки квадратурных составляющих и квадрата модуля ККО измеряемого микроволнового узла.

После этого не составляет труда определить оценки измеренных значений модуля и аргумента ККО по формулам

$$|\bar{\Gamma}| = \sqrt{\bar{X}^2 + \bar{Y}^2}; \quad (11)$$

$$\bar{\varphi} = \begin{cases} \arctg\left(\frac{\bar{Y}}{\bar{X}}\right) & \text{при } \bar{X} > 0; \\ \arctg\left(\frac{\bar{Y}}{\bar{X}}\right) + \pi & \text{при } \bar{X} < 0. \end{cases} \quad (12)$$

Рассмотренный алгоритм обработки реализован в коаксиальном измерителе комплексного коэффициента отражения, работающий в диапазоне частот 2÷4 ГГц (средняя длина волны $\lambda_{cp} = 10$ см). Структурная схема измерительного измерителя приведена на рис. 1.

В качестве измерительного многополюсника (ИМ) использована четырехзондовая секция (двенадцатиполюсник), которая включалась в качестве проходного устройства между генератором СВЧ-колебаний и измеряемой нагрузкой. Расстояние между измерительными зондами 1, 2, 3, 4 выбрано $\lambda_{cp}/8 = 2,5$ см. Коммутация каналов многополюсника осуществляется с помощью четырехканального pin-диодного коммутатора К, выход которого соединен с квадратичным детекторной секцией Д. Сигналы с выхода детекторной секции поступают через аналого-цифровой преобразователь (АЦП) в ЭВМ для обработки в соответствии с рассмотренным алгоритмом. Зондирующий сигнал формируется с помощью генера-

тора качающейся частоты (ГКЧ). Использован генератор типа ГКЧ-53 из комплекта панорамного измерителя КСВ и ослабления, перекрывающий диапазон частот 2÷4 ГГц.

Исследовалось влияние количества измерительных уравнений в системе на погрешность измерения образцовых мер полного сопротивления.

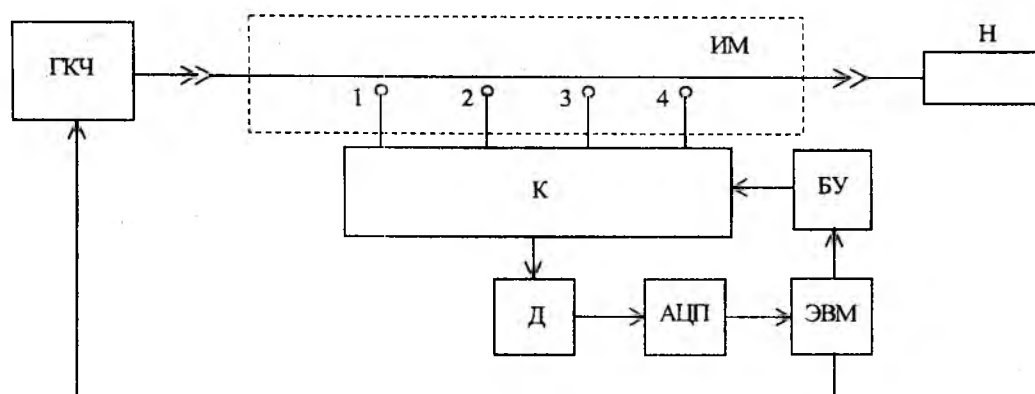


Рис. 1

СВЧ-коммутатор с помощью блока управления БУ последовательно переводился в режимы, соответствующие количеству стационарных состояний от четырех до пятнадцати, что соответствовало количеству измерительных уравнений в системе (7) от трех (отсутствие избыточности) до четырнадцати (полное использование избыточности). Наблюдалось уменьшение погрешности с ростом числа стационарных состояний. Практически установлено, что уже при количестве уравнений равно восьми (число стационарных состояний равно 9) погрешность измерения не превышала погрешности аттестации мер полного сопротивления (1,5% по модулю и $1,5^\circ$ по аргументу).

Таким образом, применение коммутационного микроволнового преобразователя наряду с повышением стабильности метрологических характеристик, позволяет дополнительно упростить конструкцию первичного преобразователя, уменьшить его габариты и массу за счет применения чисто зондовых структур с одновременной возможностью повышения точности измерений за счет существенной избыточности системы измерительных уравнений.

Список литературы: 1. Бондаренко И.К., Гимпиевич Ю.Б. Некоторые тенденции в развитии автоматизированных измерительных средств СВЧ диапазона // Радиотехника: Всеукр.межвед.науч.-техн. сб. 1988. Вып. 86. С. 65 – 75. 2. Гимпиевич Ю.Б. Обобщенная математическая модель измерительного микроволнового преобразователя коммутационного типа // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн.сб. 2002. Вып. 124. С. 46 – 50. 3. Engen G.F. An improved circuit for implementing the six-port technique of microwave measurements // IEEE. Trans. MMT.-1977. V. 25, № 12. P. 1080 – 1083. 4. Гринфельд Г.И. Интерполирование и способ наименьших квадратов. К.: Вища школа, 1984. 103 с.

Севастопольский национальный
технический университет

Поступила в редколлегию 16.09.2002

*І. Н. ПРУДИУС, канд. техн. наук, Й. А. ЗАХАРІЯ, канд. техн. наук,
А. Т. СИНЯВСЬКИЙ, канд. техн. наук*

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ ФОРМУВАННЯ ПОПЕРЕЧНИХ РАДІОЛОКАЦІЙНИХ ПОРТРЕТІВ МЕТОДОМ МОМЕНТІВ З ВИКОРИСТАННЯМ WAVELET-ФУНКЦІЙ

Створення ефективних систем радіолокаційної візуалізації потребує досконалого знання фізичних процесів радіолокаційного зондування. Побудова радіолокаційного зображення здійснюється шляхом послідовного сканування елементів об'єкту. При цьому формування вузької діаграми спрямованості [1] можна трактувати як процес поширення в напрямку осі ZO локально-плоскої хвилі, що має нерівномірний амплітудно-фазовий розподіл 1 вздовж фронту хвилі, за рахунок чого опромінювання об'єкту 2 відбувається частково або нерівномірно (рис. 1). Забезпечення таких характеристик опромінюючої хвилі може бути реалізовано шляхом формування необхідного амплітудно-фазового розподілу у передавальній апертурі з великою базою. Прийнята інформація про розсіяне поле на різних елементах поверхні об'єкту після її обробки відповідає радіолокаційному зображенню. При цьому сканування може бути реалізовано шляхом дискретної зміни координат опромінювача ($\Delta y, Z_o$) або напрямку поширення, що визначає динамічний характер параметрів опромінюючої хвилі. Вважається, що зміна умов опромінювання відбувається з безмежно малою швидкістю в порівнянні з швидкістю поширення хвилі. Тому важливою задачею є дослідження таких динамічних процесів розсіювання просторово-неоднорідних хвиль [1].

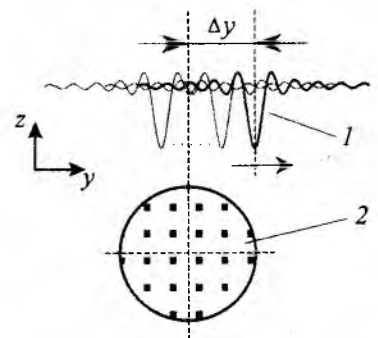


Рис. 1

У загальному випадку аналітичний розв'язок задачі дифракції отримати неможливо. При розв'язку задач дифракції найчастіше використовують метод моментів [2], метод скінчених різниць [3] та скінчених елементів. Розмірність задачі при числовій реалізації цих методів залежить від розмірів об'єкту дослідження, його композиційної структури та діапазону довжин хвиль. Збільшення розмірності задачі призводить до повної втрати ефективності таких методів по причині низької швидкодії та необхідності значного об'єму пам'яті.

Виходячи з фізичних особливостей функціонування радіолокаційних систем побудови зображень при розв'язку задачі дифракції введено ряд припущень: про монохроматичність джерела опромінювання з довжиною хвилі λ , про безвтратність середовища, де поширюється хвиля, та ідеальну провідність об'єктів, на яких досліджується процес розсіювання. Розсіяне поле в середовищі, де досліджується об'єкт становить неоднорідність, математично може бути визначено з розв'язку рівняння Гельмгольца при забезпеченні виконання граничних умов для заданої геометричної структури об'єкта [4].

Динамічний характер досліджуваних процесів визначає дискретна залежність просторового розподілу опромінюючої хвилі $\bar{E}_{nad}(y, \Delta y)$ від позиції опромінювання Δy (рис. 1). З метою отримання точного та стійкого числового розв'язку такої задачі дифракції використано метод моментів.

Числове моделювання процесу формування поперечного портрету

При дискретному зображенні процесів розсіювання використано частковий розв'язок [3] рівняння Гельмгольца:

$$\overline{A} = \int_V G \cdot \vec{j}_{cm} dv, \quad (1)$$

де $\overline{A}$ – векторний потенціал магнітного поля, що характеризує поле сторонніх струмів $\vec{j}_{cm}$ в об'ємі V досліджуваного об'єкта; G – функція Гріна елементарного джерела.

У випадку, що досліджується, розв'язано двовимірну задачу дифракції, яка відповідає процесу побудови радіолокаційного зображення тільки за одною координатою, або поперечного радіолокаційного портрету об'єкта. Поверхню досліджуваного об'єкта описано сукупністю безмежних ниток $j_{cm}(y, z)$ зі струмом, паралельних до осі OX об'єкта, що розташовані регулярно. Для таких елементарних джерел випромінювання відомий аналітичний запис функції Гріна [4]:

$$G = -\frac{j}{\pi} \cdot H_0^{(2)}(\beta \cdot r), \quad (2)$$

де $H_0^{(2)}(\cdot)$ – функція Ганкеля другого роду нульового порядку; $\beta = 2\pi/\lambda$ – фазовий коефіцієнт.

Тип поляризації вибрано так, що вектор напруженості падаючого електричного поля є паралельним до осі OX безмежного об'єкту. У цьому випадку граничні умови на поверхні об'єкту задовольняються у точках між нитками $j_{cm}(y, z)$ з струмом. При такій поляризації та ідеальній провідності об'єкта дослідження гранична умова $[\vec{n}, \vec{E}_S] = 0$ дозволяє укласти систему рівнянь для розрахунку розподілу струмів ниток моделі, а відповідно і поля дифракції [1]. Тут $\vec{n}$ – нормаль до поверхні, $\vec{E}_S$ – електрична складова напруженості поля, що є результатом сумування напруженості падаючого поля $E_{x\text{ над}}$ на поверхні та поля, наведеного іншими ділянками досліджуваного об'єкту. Таке рівняння дає можливість враховувати взаємний вплив кожної з ділянок поверхні, на відміну від методів, оснований на наближенні фізичної оптики [3].

Числове знаходження значень відліків радіолокаційного поперечного портрету здійснюється у три етапи.

1) На першому етапі обчислень для заданої форми об'єкту дослідження сформовано квадратну імпедансну матрицю взаємного впливу струмів Φ , елементи якої:

$$\Phi_{i,q} = \frac{\beta \cdot W}{\pi} \cdot H_0^{(2)}(\beta \cdot d_{i,q}), \quad (3)$$

де W – хвильовий опір середовища; $d_{i,q}$ – відстань між i -ю та q -ю нитками з струмом. На цьому ж етапі знайдено квазіобернену матрицю $\tilde{\Phi}^{-1}$ до матриці Φ .

2) На другому етапі в дискретних точках на поверхні об'єкта обчислено вектор-стовпець значень $[E_{x\text{ над}}]$ опромінюючої просторово-неоднорідної хвилі. А також розв'язано систему лінійних рівнянь відносно невідомих значень $X = [j_{cm}]$ струмів ниток:

$$X = \tilde{\Phi}^{-1} \cdot [E_{x\text{ над}}]. \quad (4)$$

3) Обчислення комплексного значення відліку радіолокаційного поперечного портрету, що відповідає значенню розсіяного поля у точці опромінювання для визначеної позиції зондування $(\Delta y, Z_o)$ полягає у перемноженні вектора-рядка Θ на вектор-стовпець струмів X :

$$I(\Delta y) = \Theta \cdot X, \quad (5)$$

де елементи імпедансного вектора рівні:

$$\Theta_i = -\frac{\beta \cdot W}{\pi} \cdot H_0^{(2)}(\beta \cdot D_i), \quad (6)$$

де D_i – відстань між i -ю ниткою з струмом та точкою в просторі, де фіксується значення розсіяного поля.

Другий та третій етапи обчислень повторюють для кожної наступної позиції сканування, відповідним чином змінюючи значення координати Δy . Результатом числового моделювання є набір дискретних значень $|I(\Delta y)|$ поперечного радіолокаційного портрету досліджуваного об'єкту.

Особливості числового моделювання

Знаходження оберненої матриці Φ^{-1} реалізовано на основі ітераційного алгоритму [5]:

$$A^{m+1} = A^m (2 \cdot I - \Phi A^m), \quad (7)$$

де A^m – матриця, яка є наближенням до оберненої матриці Φ^{-1} на m -й ітерації; I – одинична матриця.

У досліджуваних задачах моделювання процесів формування радіолокаційних зображень матриця Φ дискретних значень функції Гріна має великі розміри. Всі елементи цієї матриці є значущими, ненульовими та мають комплексну складову. Числові методи, що використовуються при розв'язку задач дифракції [5], в тому числі і числовий метод знаходження квазіоберненої матриці Φ^{-1} мають низьку ефективність і характеризуються значними часовими затратами. Перехід до розрідженої форми матриць є одним з підходів для підвищення ефективності алгоритмів реалізації цих числових методів.

В останній час широкого застосування набули методи ортогонального подання операторів [6], які дозволяють забезпечити їх смушкову структуру. Це дає змогу оперувати сильно розрідженими матрицями, що є дискретними прототипами операторів. Одним з таких ортогональних базисів є wavelet-базис, в основі якого лежить множина функцій, які сформовані шляхом цілочисельної дискретної зміни коефіцієнтів масштабу l та зсуву k , що є аргументами масштабної φ та wavelet- ψ -функцій [7]:

$$\psi_{l,k}(x) = 2^{-\frac{l}{2}} \psi(2^{-l}x - k) \text{ і } \varphi_{l,k}(x) = 2^{-\frac{l}{2}} \varphi(2^{-l}x - k). \quad (8) \text{ і } (9)$$

Основною властивістю цього ортогонального базису є визначена кількість нульових моментів wavelet- функції ψ , що характеризує її гладкість.

Ортогональні функції-wavelet базису можуть бути виражені рекурентно. Взаємозв'язок між функціями, що характеризуються різним масштабом l та різним зсувом k , встановлюється [7] коефіцієнтами h_k та g_k :

$$\varphi(x) = \sqrt{2} \sum_{k=0}^{K-1} h_k \varphi(2x - k) \text{ і } \psi(x) = \sqrt{2} \sum_{k=0}^{K-1} g_k \varphi(2x - k), \quad (10) \text{ і } (11)$$

де K – кількість дискретних значень коефіцієнтів h_k та g_k , що визначають тип ортогонального базису. Між коефіцієнтами h_k та g_k також існує взаємозв'язок, який може бути визначений виразом [7]:

$$g_k = (-1)^k h_{K-k-1} \quad k = 0, \dots, (K-1). \quad (12)$$

Побудова операторів на wavelet-ортогональному базисі полягає у знаходженні скалярного добутку його ядра $F(x, y)$ з двовимірними функціями ортогонального базису [6]. Результатом є множина коефіцієнтів розкладу α , β , γ , та s , яких в залежності від комбінацій ортогональних функцій прийнято розрізняти чотири типи:

$$\alpha_{k,k'}^l = \iint F(x, y) \psi_{l,k}(x) \psi_{l,k'}(x) dx dy, \quad (13)$$

$$\beta_{k,k'}^{j,l'} = \iint F(x, y) \psi_{l',k}(x) \phi_{l,k'}(x) dx dy, \quad (14)$$

$$\gamma_{k,k'}^{l,l'} = \iint F(x, y) \phi_{l,k}(x) \psi_{l',k'}(x) dx dy, \quad (15)$$

$$s_{k,k'}^l = \iint F(x, y) \phi_{l,k}(x) \phi_{l,k'}(x) dx dy. \quad (16)$$

Результат ортогонального подання оператора у wavelet-базисі ортогональних функцій прийнято [6] формувати у вигляді матриці коефіцієнтів розкладу, блочну структуру якої зображено на рис. 2.а. Кожний блок $\{A, B, \Gamma \text{ та } T\}$ цієї матриці відповідає окремому типу коефіцієнтів розкладу $\{\alpha, \beta, \gamma \text{ та } s\}$ на різних рівнях, що визначені масштабними коефіцієнтами l та l' . Таке зображення матриці називається стандартним [6].

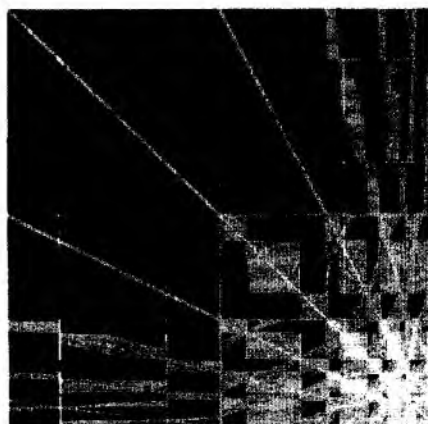
Указаний підхід модифіковано [6] для перетворення матриць у ортогональному wavelet-базисі, вважаючи матрицю $s_{k,k'}^0$, $k, k' = 0, 1, \dots, (N-1)$ дискретним виразом ядра $F(x, y)$ оператора. У цьому випадку в виразах (13)–(16), записаних у дискретному вигляді, масштабну та wavelet-функції не використовують безпосередньо, а здійснюють перетворення на основі фільтраційних схем [8] з коефіцієнтами h_k та g_k . Швидкий алгоритм знаходження матриці у wavelet-ортогональному базисі ґрунтується на використанні швидкого алгоритму різнороздільного розкладу одновимірного вектора [8].

Кількість коефіцієнтів розкладу, що є незначними за величиною, залежить від характеру оператора. Для псевдодиференціальних операторів велика кількість незначних за величиною коефіцієнтів розкладу дає змогу подати матриці розкладу у розрідженій формі. Цю властивість використано для числового розв'язку задачі дифракції при дослідженні процесів формування радіолокаційних зображень. Структура матриць, які використовуються при реалізації операції множення на кожному кроці ітераційного процесу (7), дозволяє додатково здійснити їх розрідження на основі побудови їх на wavelet-ортогональному базисі. Для розрідження матриць використано стандартне подання wavelet для матриць [6] в базисі ортогональних функцій Daubechies 8 [7] та операцію обнулення незначущих елементів матриці, які за абсолютною величиною не перевищують значення порогу ϵ .

На прикладі стандартного wavelet-виразу матриці Φ (1024×1024) для безмежного тіла з квадратним перерізом $D = 12.5\lambda$ показано, що результуюча матриця після розрідження має смужкову структуру. На рис. 2.б подано таку матрицю у формі напівтонового зображення, на якому незначущі елементи зображені чорним кольором.

A^1	$B^{1,2}$	$B^{1,3}$	$B^{1,4}$
$\Gamma^{1,2}$	A^2	$B^{2,3}$	$B^{2,4}$
$\Gamma^{1,3}$	$\Gamma^{2,3}$	A^3	$B^{3,4}$
$\Gamma^{1,4}$	$\Gamma^{2,4}$	$\Gamma^{3,4}$	T^3

а



б

Рис. 2

Всі математичні операції над матрицями, які визначені алгоритмом знаходження оберненої матриці (7), також показані в ортогональному базисі wavelet-функцій. Тоді ітераційний алгоритм (7) обернення переписано для випадку wavelet розрідженого представлення матриць:

$$A_W^{m+1} = T[A_W^m (2 \cdot I_W - T[\Phi_W] A_W^m)], \quad (17)$$

де T – функція пороговування, що здійснює усунення незначних елементів матриці, які за абсолютною величиною менші за поріг ε ; позначення W – вказує на стандартне wavelet-представлення матриць.

Велика кількість нульових елементів в розріджених матрицях дозволяє збільшити швидкість множення матриць в ітераційному процесі (17) та значно підвищити його ефективність. В літературі [6] показано, що обчислювальні затрати при знаходженні оберненої матриці псевдодиференціальних операторів даним методом мають порядок $O(N \log^2 N \log R)$, де R – число обумовленості матриці.

Результати моделювання

Указаний вище підхід (17) до знаходження оберненої матриці Φ^{-1} на основі wavelet-розрідження є набагато ефективніший, ніж безпосереднє використання методу ітераційного обернення (7), про що свідчать подані в таблиці результати порівняльного аналізу часових затрат на знаходження оберненої матриці. Порівняльну оцінку ефективності алгоритмів обернення матриць здійснено на персональному комп'ютері AMD K6-500.

Розмір ($N \times N$) матриці Φ	Час ітераційного обчислення оберненої матриці Φ^{-1}	
	без розрідження (7)	з wavelet-розрідженням (17)
512×512	35 хв. 10 сек.	12 хв. 45 сек.
1024×1024	6 год. 38 хв.	26 хв. 18 сек.

При цьому ітераційні процеси (7) та (17) знаходження оберненої матриці Φ^{-1} припинялися на 50-й ітерації, а величину порогу ε при розрідженні прийнято рівною $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-5}$. В загальному випадку кількість ітерацій та значення величини порогу ε доцільно вибирати за критерієм точності знаходження оберненої матриці. Оскільки відомо, що результатом

добутку $\tilde{\Phi}^{-1} \cdot \Phi = I$ є одинична матриця, то точність обернення може бути оцінена за розкидом значень елементів контрольної матриці $(I - \tilde{\Phi}^{-1} \cdot \Phi)$. При числовому знаходженні обернених матриць з метою моделювання процесу формування радіолокаційних поперечних портретів різних об'єктів прийнято, що максимальне значення відхилення від нуля елементів контрольної матриці не перевищує $\max |I - \tilde{\Phi}^{-1} \cdot \Phi| < 2 \cdot 10^{-4}$, а стандартна девіація їх розкиду не більша $\sigma \leq 2.5 \cdot 10^{-5}$.

Розроблений числовий алгоритм дозволив змодельовати процес отримання радіолокаційних поперечних портретів двовимірних об'єктів. На рис. 3, поряд з схематичними схемами сканування, показано моделі радіолокаційних портретів $|I(\Delta y)|$ для безмежних кутника (рис. 3.а) та ребра (рис. 3.б), композиційного об'єкту у вигляді безмежного циліндра та ребра (рис. 3.в), а також безмежного тіла з квадратним перерізом (рис. 3.г). Отримані результати обчислені для випадків різної роздільної здатності, яка визначається при моделюванні різними значеннями Δd , що характеризує неоднорідність опромінюючої хвилі.

Як видно з рисунків, при низькій просторовій роздільній здатності, що забезпечується системою при скануванні, об'єкти будуть зображатися у вигляді локальних ділянок з високим рівнем розсіювання, що відповідають особливим точкам їх геометрії. Для радіолокаційних портретів $|I(\Delta y)|$, що сформовані при високій роздільній здатності, характерною ознакою є наявність спекл-структури. На показаних одновимірних зображеннях (рис. 3.а, 3.в та 3.г) вона має локально періодичний характер, що свідчить про її детерміновану природу.

Висновок

Числовий розв'язок задачі розсіювання на об'єктах великого розміру потребує потужних обчислювальних засобів. Для покращання швидкодії числових алгоритмів моделювання процесів формування радіолокаційних зображень, яке засноване на розв'язку задачі дифракції методом моментів, нами використано підхід, що полягає у поданні матриць в розрідженій формі.

Висока ступінь розрідження імпедансної матриці при її поданні у wavelet-базисі свідчить про близькість власних функцій операторного перетворення, на якому ґрунтується метод моментів, та множини ортогональних функцій wavelet-базису. Ця властивість вказує на доцільність використання функцій wavelet-базису при розв'язку задач апроксимації розподілу збуджених струмів на поверхні об'єктів та вибору нерегулярної сітки для дискретного опису процесів розсіювання.

Перспективним шляхом зменшення обчислювальної складності задач розсіювання є аналіз лінійних операторів з метою пошуку оптимального wavelet-базису ортогональних функцій для подальшого подання операторів у розрідженому вигляді.

Отримані результати моделювання представляють окремий інтерес для дослідження причини виникнення спекл-структури та встановлення її характеру на радіолокаційних зображеннях об'єктів великого розміру у випадку високої просторової роздільної здатності.

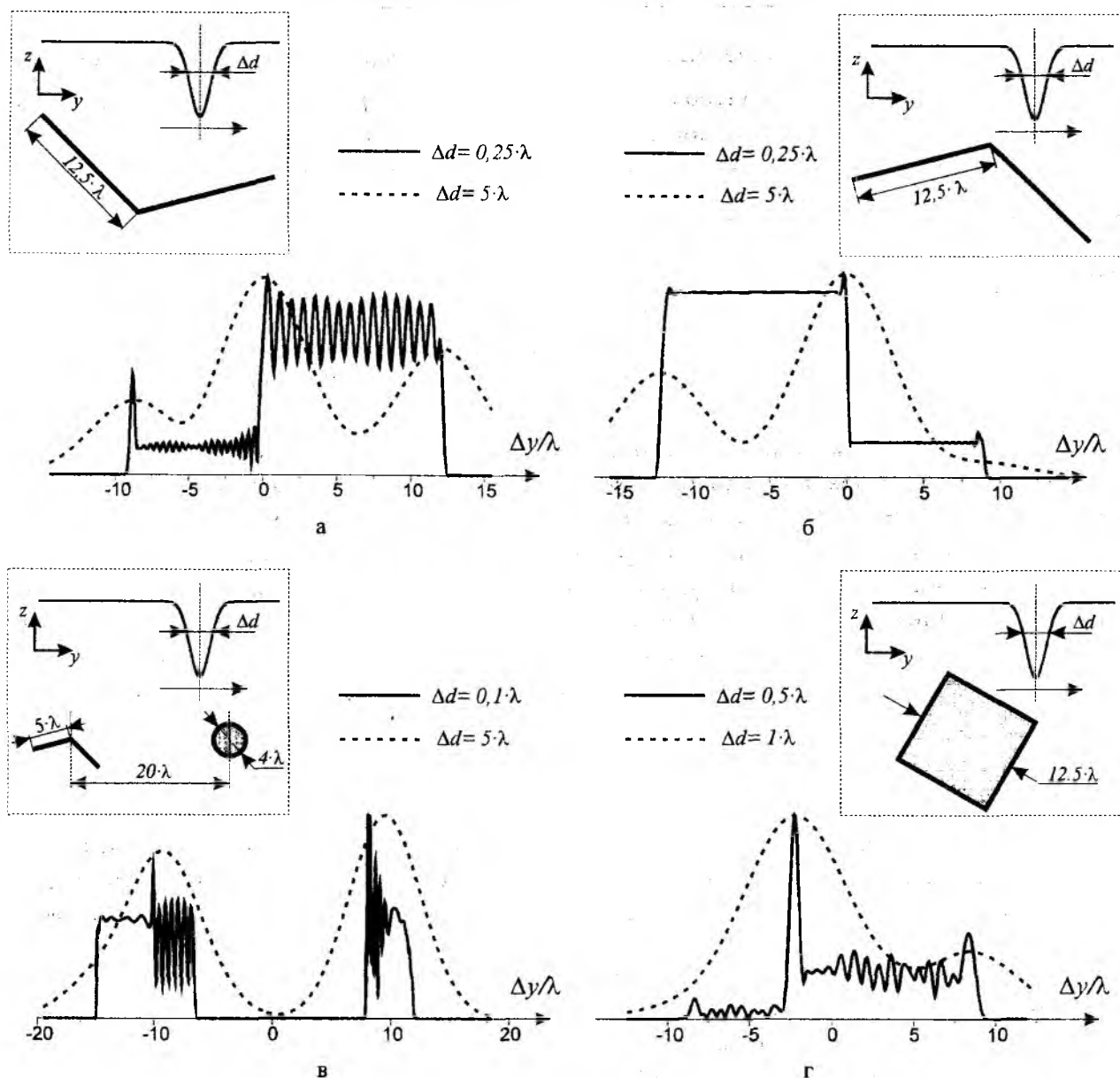


Рис. 3

Список літератури: 1. Прудіус І.Н., Захарія Й.А., Синявський А.Т. Дифракція просторово-неоднорідної хвилі в задачі формування радіолокаційних зображень // Технічна електродинаміка. 2000. № 4. С.14 – 18. 2. Тафлав А., Умашанкар К.Р. Численное моделирование рассеяния электромагнитных волн и вычисление эффективной площади отражения целей конечно-разностным методом во временной области // ТИИЭР. 1989. Т. 77. № 5. С. 57 – 76. 3. Ваганнов Р.Б., Каценелебаум Б.З. Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982. 272 с. 4. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с. 5. Chau T.F., Golub G.H. Iterative matrix computations in image processing and wave scattering problems. Technical reports: Stanford University, Dept. of Computer Science, 1995. 21 p. 6. Beylkin G., Coifman R., Rokhlin V. Fast wavelet transforms and numerical algorithms // Comm. Pure Appl. Math. 1991. № 44. P.141 – 182. 7. Daubechies I. Orthogonal based of compactly supported wavelets // Comm. Pure and Appl. Math. 1988. № 41. P. 909 – 996. 8. Mallat S.G. A theory for multiresolution signal decomposition: The wavelet representation // IEEE Trans. Patt. Anal. Mach. Intell. 1989. Vol. 11. № 7. P. 674 – 693.

Національний університет
«Львівська політехніка»

Поступила до редколегії 16.05.2002

Н. И. КРАВЧЕНКО, д-р техн. наук, Д. В. ЛЕНЧУК

ТОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИФРОВОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ МЕТЕОСИГНАЛА ПРИ РАБОТЕ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ОТРАЖЕНИЙ ОТ МЕСТНЫХ ПРЕДМЕТОВ

В доплеровских метеорологических РЛС, использующих сравнительно узкий луч в вертикальной плоскости, отражения от местных предметов особенно интенсивны при обзоре участков пространства, находящихся под малыми углами места. Причем, мощность указанных пассивных помех может превосходить мощность полезных сигналов. Очевидно, что многоканальный измеритель максимального правдоподобия функционировать не сможет, поскольку при этом выходной эффект нулевого фильтра будет максимален и при принятом алгоритме работы измерителя постоянно будет выдаваться оценка $\hat{F} = 0$.

Ниже исследуются обнаружитель-измеритель, синтезированный для случая воздействия на входе пачки аддитивной смеси когерентных сигналов, флуктуационных шумов и пассивной помехи, обнаружитель с обесцвечивающим фильтром, выполненным в виде схемы ЧПК или рекурсивного фильтра второго порядка и обнаружитель-измеритель без обесцвечивающего фильтра нулевого фильтра.

Количественная оценка точностных характеристик цифрового многоканального измерителя доплеровского смещения частоты при работе в условиях пассивных помех проводилась методом математического моделирования.

На основе сопоставления результатов экспериментальных исследований различных измерений делаются некоторые рекомендации.

Будем пока считать, что требуется обнаружить дискретизированный по времени сигнал с известными параметрами $X = (X_1, X_2, \dots, X_N)^T$ на фоне аддитивных нормально распределенных шумов $n = (n_1, n_2, \dots, n_N)^T$ и коррелированных отражений от местных предметов $\gamma = (\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_N)^T$.

Флуктуационный шум представляется вектор-столбцом выборочных значений

$$n = \|n_i\| = (n_1, n_2, \dots, n_N)^T.$$

Среднее значение каждого элемента выборки $\overline{n_i} = 0$, дисперсия $\overline{n_i^2} = \sigma_n^2$, корреляционная функция

$$R_n(i, j) = \sigma_n^2 r_n(i, j).$$

Распределение для каждого элемента

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} e^{-\frac{n^2}{2\sigma_n^2}}.$$

Для элементов выборки помехи $\overline{\gamma_i} = 0$, $\overline{\gamma_i^2} = \sigma_\gamma^2$,

$$P(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\gamma} e^{-\frac{\gamma^2}{2\sigma_\gamma^2}},$$

$$R_\gamma(i, j) = \sigma_\gamma^2 r_\gamma(i, j).$$

Обозначим

$$n(i) + \gamma(i) = \xi(i).$$

Очевидно, что

$$\overline{\xi(i)} = 0,$$

$$\overline{\xi^2} = \sigma_\xi^2 = \sigma_n^2 + \sigma_\gamma^2,$$

$$R_\xi = \sigma_n^2 r_n(i, j) + \sigma_\gamma^2 r_\gamma(i, j) = (\sigma_n^2 + \sigma_\gamma^2) \left[\frac{\sigma_n^2}{\sigma_n^2 + \sigma_\gamma^2} r_n(i, j) + \frac{\sigma_\gamma^2}{\sigma_n^2 + \sigma_\gamma^2} r_\gamma(i, j) \right] = \\ = \sigma_\Sigma^2 [\alpha_n r_n(i, j) + \alpha_\gamma r_\gamma(i, j)] = \sigma_\Sigma^2 \rho_\xi(i, j).$$

Тогда матрица корреляционных моментов

$$\Phi = \|\xi_i\| \|\xi_i\|^T = \sigma_\Sigma^2 \begin{vmatrix} 1 & \rho_{12} & \rho_{13} & \dots & \rho_{1N} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} & \dots & \rho_{2N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_{N1} & \rho_{N2} & \rho_{N3} & \dots & 1 \end{vmatrix}.$$

Корреляционная матрица симметрична, из-за чего $\rho_{ji} = \rho_{ij} = \rho(i-j) = \rho_k$.

Если определитель корреляционной матрицы $\det[\Phi]$ не равен нулю, то существует матрица Φ^{-1} , обратная корреляционной. При этом $\Phi\Phi^{-1} = \Phi^{-1}\Phi = I$.

В матричном виде распределение вероятностей для выборки суммарной помехи

$$P(\xi) = (2\pi)^{-\frac{N}{2}} (\det \Phi)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} \xi^T \Phi^{-1} \xi},$$

а для обрабатываемой выборки $Y = X + \xi$

$$P(Y|X) = (2\pi)^{-\frac{N}{2}} (\det \Phi)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} (Y-X)^T \Phi^{-1} (Y-X)}.$$

Как известно, оптимальный обнаружитель Неймана-Пирсона должен вычислять отношение правдоподобия $\ell(Y) = \frac{P(Y|X)}{P(Y)}$ и сравнивать его с порогом ℓ_0 :

$$\ln \ell(Y) = Y^T \Phi^{-1} X - \frac{1}{2} X^T \Phi^{-1} X = Z - \frac{1}{2} Q^2 \gtrless_{a_0} \ln \ell_0.$$

Откуда

$$Z = Y^T \Phi^{-1} X \gtrless_{a_0} \ln \ell_0 + \frac{1}{2} Q^2 = Z_0.$$

Если ввести вектор весовых коэффициентов $R = \Phi^{-1} X$, то алгоритм обнаружения полезного сигнала с известными параметрами можно представить в виде $Y^T R \gtrless_{a_0}^{a_1} Z_0$. При

числе отсчетов входной выборки $N = 3$ матрица корреляционных моментов

$$\Phi = \|X_1 X_2 X_3\| \|\cdot\|^T = \sigma_\Sigma^2 \begin{vmatrix} 1 & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & 1 & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & 1 \end{vmatrix} = \sigma_\Sigma^2 \begin{vmatrix} 1 & \rho_1 & \rho_2 \\ \rho_1 & 1 & \rho_1 \\ \rho_2 & \rho_1 & 1 \end{vmatrix}.$$

Элементы матрицы Φ^{-1} определяются как алгебраическое дополнение элемента транспонированной матрицы Φ , деленное на определитель исходной матрицы Φ . Алгебраическое дополнение равно произведению $(-1)^{i+j}$ на определитель транспонированной матрицы Φ после вычеркивания j -й строки и i -го столбца. С учетом сказанного

$$\Phi^{-1} = \frac{1}{\det \Phi} \begin{vmatrix} 1 - \rho_1^2 & -(\rho_1 - \rho_1 \rho_2) & \rho_1^2 - \rho_2 \\ -(\rho_1 - \rho_1 \rho_2) & 1 - \rho_1^2 & -(\rho_1 - \rho_1 \rho_2) \\ \rho_1^2 - \rho_2 & -(\rho_1 - \rho_1 \rho_2) & 1 - \rho_1^2 \end{vmatrix}.$$

Тогда вектор-столбец весовых коэффициентов

$$R = \Phi^{-1} X = \frac{1}{\det \Phi} \begin{vmatrix} (1 - \rho_1^2)X_1 & -\rho_1(1 - \rho_2)X_2 & (\rho_1^2 - \rho_2)X_3 \\ -\rho_1(1 - \rho_2)X_1 & (1 - \rho_1^2)X_2 & -\rho_1(1 - \rho_2)X_3 \\ (\rho_1^2 - \rho_2)X_1 & -\rho_1(1 - \rho_2)X_2 & (1 - \rho_1^2)X_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} R_1 \\ R_2 \\ R_3 \end{vmatrix}.$$

$$Y^T R = (Y_1 R_1 + Y_2 R_2 + Y_3 R_3).$$

Полагая, что отражения от местных предметов представляют собой простой марковский процесс, для которого $r_\gamma(kT) = r_\gamma^k(T) = r_{\gamma_1}^k$, а коэффициент корреляции флуктуационных шумов $r_n(kT) \approx 0$ для $k \geq 1$ и что интенсивность мешающих отражений превосходят интен-

сивность шумов $\left(\frac{\sigma_\gamma^2}{\sigma_n^2} > 1, \alpha_\gamma = \frac{\sigma_\gamma^2}{\sigma_\gamma^2 + \sigma_n^2} \approx 1 \right)$, имеем

$$\rho_\xi(i, j) \approx r_\gamma[(i - j)T] = r_\gamma(kT) = r_{\gamma_1}^k.$$

При этом

$$R = \frac{1 - r_{\gamma_1}^2}{\det \Phi} \begin{vmatrix} X_1 & -r_{\gamma_1} X_2 & 0 \\ -r_{\gamma_1} X_1 & (1 + r_{\gamma_1}^2) X_2 & -r_{\gamma_1} X_3 \\ 0 & -r_{\gamma_1} X_2 & +X_3 \end{vmatrix},$$

а

$$Z = Y^T R = \frac{1 - r_{\gamma_1}^2}{\det \Phi} [Y_1 X_1 - Y_1 X_2 r_{\gamma_1} - Y_2 X_1 r_{\gamma_1} + Y_2 X_2 (1 + r_{\gamma_1}^2) - Y_2 X_3 r_{\gamma_1} - Y_3 X_2 r_{\gamma_1} + Y_3 X_3] =$$

$$= \frac{1 - r_{\gamma_1}^2}{\det \Phi} [(Y_1 - Y_2 r_{\gamma_1}) X_1 + (Y_2 - Y_1 r_{\gamma_1}) X_2 + r_{\gamma_1} (r_{\gamma_1} Y_2 - Y_3) X_2 + (Y_3 - r_{\gamma_1} Y_2) X_3].$$

Поскольку для мешающих отражений $r_{\gamma_1} = 0,9 \dots 0,999$, то последнее соотношение можно представить в виде

$$Z \equiv (Y_1 - Y_2)(X_1 - X_2) + (Y_2 - Y_3)(X_2 - X_3).$$

Для выборки объемом N аналогичным способом можно получить

$$Z \equiv (Y_1 - Y_2)(X_1 - X_2) + (Y_2 - Y_3)(X_2 - X_3) + \dots + (Y_{N-1} - Y_N)(X_{N-1} - X_N) = \sum_{i=1}^{N-1} (Y_i - Y_{i+1})(X_i - X_{i+1}).$$

Если $X_i \sim e^{j\Omega T}$, то

$$X_i - X_{i+1} \sim e^{j\Omega T} (1 - e^{j\Omega T}), \text{ а}$$

$$Z \sim \sum_{i=1}^{N-1} (Y_i - Y_{i+1}) e^{j\Omega T}.$$

Таким образом, обработка пачки когерентных сигналов с известной частотой Ω на фоне мешающих отражений сводится к образованию разностей соседних отсчетов (эта операция осуществляется схемой череспериодной компенсации) и их накоплению с весами $e^{j\Omega T}$ (рис. 1).

Если заранее частота Ω_0 принимаемых колебаний не известна, то обнаружитель должен быть многоканальным, каждый из каналов которого должен формировать отношение правдоподобия для сигналов определенной частоты Ω_k .

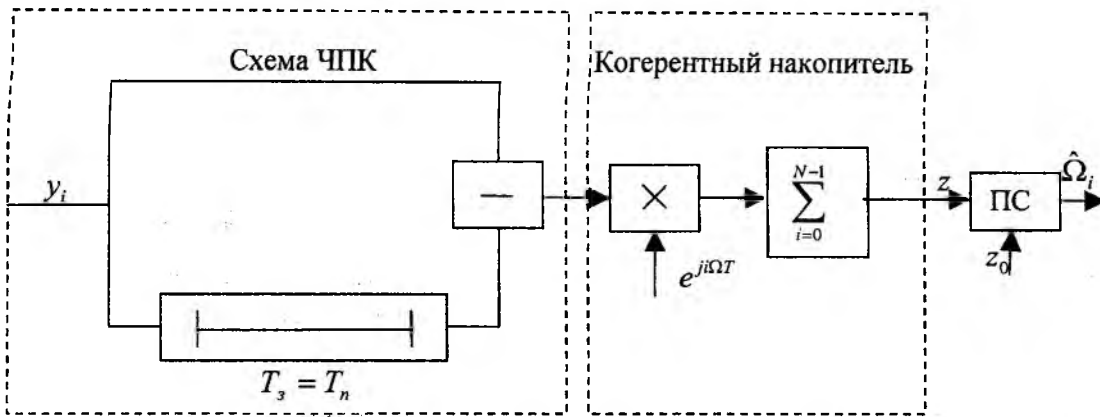


Рис. 1

Измеритель частоты кроме схемы ЧПК и набора когерентных накопителей сигналов с частотами $\Omega_{00}, \Omega_{02}, \dots, \Omega_{0N-1}$ должен содержать схему выбора максимума (СВМ), которая (рис.2) в качестве оценки $\hat{\Omega}_0$ выдает значение частоты настройки канала, выходной эффект которого достигает максимального значения.

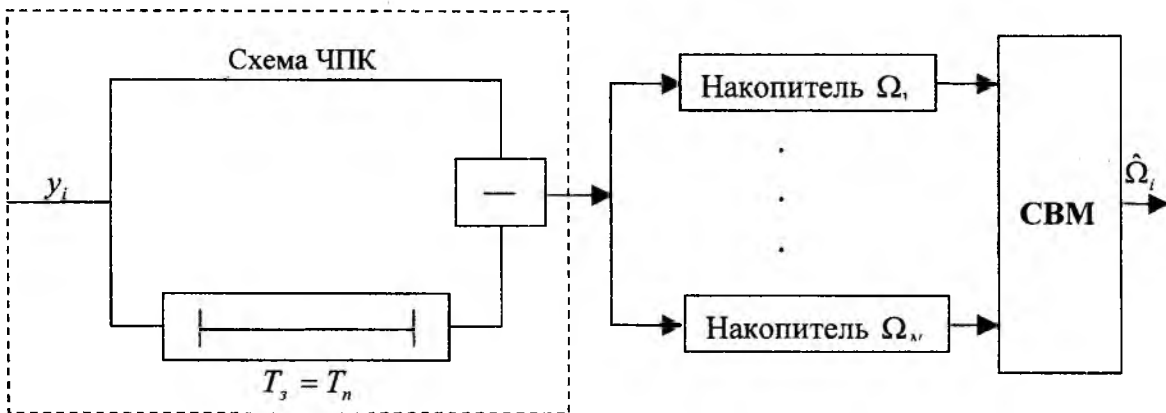


Рис. 2

В системах цифровой обработки операции обычно осуществляются над квадратурными составляющими комплексного выходного сигнала. Количество частотных каналов (количество частот спектра, амплитуды которых вычисляются при ДПФ) выбирается не меньшим числа отсчетов исходной выборки N , от которого зависит ширина спектра выборки ($\Delta F = \frac{1}{NT} = \frac{F_n}{N}$, где T – интервал временной дискретизации, который в рассматриваемом случае равен периоду повторения зондирующих импульсов $T = \frac{1}{F_n}$).

Количественная оценка точностных характеристик цифрового многоканального измерителя частоты, выполненного в виде схемы вычитания, вычислителя ДПФ и схемы выбора максимума, производилась методом математического моделирования. При этом отсчеты мешающих отражений моделировались дискретным скалярным процессом авторегрессии первого порядка с коэффициентом междупериодной корреляции $r_r(T) = 0,9 \dots 0,999$,

а отсчеты метео сигнала моделировались дискретным векторным процессом авторегрессии первого порядка с ненулевым доплеровским смещением частоты с математическим ожиданием $\overline{x_c} = 0$, дисперсией $\overline{x_c^2} = \sigma_c^2$ и коэффициентом междупериодной корреляции $r_c(T) = 0,9 \dots 0,999$. Количество импульсов в пачке N выбиралось равным 8, 16. Используя метод дополнения исходной выборки нулями, число частотных каналов N_ϕ при ДПФ иногда выбиралось равным $N_\phi = 2N$. Для получения достоверных результатов в каждой исследуемой точке количество усредняемых пачек равнялось 100, 1000.

Достоверность получаемых при эксперименте точностных характеристик цифрового измерителя обеспечивалась проведением для каждой точки при фиксированных параметрах $\left(q_c^2 = \frac{P_c}{P_{ш}} = \frac{\sigma_c^2}{\sigma_{ш}^2}, q_n^2 = \frac{P_n}{P_c} = \frac{\sigma_n^2}{\sigma_c^2}, r_c(T), r_n(T), N, F_n \right)$ 50, 100 или 1000 опытов. При переходе от опыта к опыту изменялись лишь реализации шума, помехи и случайного сигнала. Для каждого опыта находилась ошибка измерения частоты ($\delta_i = \hat{F}_i - F$, где $\hat{F}_i$ – найденная оценка частоты сигнала при i -м опыте), которая использовалась при нахождении подходящего среднеквадратического отклонения

$$\hat{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^{N-1} \delta_i^2}{N}}.$$

Если ошибки δ_i распределены по нормальному закону (как в нашем случае), то можно показать [1], что доверительная вероятность α того, что относительная ошибка $\left| \frac{\hat{\sigma} - \sigma}{\hat{\sigma}} \right|$ в среднеквадратическом отклонении не превосходит данной величины $\theta = \frac{\varepsilon}{\hat{\sigma}}$ выражается следующим соотношением

$$\alpha = P(|\hat{\sigma} - \sigma| < \varepsilon) = P\left(\left|\frac{\hat{\sigma} - \sigma}{\hat{\sigma}}\right| < \theta\right) = L(N, \theta),$$

где $L(N, \theta)$ – табулированная функция [1]. С помощью приведенной в [1] табл. 5 можно также определить доверительный интервал $2\varepsilon = 2\theta\hat{\sigma}$, задаваясь доверительной вероятностью α и числом опытов.

Так, для $N = 50$ (100; 1000) при $\alpha = 0,9$ находим $\theta = \left| \frac{\hat{\sigma} - \sigma}{\hat{\sigma}} \right| = 0,17$ (0,12; 0,04), если $\alpha = 0,99$, то $\theta = 0,32$ (0,2; 0,06).

Зависимости ошибок оценок максимального правдоподобия и интерполяционных оценок [2] частоты σ от значения измеряемой частоты F_0 при отсутствии пассивных помех и при их наличии изображены соответственно на рис. 3 ($r_c = 0,999$, $N = 8$, $N_\phi = 16$, $F_n = 1000 \Gamma\text{ц}$, $q_c^2 = 10$) и рис. 4 ($r_c = 0,999$, $N = 8$, $N_\phi = 16$, $F_n = 1000 \Gamma\text{ц}$, $q_c^2 = 10$, $q_n^2 = 2$, $r_\gamma = 0,999$). Зависимости ошибок оценок максимального правдоподобия изображены здесь и далее сплошными линиями, а для интерполяционных оценок – пунктирными.

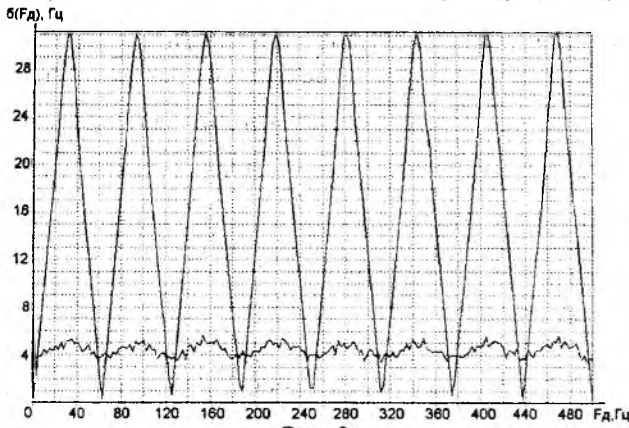


Рис. 3

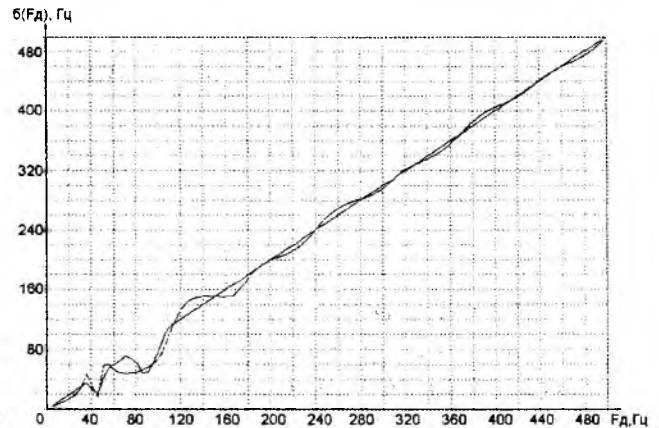


Рис. 4

Из рис. 4 видно, что даже при сравнительно слабой пассивной помехе (когда мощность пассивной помехи P_n превосходит мощность полезного сигнала P_c всего в два раза

$\frac{\sigma_y^2}{\sigma_c^2} = q_n^2 = 2$) измеритель максимального правдоподобия из-за больших погрешностей измерения неработоспособен (при этом измеритель постоянно выдает оценку $\hat{F} = 0 \text{ Гц}$, а ошибка $\delta F = \hat{F} - F_0 = -F_0$).

Отсюда следует необходимость применения средства защиты от пассивных помех. Зависимости $\sigma = \sigma(F_0)$ при наличии узкополосных пассивных помех и использовании однократной схемы ЧПК представлены на рис. 5 ($r_c = 0,999$, $N = 8$, $N_\phi = 16$, $F_n = 1000 \text{ Гц}$, $q_c^2 = 20$, $q_n^2 = 10$, $r_y = 0,999$).

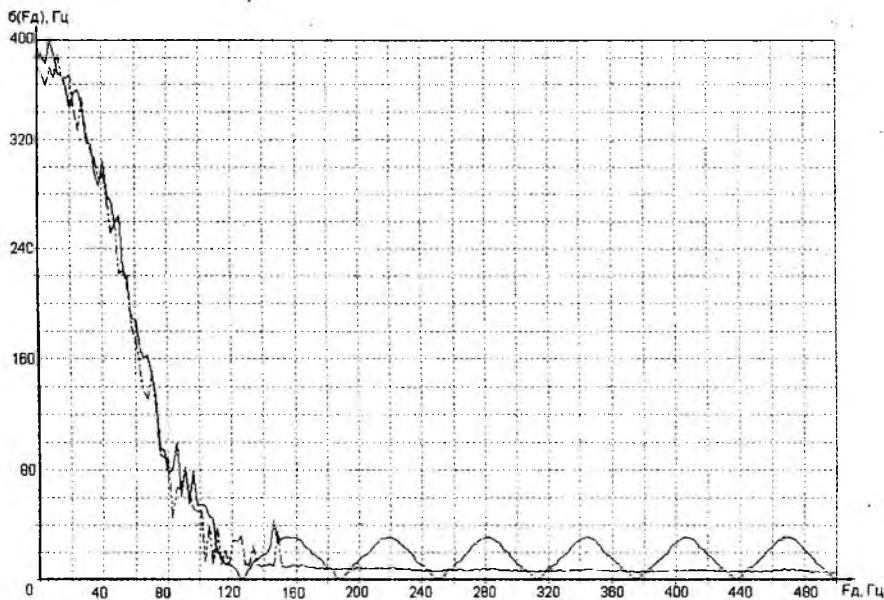


Рис. 5

Из них видно, что измеритель работоспособен, если измеряемая частота $F_0 \geq \frac{F_n}{2N}$, где

F_n – частота повторения, а N – число отсчетов в пакете. При $0 < F_0 < \frac{F_n}{2N}$ ошибки измерения частоты достигают сотни герц. Это объясняется тем, что при этом из-за малого значения коэффициента прохождения полезного сигнала через схему ЧПК

$$K_c = 4 \sin^2 \pi F_0 T$$

мощность полезного сигнала на ее выходе становится соизмеримой с мощностью шумов. Вследствие этого шумы с равной вероятностью вызывают появление максимального выходного эффекта в любом из N фильтров (при этом среднеквадратическая ошибка

$$\sigma = \frac{F_n}{\sqrt{12}} \Big|_{F_n=1000} \approx 290 \Gamma\text{ц}.$$

Действительно, если, например, $F_0 = \frac{F_n}{2N}$, то мощность полезного сигнала на выходе схемы однократной ЧПК

$$P_{c\text{вых}} = K_c^2 P_c = K_c^2 \sigma_c^2 = K_c^2 q_c^2 \sigma_n^2 = q_c^2 \sigma_n^2 4 \sin^2 \pi F_0 T \Big|_{F_0 = \frac{F_n}{2N}} = 4 q_c^2 \sigma_n^2 \sin^2 \frac{\pi}{2N} \approx 4 q_c^2 \sigma_n^2 \frac{\pi^2}{4N^2} \Big|_{\substack{q_c^2=20 \\ N=16}} \approx 0,8 \sigma_n^2$$

Мощность шумов на выходе схемы ЧПК:

$$\sigma_{n\text{вых}}^2 = 2 \sigma_n^2 [1 - r_n(T)] = 2 \sigma_n^2 > P_{c\text{вых}}.$$

При $F_0 < \frac{F_n}{2N}$ величина $P_{c\text{вых}}$ будет еще меньшей, из-за чего измерение частоты в указанной области становится невозможным.

Мощность пассивной помехи на выходе схемы ЧПК

$$P_{n\text{вых}} = 2 \sigma_\gamma^2 [1 - r_\gamma(T)] = 2 q_n^2 \sigma_c^2 [1 - r_\gamma(T)] = 2 q_n^2 q_c^2 \sigma_n^2 [1 - r_\gamma(T)].$$

Если $r_n(T) = 0,999$, что характерно для отражений от местных предметов, то $P_{n\text{вых}} = 0,002 \sigma_n^2 \Big|_{\substack{q_n^2=20 \\ q_c^2=20}} = 0,8 \sigma_n^2 < P_{ш\text{вых}}.$

Таким образом, при работе со схемой ЧПК в интервале частот $(0, F_{0\min})$, когда $q_c^2 \sin^2 \pi F_{0\min} T < 1$, измеритель неработоспособен. Величина $\frac{F_{0\min}}{F_n}$ может составлять значительную долю. Выясним, можно ли избавиться от недостатка, обусловленного ослаблением схемой ЧПК полезного сигнала в области низких частот $\left(0 < f < \frac{F_n}{2N}\right)$, путем отказа от применения схемы ЧПК и нулевого фильтра в спектроанализаторе.

Рассмотрим работу измерителя в этом случае. Будем пока полагать, что $N_\phi = N$. Как видно из рис. 6 ($r_c = 0,999$, $N = 16$, $N_\phi = 16$, $F_n = 1000 \Gamma\text{ц}$, $q_c^2 = 10$, $q_n^2 = 20$, $r_\gamma = 0,99$), при $f > \frac{F_n}{2N}$ зависимости $\sigma = \sigma(f)$ по форме такие же, как и при работе с ЧПК и нулевым фильтром. Когда же $0 < f < \frac{F_n}{2N}$, максимум сигнала наблюдался бы в нулевом фильтре, а в остальных фильтрах выходной эффект обусловлен шумами. Так как нулевого фильтра нет, то максимум может наблюдаться в любом из фильтров и СКО $\sigma = \frac{F_n}{\sqrt{12}} \Big|_{F_n=1000} \approx 290 \Gamma\text{ц}.$

Очевидно, от такой ошибки можно избавиться, если запретить с помощью пороговой схемы съём оценки частоты, когда амплитуда выходного эффекта канала с наибольшим значением меньше порогового значения $Z_{\text{п}}$. Из рис. 7 ($r_c = 0,999$, $N = 16$, $N_\phi = 16$, $F_n = 1000 \Gamma\text{ц}$,

$q_c^2 = 10$, $q_n^2 = 20$, $r_n = 0,999$, $Z_{II} = 40\sigma_u$) и рис. 8 ($r_c = 0,999$, $N = 16$, $N_\phi = 16$, $F_n = 1000 \Gamma\text{ц}$, $q_c^2 = 10$, $q_n^2 = 20$, $r_n = 0,99$, $Z_{II} = 40\sigma_u$) видно, что при $0 < f < \frac{F_n}{2N}$ ошибки меньше $\frac{F_n}{N}$.

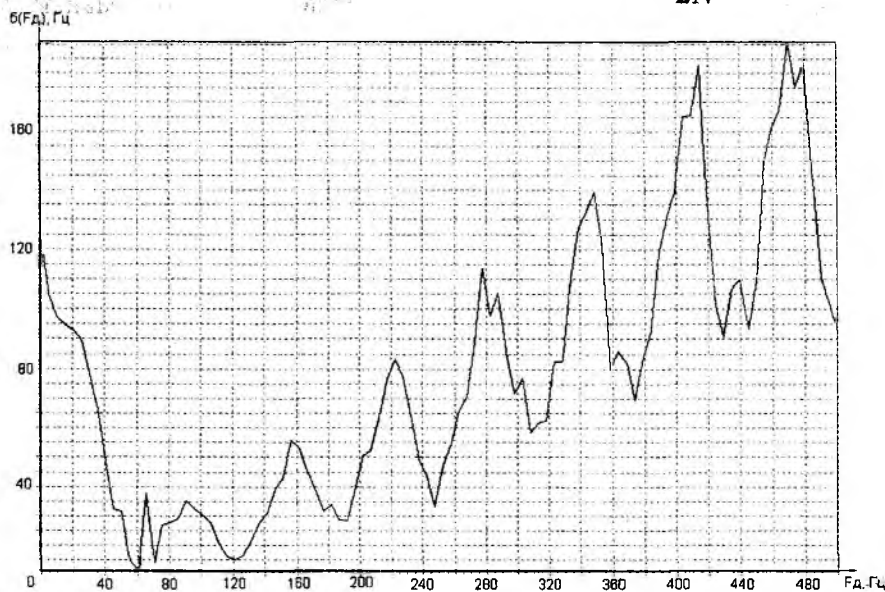


Рис. 6

Из сравнения кривых, представленных на рис. 7 и рис. 8 видно, что в последнем случае ошибки измерения возрастают с ростом измеряемой частоты.

Это можно объяснить тем, что при сравнительно большой ширине спектра низкочастотных флуктуаций помеха по боковым лепесткам может вызвать сравнительно большой эффект в первых фильтрах. При рассматриваемом методе измерения минимально выдаваемая оценка частоты равна $\frac{F_n}{N_\phi}$.

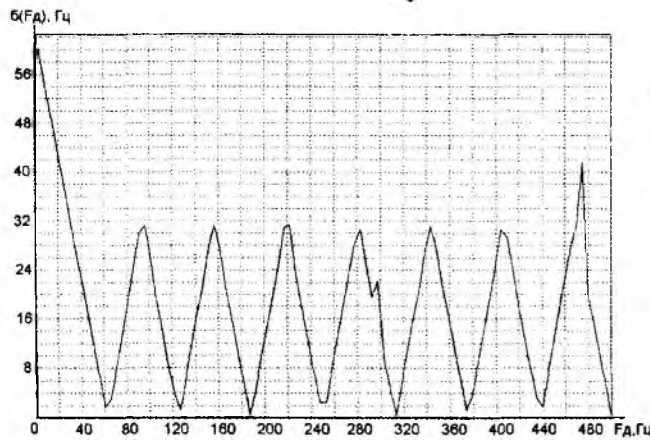


Рис. 7

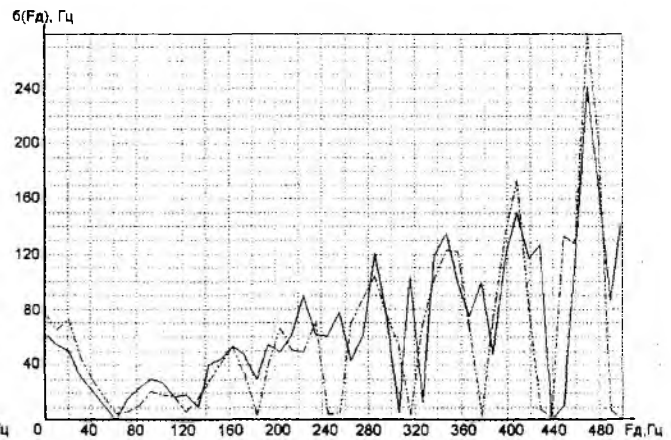


Рис. 8

Если измеряемая частота находится в области $0 < f < \frac{F_n}{N}$, то при рассматриваемом методе измерения минимально выдаваемая оценка $\hat{F} = \frac{F_n}{N}$, а оценка $F = 0$ никогда не выдается, что приводит к некоторому росту среднеквадратической ошибки σ . Поэтому возникает задача уменьшения ошибок при нахождении частоты f в интервале $\left(0, \frac{F_n}{N}\right)$.

Поскольку отражения от местных предметов сравнительно узкополосны, если, например, отражения представляются процессом авторегрессии первого порядка, когда

$$r_\gamma(\tau) = e^{-\beta|\tau|},$$

$$N_n(f) = \int_{-\infty}^{\infty} r_\gamma(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau = \frac{2\beta}{\beta^2 + \omega^2},$$

$$\frac{N_n(f)}{N_0(f)} = \frac{\beta^2}{\beta^2 + \omega^2} = g_n(\omega) = g_n(2\pi f), \text{ а}$$

$$g_n\left(2\pi \cdot \frac{\Delta F}{2}\right) = \frac{1}{2},$$

откуда ширина спектра низкочастотных флуктуаций помехи

$$\Delta F_n = \frac{\beta}{\pi} = -\frac{\ln r_\gamma(T)}{\pi T} \approx \frac{F_n}{\pi} \left[1 - r_\gamma(T)\right] \Big|_{\substack{r_\gamma(T)=0,99 \\ F_n=1000 \text{ Гц}}} \approx 3 \text{ Гц},$$

то целесообразно в качестве обеляющего фильтра использовать фильтр высокой частоты с АЧХ, изображенной на рис. 9.

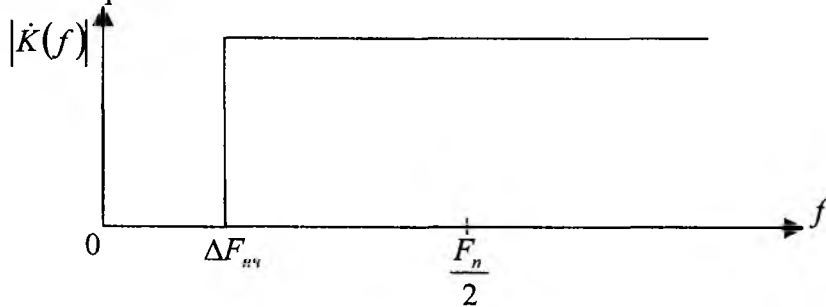


Рис. 9

Зона непрозрачности такого фильтра должна быть равна ΔF_n , а в остальной области частот $|K(f)| \approx 1$.

Примерно такую АЧХ имеет рекурсивный фильтр второго порядка, структурная схема которого изображена на рис. 10.

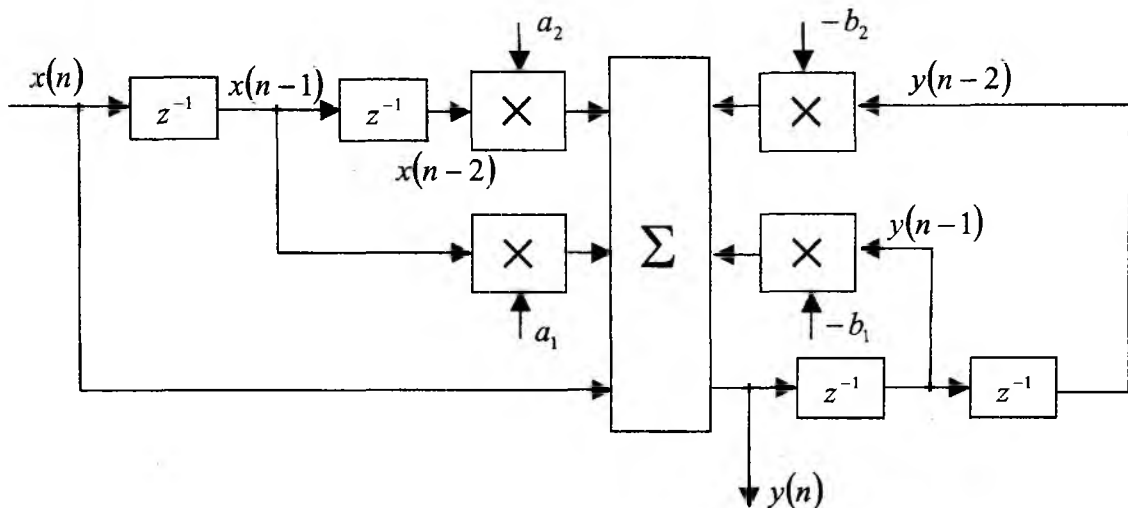


Рис. 10

Частотная характеристика эллиптического фильтра второго порядка, параметры которого, рассчитанные по методике, изложенной в работе [3], оказались равными: $a_0 = 1$, $a_1 = -2$, $a_2 = 1$, $b_1 = 1,561$, $b_2 = -0,641$, представлена на рис. 11.

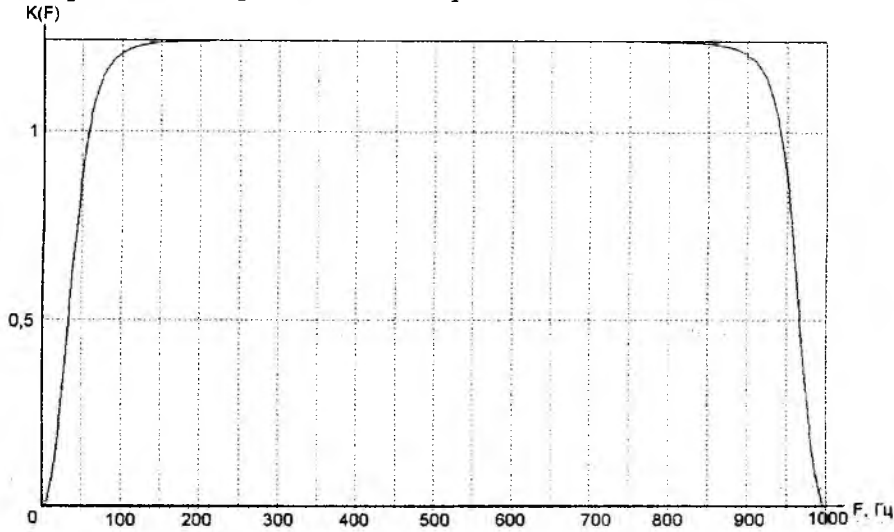


Рис. 11

Зависимости среднеквадратических ошибок измерения частоты σ от частоты Доплера при использовании цифрового эллиптического фильтра с указанными параметрами для различных значений числа импульсов в пачке $N = 8, 16$, числа фильтров $N_\phi = N, 2N$,

отношения мощности полезного сигнала к мощности шумов $\frac{P_c}{P_{ш}} = \frac{\sigma_c^2}{\sigma_{ш}^2} = q_c^2 = 10, 20, 30$,

отношения мощности пассивной помехи P_n к мощности полезного сигнала

$P_c \frac{P_n}{P_c} = \frac{\sigma_\gamma^2}{\sigma_c^2} = q_n^2 = 10, 20, 30$, коэффициентов междупериодной корреляции полезного

сигнала $r_c(T)$ и помехи $r_\gamma(T)$ изображены на рис. 12 ($r_c = 0,999$, $N = 8$, $N_\phi = 16$,

$F_n = 1000 \Gamma\text{ц}$, $q_c^2 = 30$, $q_n^2 = 20$, $r_\gamma = 0,999$) и рис. 13 ($r_c = 0,999$, $N = 16$, $N_\phi = 16$,

$F_n = 1000 \Gamma\text{ц}$, $q_c^2 = 20$, $q_n^2 = 10$, $r_\gamma = 0,99$). Как видно из кривых, диапазон измеряемых частот

из-за того, что полезный сигнал подавляется лишь в небольшой зоне непрозрачности $\Delta f_n = \Delta F_n$, начинается практически с $f \approx 0 \Gamma\text{ц}$. В этом состоит основное достоинство

измерителя с эллиптическим фильтром высоких частот по сравнению с другими выше рассмотренными измерителями. Применение пороговой схемы и в данном измерителе

эффективно, рис. 14 ($r_c = 0,999$, $N = 16$, $N_\phi = 16$, $F_n = 1000 \Gamma\text{ц}$, $q_c^2 = 10$, $q_n^2 = 20$, $r_\gamma = 0,999$,

$Z_\Pi = 40\sigma_{ш}$), рис. 15 ($r_c = 0,999$, $N = 16$, $N_\phi = 16$, $F_n = 1000 \Gamma\text{ц}$, $q_c^2 = 10$, $q_n^2 = 20$, $r_\gamma = 0,99$,

$Z_\Pi = 50\sigma_{ш}$).

Из приведенных графиков видно, что при $r_\gamma(T) = 0,99$ и $q_n^2 = 20$ ошибки измерения частоты с ее ростом возрастают. Это объясняется тем, что с уменьшением коэффициента корреляции помехи, n -ый отсчет которой представляется процессом авторегрессии первого порядка

$$X(n) = \Phi_1 X(n-1) + a(n) = r_\gamma(T) X(n-1) + a(n),$$

дисперсия случайной составляющей

$$\sigma_a^2 = \overline{a^2(n)} = (1 - \Phi_1^2) \sigma_x^2 = (1 - r_\gamma^2(T)) \sigma_x^2$$

увеличивается (при фиксированном значении σ_x^2).

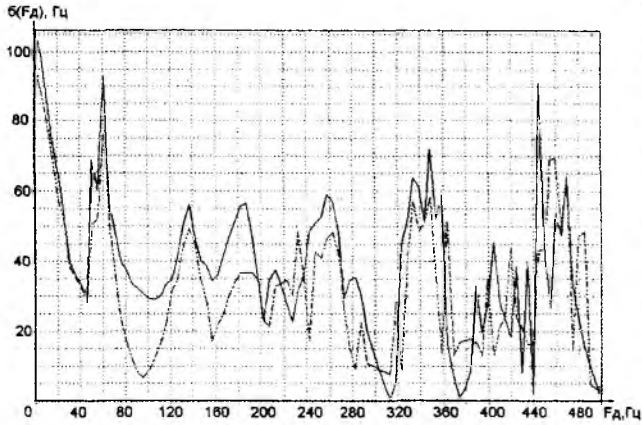


Рис. 12

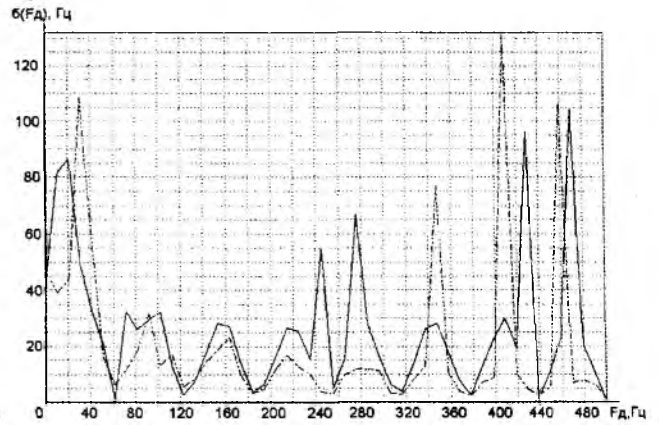


Рис. 13

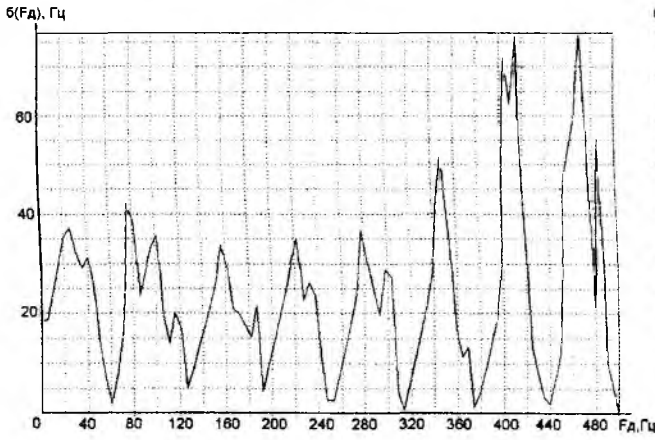


Рис. 14

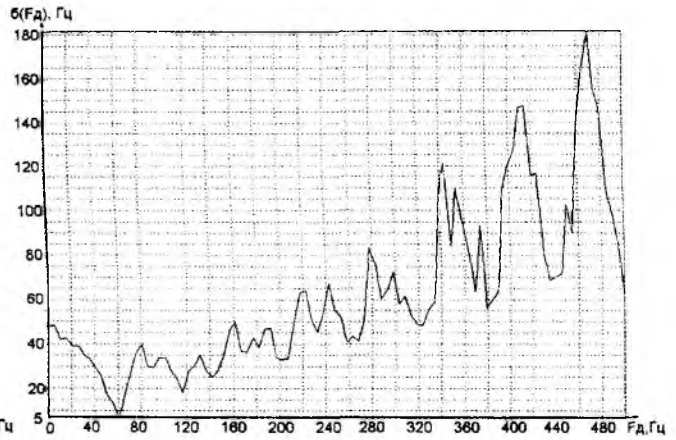


Рис. 15

Случайная составляющая помехи обеляющим фильтром не ослабляется (при использовании схемы ЧПК даже возрастает вдвое). Поэтому при суммировании N отсчетов в частотных каналах измерителя дисперсия флуктуационной части суммарного сигнала возрастает и составляет величину

$$\sigma_{cл.н.Σ}^2 = N \sigma_a^2 = N(1 - r_\gamma^2(T)) \sigma_x^2.$$

Полагая, что, проходя через обеляющий эллиптический фильтр полезный сигнал не ослабляется, мощность полезного сигнала в настроенном частотном канале

$$\sigma_{cΣ}^2 = N^2 \sigma_a^2, \text{ при } F_\delta = k \frac{F_n}{N}.$$

Когда

$$F_\delta = k \frac{F_n}{N} \pm \frac{F_n}{2N} = \frac{F_n}{2N} (2k \pm 1), \text{ то}$$

$$\sigma_{cΣ}^2 = \sigma_c^2 \left(\frac{2N}{\pi} \right)^2.$$

В этом случае

$$Q = \frac{\sigma_{nΣ}^2}{\sigma_{cΣ}^2} = \frac{[1 - r_\gamma^2(T)]^2 q_n^2}{4N} \pi^2.$$

При

$$q_n^2 = \frac{\sigma_\gamma^2}{\sigma_c^2} = \frac{\sigma_x^2}{\sigma_c^2} = 20, \quad N = 8, \quad r_\gamma(T) = 0,99,$$

$$Q \approx 0,125.$$

Это означает, что при выбранных параметрах накопленные помехи соизмеримы с накопленным полезным сигналом.

Если учесть, что регулярная составляющая помехи эллиптическим фильтром подавляется не полностью, то в нулевом фильтре кроме случайной составляющей будет накапливаться и регулярная составляющая, мощность которой будет равна $\frac{\sigma_x^2}{K_\Pi} \cdot N^2$. Тогда

$$\sigma_{сл\ n\ \Sigma}^2 + \frac{\sigma_x^2}{K_\Pi} \cdot N^2 = \sigma_x^2 \left[N\sqrt{1-r_\gamma^2(T)} + \frac{N^2}{K_\Pi} \right] = N\sigma_x^2 \left[\sqrt{1-r_\gamma^2(T)} + \frac{N}{K_\Pi} \right],$$

где K_Π – коэффициент подавления обеляющего фильтра

$$K_\Pi = \frac{\sigma_\gamma^2}{\sigma_{\phi}^2} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} G_\gamma(f) df}{\int_{-\infty}^{\infty} G_\gamma(f) |K_{об}(f)|^2 df},$$

$$G_\gamma(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_\gamma^2 r_\gamma(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau,$$

где $G_\gamma(f)$ – энергетический спектр мешающих отражений на входе обеляющего фильтра, $r_\gamma(\tau)$ – коэффициент корреляции помехи,

$$\dot{K}_{об}(f) = \frac{a_0 + a_1 e^{-j2\pi f\tau} + a_2 e^{-j4\pi f\tau}}{1 - b_1 e^{-j2\pi f\tau} - b_2 e^{-j4\pi f\tau}},$$

где $\dot{K}_{об}(f)$ – частотная характеристика обеляющего фильтра выполненного в виде рекурсивного фильтра второго порядка, σ_γ^2 , σ_{ϕ}^2 – дисперсия мешающих отражений на входе и выходе обеляющего фильтра. При $K_\Pi = 10^3$, $N = 8$, $r_n(T) = 0,99$ величина $\frac{N}{K_\Pi}$ соизмерима с $\sqrt{1-r_\gamma^2(T)}$. Отсюда следует, что помеха в нулевом фильтре больше, чем в других, что и приводит к росту ошибки с увеличением доплеровской частоты.

Проведенные исследования показывают, что, применяя в качестве обеляющего фильтра рекурсивный фильтр второго порядка с соответствующими параметрами, удастся обеспечить измерение доплеровского смещения частоты метеосигнала с близкими к требуемым точностным характеристикам и при работе в условиях наличия отражений от местных предметов.

Список литературы: 1. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Изд. физ.-мат. лит., 1958. 464 с. 2. Кравченко Н.И., Ленчук Д.В. Погрешности цифрового измерителя частоты метеосигнала, полученные методом математического моделирования // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 116-126. 3. Лихарев В.А. Цифровые методы и устройства в радиолокации. М.: Сов. радио, 1973. 456 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 19.09.2002

Ю. А. КОВАЛЬ, д-р. техн. наук, В. В. БАВЫКИНА, канд. техн. наук

ОСНОВЫ ТЕОРИИ МНОГОПОЗИЦИОННЫХ СИСТЕМ СИНХРОНИЗАЦИИ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Понятие о многопозиционных системах синхронизации времени и частоты

Практически ни одна из существующих и вновь создаваемых систем передачи и извлечения информации, измерений, контроля и управления любыми процессами не может обойтись без учета и измерения времени и стабильных генераторов. Прямо или косвенно частотно-временные методы используются для исследования космоса, мирового океана и земной коры; при создании совершенных навигационных, локационных и связных систем, высокоточного оружия и военной техники; для обеспечения измерений в физике, радиоастрономии и др. [1-5]. Основой для реализации этих методов является синхронность или привязка территориально разнесенных генераторов, выступающих или в качестве источников стабильной частоты, или в качестве хранителей времени. Требования основных потребителей к точности синхронизации по времени и частоте приведены в табл. 1 [6].

Время является основной величиной во всех системах единиц измерений и непосредственно связано с другими величинами, прежде всего, с частотой и длиной. В отличие от других единиц измерений время требует не только воспроизведения, но и хранения (счета времени). С хранением времени связано фундаментальное понятие шкалы времени.

Шкалой времени называется непрерывная последовательность интервалов времени определенной длительности, отсчитываемая от условного начала отсчета - начального момента (ДСТУ 2870-94. Вимірювання часу та частоти). Шкалы различаются способами определения единицы измерения времени секунды и выбором начального момента. Для определения секунды используются доли либо кратные части периода физических процессов (вращение Земли вокруг своей оси или вокруг Солнца, внутриатомные процессы).

С вращением Земли вокруг своей оси связаны «солнечная секунда» и шкала Всемирного времени (UT). Шкала, в которой единица времени равна «атомной секунде», называется атомной (TA). «Атомная секунда» определяется как интервал времени, в течение которого совершается 9192631770 колебаний резонансной частоты энергетического перехода между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома цезия-133 при нулевом магнитном поле. «Атомная секунда» принята в качестве единицы измерения времени в системе СИ в 1967 г. По результатам привязки к движению Земли вокруг Солнца приняты определения «эфемеридной секунды» и, соответственно, эфемеридной шкалы (TE).

Используются также гибридные шкалы, например, шкала координированного времени (UTC). Секунда в этой шкале – «атомная», а отсчет времени (эпоха) отличается от шкалы UT не более заданной величины. Шкалы у территориально разнесенных эталонов могут быть привязанными, синхронными или сдвинутыми.

Привязанными являются шкалы, у которых разности между эпохами любого события известны. Шкалы синхронны, если эпохи любого события в них совпадают. Сдвинутые шкалы имеют известный сдвиг между начальными моментами и совпадающие единичные интервалы. В приведенных определениях величины известны и совпадают не абсолютно, а с заданной точностью.

Хранение времени и воспроизведение единиц измерения времени и частоты осуществляется соответствующими эталонами или стандартами.

Системы, реализующие современные частотно-временные методы, относятся к классу многопозиционных (большебазовых) информационно-измерительных систем и могут быть

условно названы системами синхронизации времени и частоты (ССВЧ). Примерами ССВЧ являются: Государственные службы времени и частоты [7–9]; глобальные спутниковые радионавигационные системы (СРНС) GPS (Global Positioning System), известная также как Navstar (Navigation System with Time and Ranging), и ГЛОНАСС (Глобальная навигационная спутниковая система) [10–12]; радиointерферометры со сверхдлинными базами (РСДБ), представляющие собой территориально распределенные синхронные приемные системы, предназначенные для исследований параметров космических (радиоастрономия) и других источников радиоизлучения [1, 13]; цифровые системы связи [14].

Т а б л и ц а 1

Области применения	Задачи	Погрешность синхронизации, по времени, нс.	Относительная погрешность по частоте
Метрология времени и частоты	Хранение и воспроизведение размеров единиц времени и частоты, а также шкал времени	1-10	10^{-13} - 10^{-14}
Радиоастрономия	Синхронизация шкал времени пунктов радиointерферометров со сверхдлинными базами;	10-50	10^{-13} - 10^{-14}
Фундаментальные исследования	Определение параметров вращения Земли	10-50	10^{-13} - 10^{-14}
Геодезия, топография, картография и сейсмография	Высокоточная пространственная привязка или пеленгация объектов	$10 - 10^4$	10^{-11} - 10^{-14}
Испытательные полигоны; измерительные комплексы	Траекторные измерения; телеметрия	$100 - 5 \cdot 10^4$	10^{-9} - 10^{-12}
Космические навигационные системы; космические комплексы контроля и управления	Синхронизация шкал времени наземных и космических объектов навигационных систем; траекторные и орбитальные измерения; телеметрия	$10 - 5 \cdot 10^4$	10^{-11} - 10^{-13}
Цифровые системы связи	Синхронизация частоты опорных генераторов в узлах связи	-	10^{-11} - 10^{-12}
Радиотехнические и навигационные авиационные комплексы	Ближняя и относительная навигация; целеуказания	$10 - 10^5$	10^{-9} - 10^{-13}
Радиотехнические и навигационные корабельные комплексы	Навигация вблизи берегов и портов; исследования морских ресурсов	$50 \cdot 10^6$	10^{-8} - 10^{-12}
Радиотехнические комплексы управления наземным транспортом	Относительная навигация; дистанционное управление и местонахождение подвижных объектов	$20 \cdot 10^6$	10^{-8} - 10^{-12}

Общими элементами ССВЧ являются подсистема генераторов, генерирующих стабильные частоты или являющиеся основой хранителей времени, и подсистема синхронизации. Подсистема синхронизации, в свою очередь, состоит из устройств измерения сдвигов шкал хранителей времени (или разностей частот генераторов), а также устройств обработки результатов измерений и управления параметрами генераторов. ССВЧ отличаются своими

функциональными назначениями, выполнение которых обеспечивается соответствующими подсистемами. Обобщенная структурная схема ССВЧ изображена на рис. 1. Входная и выходная информация ССВЧ условно обозначена обобщенными векторами $I_{вх}$ и $I_{вых}$. Основным критерием качества ССВЧ является погрешность измерения сдвига шкал. Сопоставление ССВЧ по точности возможно только при идентичных методиках расчета погрешностей (интервалы накопления результатов измерений, алгоритмы статистической обработки). В зависимости от погрешностей, различают ССВЧ высокой, средней и низкой точности.

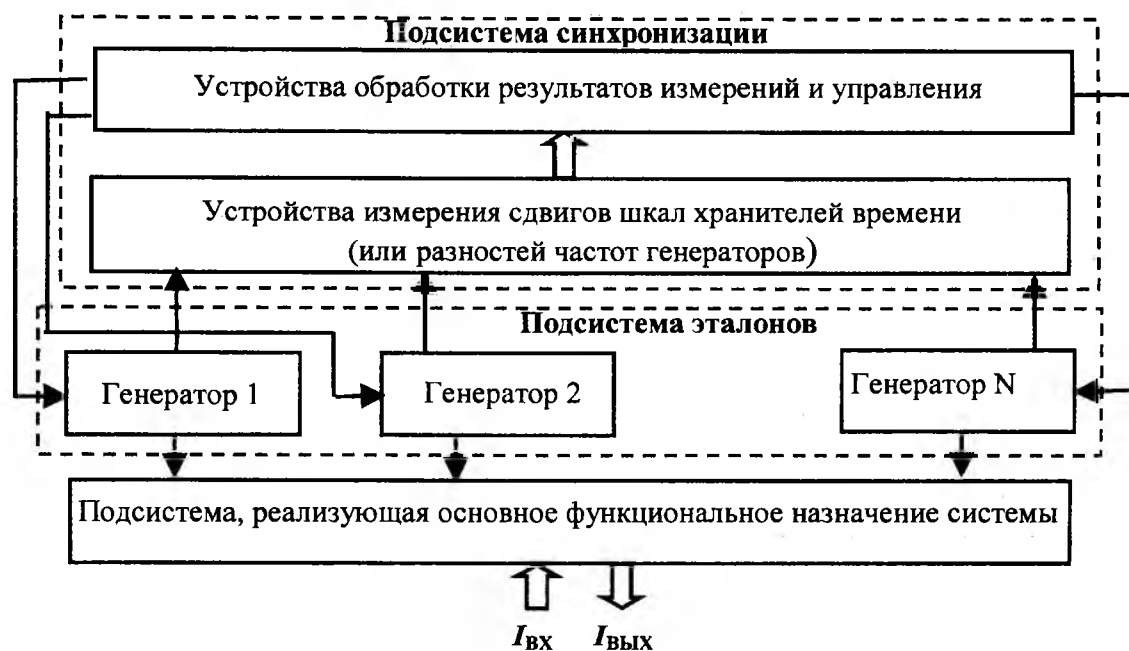


Рис. 1

Качество работы ССВЧ определяется прежде всего высокой стабильностью генераторов и точностью их синхронизации. Относительная нестабильность современных квантовых генераторов составляет $10^{-13} \dots 10^{-15}$. Высокие темпы совершенствования генераторов, оцениваемые ориентировочно уменьшением нестабильности на один порядок в течение пяти лет, позволяют прогнозировать в перспективе нестабильности генераторов в пределах $10^{-16} \dots 10^{-18}$. Что касается средств и методов синхронизации, то они традиционно уступают по точности генераторам и поэтому в значительной мере определяют качество работы систем. Это обуславливает актуальность работ, направленных на совершенствование методов синхронизации территориально распределенных генераторов и хранителей времени. При этом особую актуальность имеют работы, направленные на разработку теоретических основ ССВЧ.

Постановка задачи синхронизации шкал времени

Для постановки задачи синхронизации стандартов времени и частоты определяющим является понятие шкалы времени и сдвига шкал. Для аналитической записи идеальной шкалы времени предложено выражение с применением аппарата дельта-функций [15]

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

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

В случае выбора единого начала отсчета времени вводится сдвиг шкал времени ΔT , как алгебраическая величина, характеризующая взаимное опережение или запаздывание шкал. Например, на рис.2 изображены три шкалы времени, у которых единое начало отсчета

времени совпадает с началом отсчета шкалы стандарта пункта A .

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

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

Интегрирование в формуле (2) выполняется по временной шкале, для которой определяется сдвиг (в данном случае по времени шкалы пункта A).

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

Соотношения (1) и (2) справедливы и для случая различных частот стандартов. При этом сдвиг шкал становится функцией времени $\Delta T(t)$. Анализ функции $\Delta T(t)$ позволяет оценить отличие частот эталонных генераторов $\Delta\Omega(t)$ в виде $\Delta\Omega(t) = \Omega \frac{d[\Delta T(t)]}{dt}$, где $\Delta T(t)$ – аппроксимация дискретных значений ΔT_n . Таким образом, сравнение шкал времени позволяет производить и сравнение (или синхронизацию) частот стандартов.

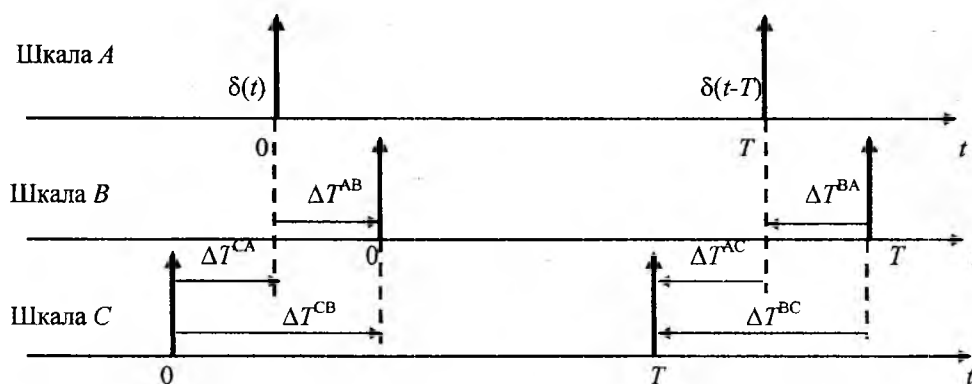


Рис. 2

Методы синхронизации

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

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

К настоящему времени арсенал методов синхронизации и варианты их технической реализации существенно расширились. В основе всех методов синхронизации лежит передача информации о шкалах времени [3, 5, 16, 17].

В основе всех методов синхронизации, за исключением ПКЧ, лежит передача информации о шкалах времени. Для этого используются различные диапазоны частот и системы звукового радиовещания; ДВ радиостанции; низкоорбитальные ИСЗ; радионавигационные системы ДВ («Чайка», «Лоран-С»); ТВ; спутниковые радионавигационные системы (СРНС) ГЛОНАСС и GPS; радиометеорологический канал; связные ИСЗ; лазерные и волоконно-оптические линии (рис. 3).

Основным критерием качества методов синхронизации является погрешность измерения сдвига шкал. Сопоставление методов синхронизации по точности возможно только при идентичных методиках расчета погрешностей (интервалы накопления результатов измерений, алгоритмы статистической обработки). В зависимости от погрешностей, различают методы синхронизации высокой, средней и низкой точности (рис. 3). Общими для всех методов сравнения, за исключением ПКЧ, источниками погрешностей являются нестабильность и невязимость (для активных методов) задержки сигналов в канале; нестабильности аппаратных задержек; внутренние шумы и помехи канала связи; динамика измеряемой величины из-за нестабильности стандартов. Каждый из методов имеет и специфические источники погрешностей, обусловленные особенностями канала, алгоритмами сравнения, аппаратурной реализацией, релятивистскими эффектами и др.

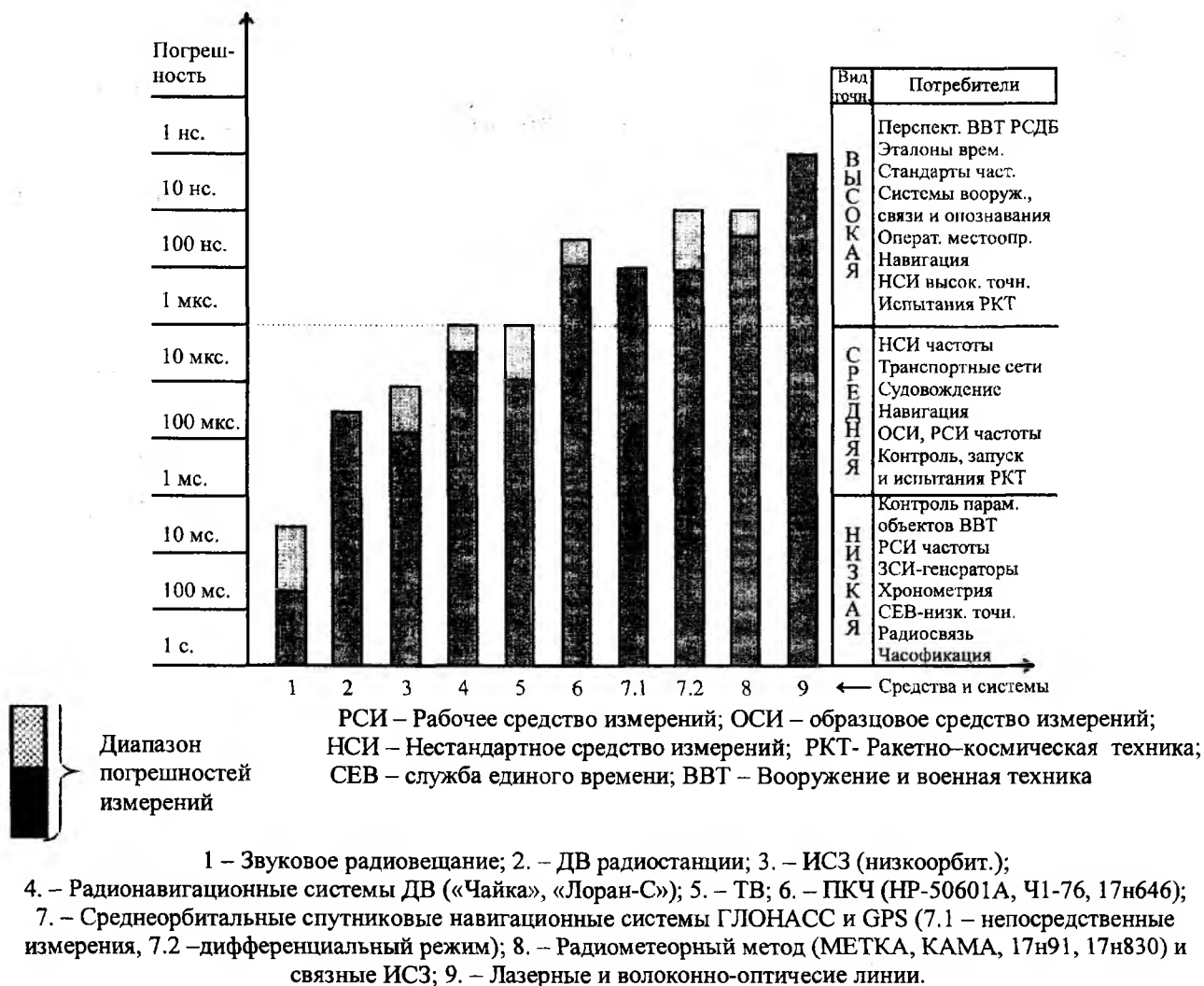


Рис. 3

Каждый из высокоточных методов синхронизации (см. табл. 2) обладает определенными преимуществами и недостатками, которые необходимо учитывать при решении конкретных задач.

Методы синхронизации можно условно разделить на три группы.

К первой группе относятся методы односторонней передачи информации из одного пункта в другой. Сдвиг шкал можно определить, если известно время задержки сигналов между пунктами. Примеры реализации методов первой группы – ПКЧ; СДВ и ДВ каналы; СРНС; система, использующая отражение сигналов от Луны; передача сигналов времени по ТВ;

кабельные, лазерные и волоконно-оптические линии. Поскольку в этих методах излучаются сигналы только из одного пункта, методы первой группы принято называть односторонними.

Вторая группа включает в себя методы, основанные на двусторонней передаче информации. При этом время задержки сигналов между пунктами может быть неизвестным, требуется только его высокая стабильность и обратимость. Методы второй группы относят к активным. Активные методы реализуются в радиометеорном методе синхронизации (РМС), спутниковых и оптических каналах связи.

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

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

Т а б л и ц а 2

Метод	Погрешности синхронизации	Достоинства	Общие недостатки // Недостатки для Украины
ПКЧ	1...10 нс	Прямые измерения	Низкая оперативность; высокая стоимость // Отсутствие ПКЧ
ИСЗ связи	1...100 нс	Глобальная зона действия; оперативность	Излучение в пунктах // Зависимость от зарубежных систем
СРНС	1...50 нс	Глобальная зона действия	Селективный доступ (СД) для GPS; низкая оперативность // Зависимость от зарубежных систем
РМС	20...30 нс (в перспективе менее 1 нс)	Оперативность. Независимость от зарубежных систем	Излучение в пунктах. Ограниченная дальность (до 2000 км)

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

Классификация погрешностей измерения сдвигов шкал времени

Все методы измерения сдвигов шкал времени имеют однотипные источники погрешностей. Ряд источников погрешностей является традиционным для большинства видов радиотехнических систем (внутренние шумы аппаратуры и помехи канала связи, нестабильности аппаратурных задержек, динамика измеряемой величины, недостоверность передачи информации). Эти погрешности имеют общепринятые названия: помеховые (сигнальные или потенциальные); аппаратурные; динамические. К специфическим источникам погрешностей ССВЧ можно отнести нестабильность сигналов эталонов, нестабильность и невзаимность задержки сигналов в канале. Особо следует выделить алгоритмы измерений сдвига шкал времени, которые обеспечивают учет либо исключение времени задержки сигналов в среде

распространения. Различные алгоритмы измерений сдвига шкал времени по разному трансформируют источники погрешностей в результирующую погрешность измерений; алгоритмы измерений сдвига шкал времени непосредственно связаны с заключительным этапом измерений – обработкой их результатов. После обработки результатов оценивается не только сдвиг шкал, но и погрешности измерений (случайные, систематические и грубые промахи). Рассмотренные источники и классификация погрешностей иллюстрирует рис. 4.

На основании рассмотренных источников погрешностей предложена общая для всех методов измерения сдвигов шкал модель (рис. 5).

Рассмотренное введение в теорию ССВЧ позволяет перечислить перечень планируемых к опубликованию разделов такой теории: **анализ и синтез алгоритмов измерения сдвигов шкал времени в ССВЧ; погрешности измерения временного положения сигналов ССВЧ, вызванные конечным соотношением сигнал/помеха; погрешности ССВЧ, вызванные нестабильностью и невзаимностью времени задержки сигналов в канале синхронизации; аппаратурные систематические погрешности ССВЧ; алгоритмы обработки результатов в ССВЧ; показатели качества ССВЧ.**

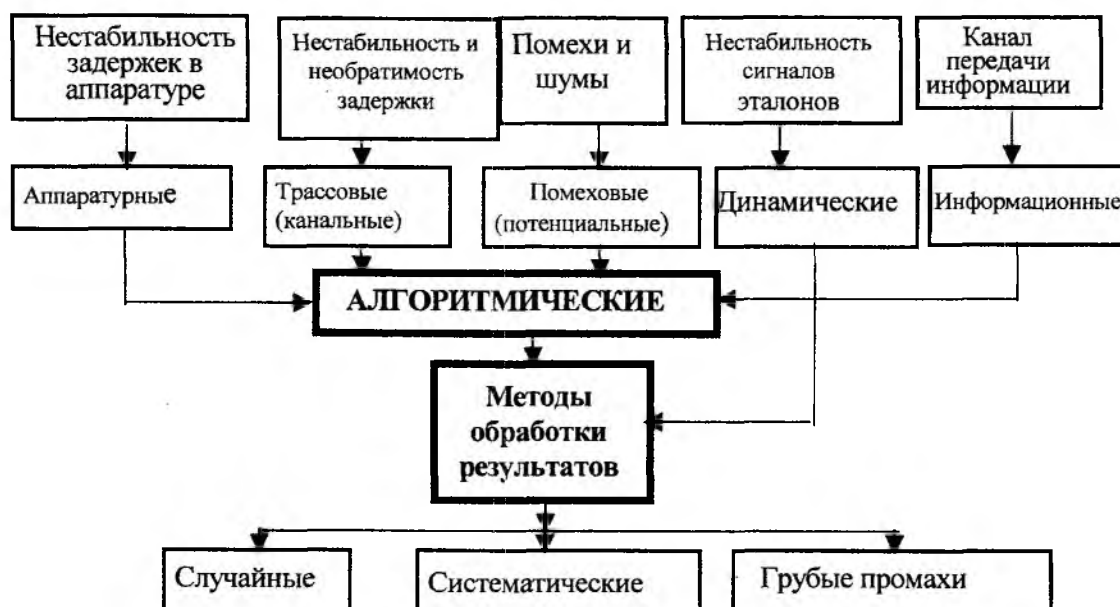


Рис. 4



Рис. 5

- Список литературы: 1. Время и частота / Под ред. Дж. Джесперсена. М.: Мир, 1973. 214 с. 2. Ильин В.Г., Стариков Р.Б., Титов В.Н. Точное измерение времени. М.: Знание, 1978. 64 с. 3. Палий Г.Н., Артемьева В.И. Синхронизация высокоточных мер времени и частоты. М.: Госстандарт, 1976. 287 с. 4. Винклер Г.М. Измерение в глобальной системе хранения времени // ТИИЭР. 1986. Т. 74, №1. 5. Актуальные проблемы метрологии в радиоэлектронике / Под ред. В.К. Коробова. Изд-во стандартов, 1985. 295 с. 6. Величко О. М., Макаренко Б. І., Камінський В. Ю. та ін. Державна служба єдиного часу і еталонних частот – необхідний елемент розвитку наземної космічної інфраструктури України // Космічна наука і технологія. 1997, т. 3, № 1/2. С. 7 – 15. 7. Мангелл А. Дж. Национальные эталоны времени и частоты // ТИИЭР. 1986. Т. 74, № 1. 8. Болотов И. М., Геворкян А. Г. Развитие научно-технических основ СЕВ // Радионавигация и время. 1992. № 1. С. 50 – 52. 9. Величко О. М., Миронов М. Т., Сидоренко Г. С. та ін. Державна програма створення та розвитку Державної служби єдиного часу і еталонних частот // Український метрологічний журнал. 1996, вип. 4. С. 13 – 16. 10. Шебшаевич В. С. Сетевые спутниковые радионавигационные системы. М.: «Радио и связь», 1993. 286 с. 11. Волков Н. М., Иванов Н. Е., Салищев В. А. и др. Глобальная спутниковая радионавигационная система ГЛОНАСС // ИПРЖР, Москва. 1999. С. 4 – 20. 12. Соловьев Ю. А. Системы спутниковой навигации. М.: Экотрендз, 2000. 267 с. 13. Finkelstein A.M., Grachev V.G., Gubanov V.S., Ipatov A.V., Kaidanovski A.A.. Eurasian VIBI Network QUASAR. Communication of Institute of Applied Astronomy. 1995. № 73. 14 p. Kartashcoff. Synchronization in Digital Communication Networks. Proceedings of the IEEE. Vol. 79, № 7. 1991. P. 1019 – 1028. 15. Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А., Кундюков С. Г. Высокоточные радиометеороные системы сравнения эталонов времени и частоты // Радиоэлектроника и информатика. 1997. N 1. С. 9 – 18. 16. Пушкин С. Б. Анализ результатов и пути повышения точности сличения эталонов времени и частоты // Измерительная техника, 1979. N9 С. 33 – 35. 17. Кащеев Б. Л., Коваль Ю. А., Горбач В. И., Бондарь Б. Г. Метеоры сегодня. Киев: Техника, 1996. 196 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.09.2002

С. В. ТРАМБОВЕЦКИЙ

СИНХРОНИЗАЦИЯ ШКАЛ ВРЕМЕНИ ЧЕРЕЗ КОМПЬЮТЕРНЫЕ СЕТИ

Существует множество протоколов, разработанных специально для синхронизации шкал времени на узлах компьютерных сетей (включая конечных пользователей):

Network Time Protocol. Последней версией протокола является четвертая. Все версии описаны последовательно в RFC1059, RFC119, RFC1305 и RFC2030.

Daytime Protocol. Протокол описан в RFC867, на практике используется только для тестовых целей. По этому протоколу в ответ на TCP- или UDP-запрос в 13-й порт выдается текстовая строка, содержащая время и дату в читаемом формате.

Time Protocol. Это протокол описан в RFC868 и тоже очень устарел. В ответ на обращение в 37-й порт выдается 32 битовое целое число – количество секунд, которое прошло от 1.01.1970 г. Time protocol, как и daytime protocol, не обеспечивает достаточной точности синхронизации времени, т.к. не учитывает время распространения пакета по каналу связи.

Time Synchronization Protocol for UNIX. TSP утратил свою популярность с развитием NTP. В отличие от NTP TSP не является строго иерархичным.

XNS-time и Apple Quick Time Protocol. Протоколы были предложены фирмами XEROX (RFC1340) и Apple.

Automated Computer Time Service. Протокол ACTS предлагается своим клиентам многими операторами телефонной связи. Протокол обеспечивает точность синхронизации до 10 микросекунд.

В настоящее время самым наиболее используемым протоколом синхронизации часов является NTP – Network Time Protocol. Протокол предложил D. Mills из университета Делавера в 1988 году, с тех пор он неоднократно совершенствовался и стал местами очень большим и тяжелым; в 1995 появилась облегченная версия протокола – SNTP, Simple Network Time Protocol. SNTP описан в RFC1769 и является не более чем разрешением не заполнять некоторые поля в NTP-запросах.

В модели NTP некоторое число первичных эталонов времени, синхронизованных по кабелю или с помощью национальных радиослужб времени, подключено к широкодоступным ресурсам, таким как порты опорной сети. Эти устройства функционируют как первичные серверы времени. Целью NTP является передача информации о точном времени от этих серверов к другим серверам через Интернет и коррекция ошибок, связанных с флуктуациями задержек в сети. Некоторое число локальных ЭВМ или внешних шлюзов могут выполнять функции вторичных серверов времени, общающихся с первичными эталонами на основе протокола NTP. Вторичные серверы позволяют минимизировать избыточность протокола, рассылая нужную временную информацию локально. В целях обеспечения надежности выбранные вторичные источники могут быть снабжены менее точными, зато более дешевыми радиочасами, используемыми в ситуациях, когда откажет первичный эталон или выйдет из строя ведущий к нему канал.

Протокол NTP создан с целью определения трех величин: смещения часов (clock offset), RTT и дисперсии - все они вычисляются по отношению к выбранным эталонным часам. Смещение часов определяет поправку, которую необходимо внести в показания местных часов, чтобы результат совпал показанием эталонных часов. Дисперсия характеризует максимальную ошибку локальных часов по отношению к эталонным. В рамках протокола NTP нестабильность частоты предполагается равной нулю. В протоколе NTP нет средств для нахождения партнера или управления. Целостность данных обеспечивается с помощью IP- и UDP-контрольных сумм.

Протокол формализует формат сигналов времени, получение которых может быть организовано одним из следующих способов:

1. Разовое получение точного времени по запросу;
2. Периодическое получение точного времени по запросу;
3. Синхронизация по регулярным сигналам точного времени.

В последнем случае эталонная система регулярно посылает в сеть сигнал точного времени, так называемый NTP Broadcast. Метод дает не меньшую точность синхронизации – достаточно того, чтобы при получении первого сигнала broadcast отправить на сервер icmp-запрос (Internet Control Message Protocol), и засечь время до прихода ответа, тем самым определив время прохождения пакета по сети связи до эталонного сервера.

Информация, заключенная в сообщение NTP, позволяет клиенту определить показания часов сервера по отношению к часам клиента и соответствующим образом скорректировать рабочие параметры местных часов. Кроме того эта информация содержит данные, позволяющие оценить точность и надежность часов сервера и выбрать наилучший эталон времени.

Модель клиент-сервер может быть вполне достаточна для локальных сетей, где один сервер обслуживает некоторое количество клиентов. В общем случае NTP требует одновременной работы большого числа распределенных пар партнеров (клиент-сервер), конфигурация которых изменяется динамически. Нужны достаточно сложные алгоритмы управления такой ассоциацией, для обработки данных и контроля множества локальных часов.

Процесс передачи, управляемый независимыми таймерами для каждого из партнеров, осуществляет накопление информации в базе данных и посылает сообщения NTP. Каждое сообщение содержит локальную временную метку момента отправки сообщения, ранее полученные временные метки, а также необходимую вспомогательную информацию. Частота посылки сообщений определяется требуемой точностью локальных часов, а также предельными точностями часов партнеров.

Подсеть синхронизации представляет собой соединение первичных и вторичных серверов времени, клиентов и каналов передачи данных. Первичные серверы времени синхронизованы непосредственно от эталонов времени, обычно от радиочасов. Вторичные серверы могут быть синхронизованы от первичных серверов или других вторичных серверов времени. Система серверов имеет иерархическую структуру, построенную по схеме клиент-сервер. Понятно, что вторичные серверы обеспечивают более низкую временную точность.

Все арифметические операции в рамках протокола выполняются в формате с фиксированной запятой. По этой причине все переменные в NTP имеют именно этот формат. Временные метки NTP представляют собой 64-битные числа с фиксированной запятой без знака, которые указывают число секунд с нуля часов 1-го января 1900 года. Целая часть содержит первые 32 разряда, а дробная часть остальные 32 разряда. Этот формат не совпадает с форматом меток ICMP, где время измеряется в миллисекундах. Точность представления составляет 200 пикосекунд, что должно удовлетворить достаточно большим требованиям.

В данный момент существует множество работ, направленный на улучшение алгоритмов формирования запросов и ответов NTP¹, однако практически ни одна из существующих работ не затрагивает физический уровень используемых сетей. К сожалению, неточность синхронизации возникает именно из-за нестабильности каналов связи, используемых в компьютерных сетях. Добиться точности до 1 мкс реально лишь в корпоративных сетях, где доступна информация о путях прохождения пакетов запроса и ответа, а также временные задержки в каналах связи.

Так, одним из примеров корпоративной сети может служить лаборатория The Internet-working Research Laboratory (IRL), расположенная в Evans Hall. Структурная схема сети лаборатории представлена на рис. 1. В состав оборудования лаборатории входит:

- Arbiter 1088A GPS Receiver;

¹ The Nanokernel, D.Mills // PTTI 2000; Using the NTP to Transmit International Atomic Time, J.Levin, D.Mills // PTTI 2000

- Austron 2000 LORAN-C Timing Receiver;
- Austron 2200A GPS Timing Receiver;
- Austron 2201A GPS Timing Receiver with LORAN-C Assist and IRIG Generator;
- Hewlett Packard 5061A Cesium Beam Frequency Standard (3 шт);
- KSI/Odetics TPRO IRIG Interface;
- PSI/Traconex 1020 WWV Receiver (2 шт);
- Spectracom 8170 WWVB Receiver (3 шт);
- Spectracom 8183 GPS Receiver (2 шт);
- Spectracom Netclock/2 WWVB Receiver with IRIG Generator;
- TrueTime NTS-100 GPS Receiver/NTP Server (Network Services);
- TrueTime NTS-200 GPS Receiver/NTP Server;
- UDel LORAN-C Timing Receiver.

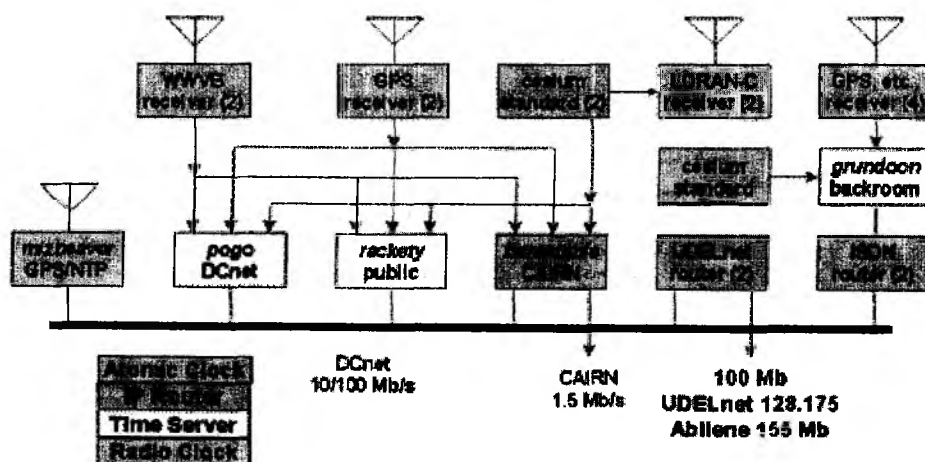


Рис. 1

Приёмники Spectracom GPS receivers служат первичным эталоном. Вторичным эталоном – приёмники Spectracom WWVB. Все приёмники калиброваны с помощью системы LORAN-C, цезиевых и кварцевых стандартов.

Серверы «pogo» и «rackety» обеспечены источниками бесперебойного питания.

Сервер «pogo» является основным первичным сервером синхронизации (stratum 1) для внутренней сети DCnet. В его возможности входит мониторинг большинства основных национальных стандартов посредством Интернет. Он поддерживает протокол NTP версии 4, а также использует для синхронизации сигналы audio-IRIG и GPS PPS.

Обычная точность шкалы времени сервера относительно шкалы GPS (сигнал PPS) составляет 10-20 мс.

Сервер rackety является первичным сервером синхронизации (stratum 1) для всеобщего пользования. Он имеет около 700 регулярных клиентов и поддерживает протокол NTP четвёртой версии.

Обычная точность шкалы времени сервера относительно шкалы GPS (сигнал PPS) составляет 20-50 мс.

Все приёмники GPS стабилизированы приёмником LORAN-C, что позволяет повысить точность синхронизации до 50 нс.

Аналогичную структуру имеет внутренняя сеть другой лаборатории, созданной по программе DARPA Atlantic Satellite Program (рис. 2).

Все лаборатории соединены в единую сеть (рис. 3) и скоординированы с другими NTP-серверами, управляемым USNO, NIST. Совместно они предоставляют возможность синхронизироваться более 100000 клиентам по всему миру.

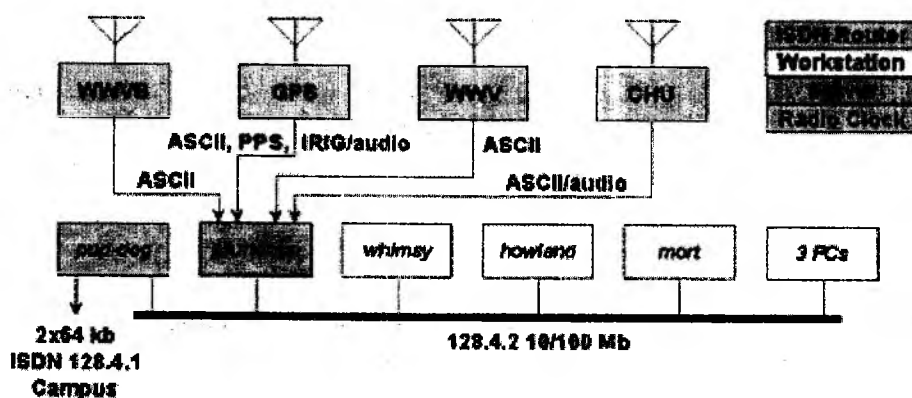


Рис. 2

Следует отметить, что основной NTP является эталон времени и частоты USNO. По нему синхронизируются серверы `ntp2.usno.navy.mil`, `tock.usno.navy.mil`, `tick.usno.navy.mil`, `ntp-ufl.usno.navy.mil` и другие, расположенные в различных точках США.

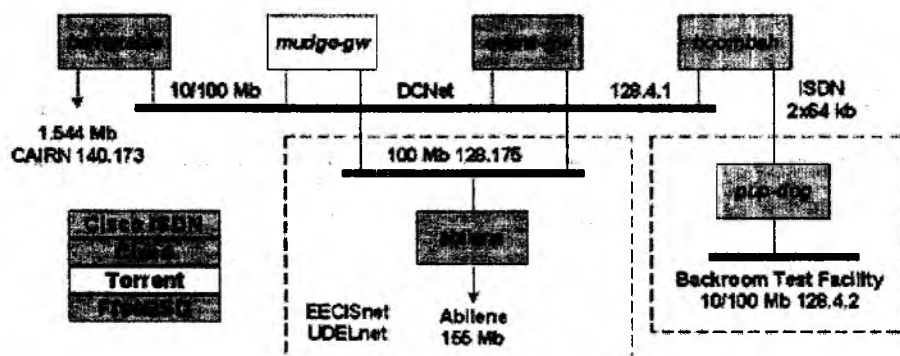


Рис. 3

На данный момент через Интернет доступно около 116 первичных серверов синхронизации времени по протоколу NTP, физически расположенных по всему миру. Порядка 161 сервера – серверы второго уровня (stratum 2).

Однако вся эта сеть серверов синхронизируется по USNO. Для украинского пользователя данные серверы не могут служить эталонами для синхронизации ввиду большого количества промежуточных серверов. Для уменьшения количества промежуточных узлов имеет смысл интернет-провайдерам установить непосредственное соединение с Украинским Государственным эталоном времени и частоты. Для потребителей, заинтересованных в синхронизации стандартов частоты, а не компьютерных часов, необходимо разработать комплекс аппаратных средств для сопряжения стандарта времени и частоты как внешнего устройства с компьютером. Такое сопряжение даст дополнительные возможности: контроль за стандартом времени и частоты, сбор и обработка статистики и, при необходимости, подстройка стандарта.

С. Г. КУНДЮКОВ, канд. техн. наук, А. Б. ЛУЦЕНКО

ИЗМЕРЕНИЕ АППАРАТУРНЫХ ЗАДЕРЖЕК В РАДИОМЕТЕОРНЫХ СИСТЕМАХ СИНХРОНИЗАЦИИ

Радиометеорный метод синхронизации принадлежит к числу наиболее точных и обладает рядом преимуществ, среди которых можно отметить автономность и сравнительно низкие материальные затраты на создание и эксплуатацию аппаратуры. Теоретические и экспериментальные исследования свойств метеорного радиоканала (кратковременная нестабильность времени распространения, необратимость и др.) подтверждают возможность создания систем синхронизации с погрешностью порядка 1 нс и меньше [1]. Однако существующие в настоящее время радиометеорные системы не в полной мере используют потенциальные возможности канала.

Применение когерентных радиосигналов и фазовых методов измерения времени задержки позволяет снизить случайную помеховую погрешность радиометеорного метода до долей наносекунды. Эта составляющая погрешности может быть дополнительно уменьшена за счет накопления и усреднения результатов. В результате полная погрешность измерения сдвига шкал через метеорный радиоканал определяется в основном аппаратурной систематической погрешностью (АСП). АСП не зависит от алгоритмов синхронизации и составляет для результатов измерения фазовых сдвигов шкал в пункте А:

$$\delta t_{АП}^A = \frac{(\tau_{ПРМ}^A - \tau_{ПРД}^A) - (\tau_{ПРМ}^B - \tau_{ПРД}^B)}{2} = \Delta_{АП}^A - \Delta_{АП}^B, \quad (1)$$

где $\tau_{ПРМ}^A$, $\tau_{ПРМ}^B$ – задержки в приемо-измерительных трактах аппаратуры пунктов А и В; $\tau_{ПРД}^A$, $\tau_{ПРД}^B$ – задержки в трактах формирования и излучения сигналов; $\Delta_{АП}^A = (\tau_{ПРМ}^A - \tau_{ПРД}^A)/2$, $\Delta_{АП}^B = (\tau_{ПРМ}^B - \tau_{ПРД}^B)/2$ – АСП полуккомплектов аппаратуры в отдельных пунктах (А и В).

Использовавшиеся ранее способы пилотирования предполагают выполнение нескольких измерений задержек сигнала в отдельных устройствах или группах устройств с последующим вычислением оценки АСП полуккомплекта аппаратуры в целом. По мере развития методов и схем измерения АСП уменьшалось количество устройств, не охваченных пилотированием, использование измерительной антенны позволило учитывать невзаимность задержек в антенно-фидерных устройствах при приеме и передаче. Однако общий недостаток таких способов – наличие устройств коммутации, не охваченных пилотированием. Кроме того, большинство известных способов не предусматривает измерение задержек в устройствах формирования и измерения временного положения сигналов.

Одним из путей снижения погрешности синхронизации в радиометеорных системах является разработка методов измерения АСП, позволяющих измерять полную АСП полуккомплекта аппаратуры в целом без коммутации и изменения режимов трактов формирования и обработки сигналов. Такой метод может быть реализован на основе алгоритма зеркальной ретрансляции сигналов (ЗРС).

Структурная схема и временная диаграмма, поясняющие принцип измерения полной АСП комплекта аппаратуры одного пункта, приведены на рис 1. Устройство пилотирования (УП), выполняющее ЗРС, принимает радиосигнал, излученный полуккомплектом аппаратуры синхронизации, и переизлучает его, выполнив зеркальную инверсию сигнала во времени относительно опорной метки $t_{ОП}$. Аппаратура синхронизации принимает переизлученный сигнал и измеряет его положение во времени. При подключении аппаратуры и устройства

пилотирования к одному эталону, а также при условии обратимости задержек измерительной антенны (ИА) и канала передачи сигналов между антеннами (основной и измерительной), измеренная аппаратурой пункта A задержка сигнала $s_3(t)$ составит:

$$t_2 = (\tau^A_{ПРМ} - \tau^A_{ПРД}) + 2t_{ОП} + \Delta_{УП}, \quad (2)$$

где $t_{ОП}$ – момент времени, относительно которого производится ЗРС; $\Delta_{УП}$ – АСП устройства, выполняющего ЗРС.

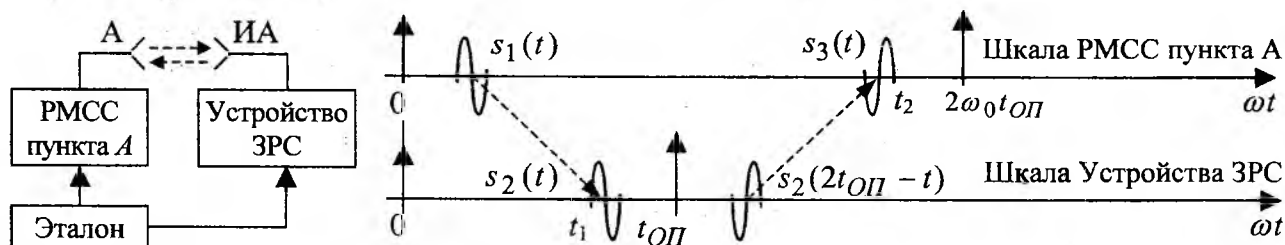


Рис. 1

Из выражения (2) следует, что АСП полукомплекта аппаратуры синхронизации

$$\Delta_{АП}^A = t_2/2 - t_{ОП} - \Delta_{УП}/2 \quad (3)$$

можно определить, если известны и стабильны параметры $t_{ОП}$ и $\Delta_{УП}$.

Поскольку измерительная антенна располагается в одном пункте с основной, уровень сигнала на входе УП достаточно велик, чтобы сделать УП полностью цифровым устройством, соединив антенный вход с АЦП и ЦАП через широкополосные пассивные цепи, хорошо согласованные с антенным входом, и без коммутатора прием/передача. Это позволяет существенно уменьшить необратимость задержки сигнала в тракте измерительной антенны. Высокая стабильность цифрового УП обеспечивается за счет формирования всех необходимых тактирующих сигналов и временных интервалов с использованием сигналов эталона и применения быстродействующих АЦП и ЦАП (апертурная неопределенность современных АЦП составляет десятки пикосекунд).

Предложенный способ измерения АСП имеет недостаток, ограничивающий его применимость в уже существующих радиометеорных системах. Аппаратура синхронизации может без переделки обрабатывать сигналы, переизлученные устройством ЗРС, только в случае, если сигналы синхронизации, применяемые в системе, симметричны во времени. Этому условию удовлетворяет аппаратура МЕТКА-6 [2], разработанная и изготовленная в ХНУРЭ и эксплуатируемая в пунктах Госстандарта Украины и России.

Рассмотренные принципы реализованы в имитаторе метеорного канала синхронизации (ИМКС), разработанном для отладки макетов МЕТКА-6 и исследования их АСП. Его структурная схема приведена на рис. 2. Диапазон рабочих частот имитатора при нелинейности ФЧХ $0,4^\circ$ и неравномерности АЧХ 3 дБ составляет 56,5 – 58,5 МГц (центральная частота $f_0 = 57,5$ МГц). ИМКС для МЕТКИ-6 может работать как в режиме задержки, так и в режиме зеркальной ретрансляции сигналов.

Дискретизация и восстановление выполняются непосредственно на несущей частоте. Частота дискретизации $f_D = 10$ МГц. Для восстановления аналогового сигнала используется последовательность радиоимпульсов с амплитудно-импульсной модуляцией (АИМ),

формируемая быстродействующим ЦАП. Спектр такой последовательности равен произведению спектра восстанавливающего импульса $S_H(\omega)$ на спектр дискретного сигнала [3]:

$$S_{AИМ}(\omega) = \frac{1}{T_D} S_H(\omega) \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_H(\omega + 2\pi n f_D), \quad (4)$$

где $S_H(\omega)$ – спектр исходного непрерывного сигнала.

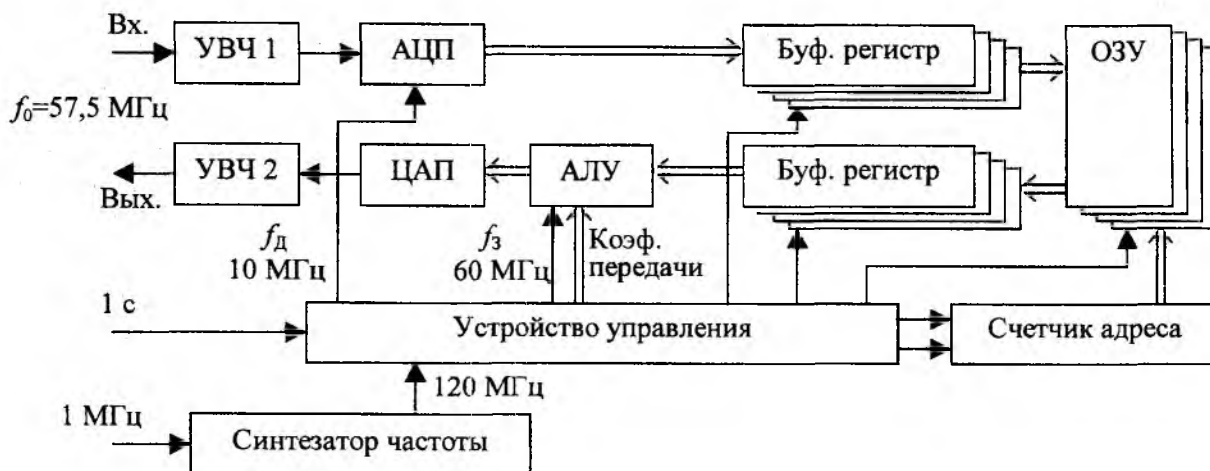


Рис. 2

Для формирования последовательности восстанавливающих радиоимпульсов длительностью $1/f_D$ знак цифровых отсчетов в АЛУ модулируется меандром с частотой $f_3 = 60$ МГц. Частота заполнения выбрана кратной частоте дискретизации, чтобы использовать для модуляции непрерывное колебание (без скачков фазы). Соответствующие спектры дискретного сигнала (1) и восстанавливающего радиоимпульса (2) показаны на рис. 3. В качестве восстанавливающего фильтра используются фильтры приемника аппаратуры МЕТКА-11 (и частично фильтр в УВЧ2 имитатора), выделяющие участок спектра в области f_0 .

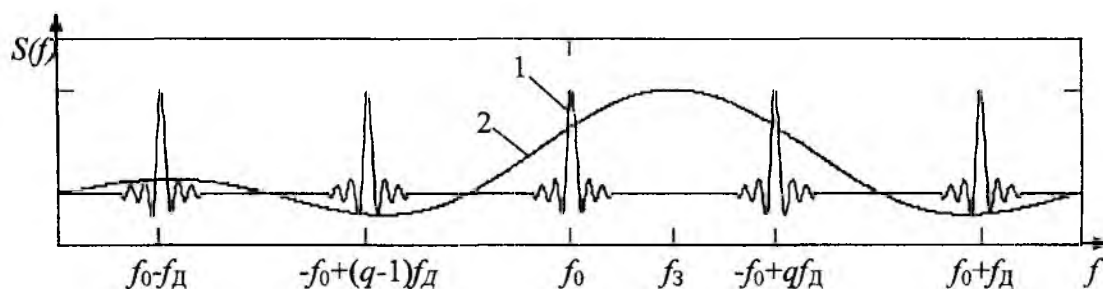


Рис. 3

Коэффициент передачи ИМКС регулируется цифровым аттенюатором (цифровые отсчеты умножаются на задаваемый коэффициент). Синтезатор и устройство управления имитатора синхронизируются сигналами 1 МГц и 1 с, подаваемыми от сличаемого эталона. Для реализации зеркальной инверсии во времени при восстановлении сигнала последовательность цифровых отсчетов считывается из ОЗУ в обратном порядке.

Введен дополнительный режим задержки, в котором, как и при ЗРС, прием и переизлучение сигнала разделены во времени. Преимуществом такого режима является возможность

регулировать время начала считывания данных, сохраненных при приеме зонда МЕТКИ-6, а значит, размещать переизлучаемый сигнал в любом месте в пределах периода зондирования. Максимальная длительность сигнала ограничена величиной $t_{3/C}$, которая составляет приблизительно 3,4 мс. Этого достаточно для работы через ИМКС двух полукомплектов аппаратуры сличения, со сдвигом шкал, обеспечивающим отсутствие перекрытия сигналов во времени.

Измерение временного положения принятого сигнала в аппаратуре МЕТКА-6 выполняется по огибающей радиоимпульсов без внутриимпульсной модуляции. Вследствие нелинейности передающего устройства форма радиоимпульсов искажается таким образом, что передний и задний фронты получаются неидентичными. Вызванная этим несимметричность сигнала во времени приводит к некоторому увеличению погрешности измерения АСП аппаратуры синхронизации с использованием ЗРС.

Более полная реализация возможностей предложенного метода измерения АСП возможна в фазовых радиометеорных системах синхронизации, где для точного измерения временного положения сигнала используется фаза несущей частоты. С учетом этого при разработке фазовой аппаратуры МЕТКА-11 предложен новый способ обработки сигналов при сличении шкал времени и устройство для его реализации [4]. Структурная схема сличения двух эталонов времени с использованием ЗРС и измерительной антенны для пилотирования АСП в каждом пункте приведена на рис 4.

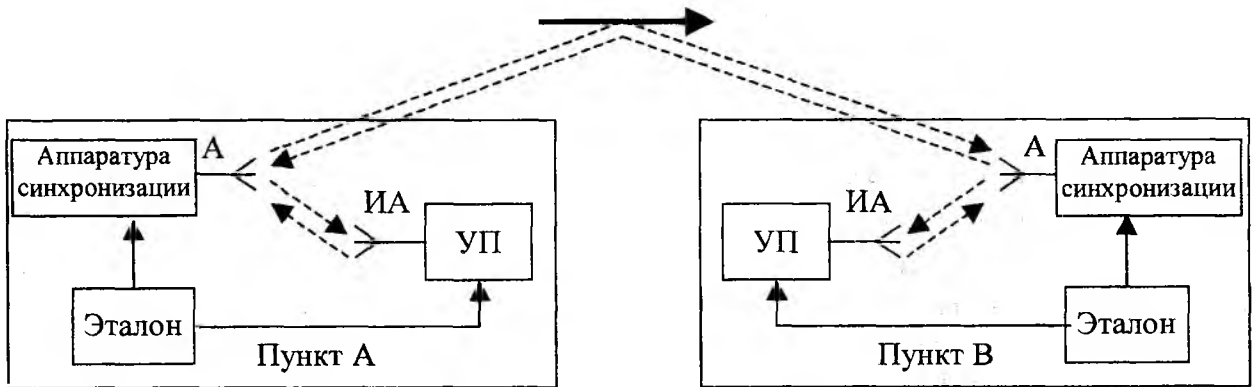


Рис. 4

Временная диаграмма встречного алгоритма измерения сдвига шкал с пилотированием АСП посредством ЗРС приведена на рис. 5. При пилотировании каждого полукомплекта сигнал сличения излучается аппаратурой синхронизации и через измерительную антенну поступает в устройство пилотирования (УП), которое выполняет ЗРС относительно опорной метки времени $t_{ОП}$, сформированной из сигналов эталона. Полукомплект аппаратуры принимает ретранслированный сигнал и измеряет его временное положение:

$$t_{1П}^A = (\tau_{ПРМ}^A - \tau_{ПРД}^A) + 2t_{ОП} + \Delta_{УП}^A; \quad t_{1П}^B = (\tau_{ПРМ}^B - \tau_{ПРД}^B) + 2t_{ОП} + \Delta_{УП}^B, \quad (5)$$

где $\Delta_{УП}^A$ и $\Delta_{УП}^B$ – АСП устройств пилотирования в пунктах А и В.

При сличении измеряется временное положение t_1^A и t_1^B сигналов, полученных через метеорный радиоканал, выполняется обмен между пунктами скорректированными результатами $(t_1 - t_{1П})$ и вычисляется оценка сдвига шкал эталонов:

$$\hat{\Delta T}^{AB} = (t_1^A - t_{1П}^A) - (t_1^B - t_{1П}^B) - \hat{\Delta}_{УП}^{AB}, \quad (6)$$

где $\hat{\Delta}_{УП}^{AB}$ – поправка, равная предварительно измеряемой оценке разности $\Delta_{УП}^A - \Delta_{УП}^B$.

Поскольку и при сличении и при пилотировании сигналы точного времени проходят через одни и те же тракты полуконспекта аппаратуры, работающие в идентичных режимах, их АСП исключается при вычитании $(t_1 - t_{1П})$ и не содержится в получаемой оценке $\hat{\Delta T}^{AB}$. В результате АСП оценки сдвига шкал определяется величиной неисключенной составляющей АСП блоков пилотирования.

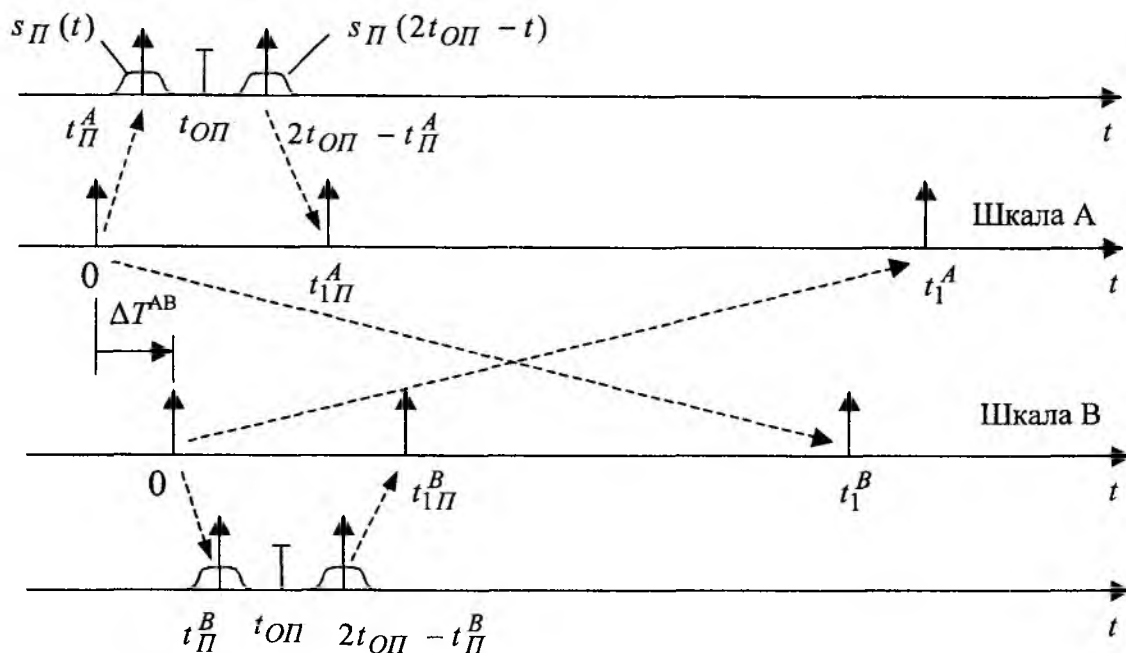


Рис. 5

Величина $\hat{\Delta}_{УП}^{AB}$ может быть непосредственно измеряема без привлечения дополнительного измерительного оборудования, если оба УП свезены в один пункт. Такая ситуация обычно имеет место на этапе изготовления и отладки системы. В дальнейшем для периодического контроля $\hat{\Delta}_{УП}^{AB}$ может использоваться дополнительное УП, поочередно размещаемое во всех сличаемых пунктах.

Структурная схема устройства пилотирования, входящего в состав полуконспекта аппаратуры МЕТКА-11, приведена на рис. 6. В отличие от имитатора, УП является неотъемлемой составной частью макета МЕТКА-11, необходимой для реализации используемого алгоритма сличения. При этом АСП измерения сдвига шкал определяется нестабильностью величины $\Delta_{УП}$.

Несущая частота сигналов аппаратуры МЕТКА-11 45,5 МГц. Входной и выходной фильтры УП сделаны широкополосными. Основное ограничение ширины спектра входного сигнала происходит в радиопередающем устройстве аппаратуры синхронизации, а в качестве восстанавливающего фильтра для сигнала, формируемого УП, используются фильтры приемника. Это приводит к уменьшению задержки в аналоговой части самого УП и повышению его стабильности. Высокая частота дискретизации (60 МГц) позволяет использовать для восстановления аналогового радиосигнала видеоимпульсы с АИМ, формируемые в ЦАП. Длительность восстанавливающих импульсов $1/f_D$ приблизительно равна 3/4 периода несущей частоты.

В УП применены быстродействующие преобразователи фирмы Analog Devices: 8-разрядный АЦП AD9057 и 10-разрядный ЦАП AD9760. В устройстве управления, выполняющем и счет адреса ОЗУ, используется сигнальный процессор ADSP2181. ОЗУ содержит две микросхемы памяти по 64К со временем выборки 16 нс, которые опрашиваются поочередно. При этом частота счета адреса составляет 30 МГц.

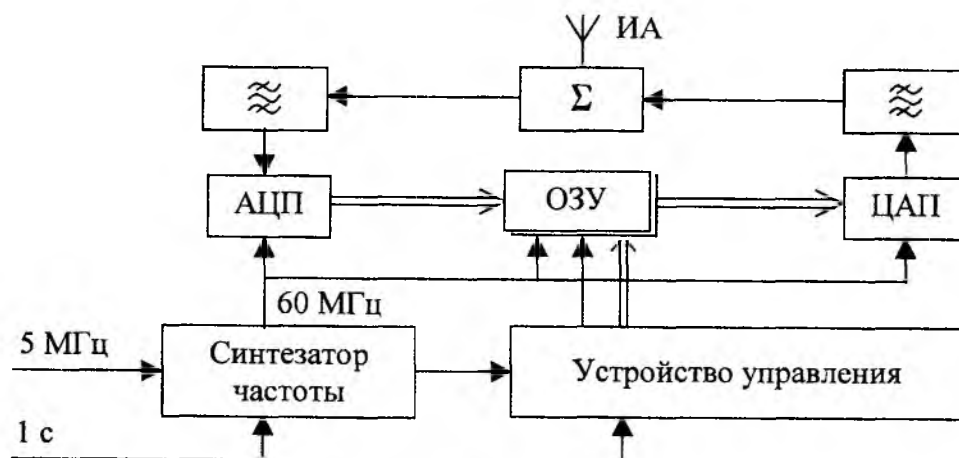


Рис. 6

Продолжительность $t_{3/C}$ приема (и переизлучения) сигналов в УП составляет $\sim 2,2$ мс. В режиме пилотирования аппаратура МЕТКА-11 в начале периода зондирования излучает импульс ДЧС. УП сохраняет принятую реализацию и, выполнив зеркальное обращение во времени, переизлучает ее 4 раза в течение того же периода зондирования. Это позволяет аппаратуре МЕТКА-11 выполнить 4 единичных измерения $t_{1П}$ за период зондирования с последующим усреднением. Временной сдвиг между переизлучаемыми сигналами выбран так, чтобы аппаратура синхронизации принимала их с разной начальной фазой.

Для экспериментальной проверки использованного способа компенсации АСП проведено два сеанса измерений с использованием двух полукомплектов аппаратуры МЕТКА-11, расположенных в одном пункте и работающих друг на друга через метеорный радиоканал (локационный режим или режим с нулевой базой). Поскольку оба полукомплекта использовали общую шкалу времени, формируемую стандартом частоты, измеряемый сдвиг шкал априорно известен и равен нулю. Таким образом, результаты измерений характеризуют погрешность измерения сдвига шкал аппаратурой МЕТКА-11. Получены средние за сеанс оценки сдвига шкал 1,35 нс и 1,22 нс (для первого и второго сеансов), что подтверждает эффективность разработанного способа компенсации АСП.

Список литературы: 1. Оценка кратковременной нестабильности времени задержки сигналов при метеорном распространении радиоволн / В. В. Бавыкина, Б. Л. Кашеев и др. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 120. С. 25 – 32. 2. Новый комплекс аппаратуры для сличения эталонов времени и частоты по радиометеорному каналу / Б. С. Дудник, Б. Л. Кашеев и др. // Измерительная техника. 1986. № 4. С. 15 – 16. 3. Цикин И. А. Дискретно-аналоговая обработка сигналов. М.: Радио и связь, 1982. 160 с. 4. Патент України 20380 А, G 04 С 11/02. Спосіб обробки сигналів при зв'язанні шкал часу та пристрій для його реалізації / Б. С. Дудник, Б. Л. Кашеев та ін. № 95094289; Заявл. 26.09.95; Опубл. 15.07.97.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 17.10.2002

УДК [523.68 +621.396]

Б. Л. КАЩЕЕВ, д-р. техн. наук, С. В. КОЛОМИЕЦ

ОБНАРУЖЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ЧАСТИЦ И КРИТЕРИИ ОТБОРА МЕТЕОРНЫХ ПОТОКОВ

Введение

Существует гипотеза о поиске межзвездных частиц из кинематических рассуждений. Возможно, 75 % межзвездных частиц, которые наблюдаются на Земле, распределены в интервале эксцентриситетов от 1 до 1,1. Приводятся результаты поиска орбит межзвездных частиц в соответствии с критериями, основанными на анализе орбитальных элементов и на ограничениях, связанных с условиями наблюдения таких частиц на Земле. Апробация поиска была сделана на различных выборках из наблюдательного материала объемом свыше 7 тысяч гиперболических и параболических орбит харьковского электронного радиометеорного каталога. Доказательства вероятности присутствия межзвездных метеороидов связаны с повышением точности радиолокационных измерений и применением специальных методик отбора.

1. Радиометеорные исследования в Харькове

Проблемная научно-исследовательская лаборатория (с 2002 г. научно-учебный центр радиотехники) Харьковского национального университета радиоэлектроники (ХНУРЭ), сотрудники которой сорок пять лет под руководством профессора Б.Л. Кашеева проводят радиолокационные исследования метеоров, располагает уникальным харьковским электронным орбитальным каталогом [1]. Этот каталог содержит первичную информацию, скорости, радианты и орбиты 250 000 радиометеороидов с массой от 0,001 г до 0,00001 г. Эти данные были зарегистрированы в течение радиолокационных наблюдений 1972-1978 г.г. [2]. Они были получены импульсно-дифракционным методом при базовых наблюдениях на трех разнесенных приемных пунктах. Астрономические азимуты пунктов следующие: 214° (4,32 км), 270° (главный), 290° (8,42 км). Географические координаты радиолокационной установки - 49° 24 ' 50 « с.ш. и 36° 51 ' 30 « в.д. Метеорная автоматическая радиолокационная система (МАРС) была создана в 1971-1972 г.г. в Харьковском Институте радиоэлектроники (ХИРЭ). В течение 1966-1993 г.г. название института было ХИРЭ. В течение 1993-2001 г.г. его название было Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ), с 7.08.01 - ХНУРЭ. Более подробная информация об этом в сети Интернет по адресу: <http://www.kture.kharkov.ua> или <http://www.kture.edu.ua>

МАРС был первой автоматической радиометеорной системой в Украине. Система включала две автоматические радиолокационные подсистемы, действующие в режиме реального масштаба времени. Первой была подсистема для изучения численности радиометеоров и притока метеорной материи. Второй была подсистема автоматического измерения скоростей и координат радиантов индивидуальных метеоров. Реализованы одновременные вычисления параметров индивидуальных орбит метеороидов. В течение 1972-1978 г.г. этой системой было зафиксировано более чем 20 миллионов метеоров и определено сотни тысяч орбит метеороидов. Использовались радиосигналы, отраженные от недоуплотненных ионизированных метеорных следов. Полученные орбитальные данные характерны для слабых метеоров до $+12^m$. Радиовеличина таких метеоров соответствует электронной линейной плотности следов $\alpha > 10^{11}$ эл.м⁻¹. Нижний предел обнаружения масс метеороидов орбитальной подсистемой - $5 \cdot 10^{-6}$ г. Номинальные параметры МАРС [2] даны в табл. 1. Стандартное отклонение измерения было оценено по результатам наблюдений метеоров известных потоков (Геминид, Квадрантид, Орионид). Случайные среднеквадратичные ошибки измерения экваториальных координат радианта индивидуального метеора приняты как в [3]:

$$\alpha\delta = \pm 2,0^\circ; \quad \sigma\alpha = \pm 2,0^\circ \sec \delta. \quad (1)$$

Таблица 1

Рабочая частота	31,1 МГц	Длительность импульсов	30 микросекунд
Мощность передатчика в импульсе	До 1 МВт	Усиление антенн	250
Частота повторения импульсов	500 Гц	Чувствительность приемника	5 мкВ (при соотношении сигнал/шум=2)

Кусочно-линейная аппроксимация среднеквадратичной погрешности определения его наблюдаемой скорости согласно [2] описывается уравнением

$$\sigma v = \begin{cases} 2,5 - 0,05v; v \leq 20 \text{ км/с}, \\ 2,5 - 0,05v; v \in (20...30) \text{ км/с}, \\ 1,0 \text{ км/с}; v \in (30...40) \text{ км/с}, \\ 0,05v - 1,0; v \in (40...50) \text{ км/с}, \\ 0,125v - 4,75; v \geq 50 \text{ км/с}. \end{cases} \quad (2)$$

Но в действительности случайные среднеквадратичные погрешности харьковских измерений скоростей индивидуальных спорадических метеороидов [4] гораздо меньше, чем из (2). Зависимость оценок σv от v согласно статистическому анализу [3] результатов этих измерений приведена в табл. 2.

Таблица 2

$v, \text{км/с}$	$\sigma v, \text{км/с}$	$v, \text{км/с}$	$\sigma v, \text{км/с}$	$v, \text{км/с}$	$\sigma v, \text{км/с}$	$v, \text{км/с}$	$\sigma v, \text{км/с}$
19-21	0,5	31-33	0,4	57-59	0,5	63-65	0,7
26-27	0,5	37-39	0,3	59-61	0,4		

Согласно этому методу среднеквадратичная погрешность гелиоцентрической скорости индивидуального метеора σV_h не должна превышать 0,2-0,3 км/с. Погрешности радиоизмерений, оцененные по наблюдениям метеорных потоков, часто завышены [3]. Для проверки точности расчета гиперболических орбит по результатам наблюдений были взяты данные о скоростях и метеорных орбитах, полученных радиометодом в Харькове. Для вычислений было принято, что погрешности измерений равны следующим значениям

$$\sigma v \cdot v^{-1} = 0,02; \quad \sigma\alpha = 2,1^\circ; \quad \sigma\delta = 1,7^\circ. \quad (3)$$

Были вычислены среднеквадратичные погрешности определения скорости и координат радианта, эксцентриситета (4) и других параметров орбиты.

$$\sigma e = \frac{1}{2ae} \left\{ \sigma^2 p + \frac{\sigma^2 a}{a^2} \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

В табл. 3 приведены среднеквадратичные погрешности скоростей, координат радиантов и орбитальных элементов для метеороидов, зарегистрированных различными методами: 1-фотографическим в Одессе и Душанбе [5-6]; 2 - радиолокационным в Харькове (наблюдения метеорного потока Геминид) [7]; 3 - радиолокационным в Харькове (вычисление по аналитическим формулам, средние величины для эллиптических орбит) [3]; 4 - радиолокационным в Харькове (индивидуальные гиперболические орбиты) [4]; 5 - радиолокационным в Обнинске [8]; 6- фотографическим (наблюдения Персеид)[9]; 7 - радиосистемой AMOR [10].

Величины у радиометеоров [4] усредненные, с учетом хвостов функции распределения погрешностей. Точность индивидуальных орбит иногда лучше. Можно встретить такие

минимальные величины, как $\sigma V_g < 1,5$ км/с, $\sigma Z < 0,5^\circ$, $\sigma A < 0,5^\circ$, $\sigma V_h < 1$ км/с. В работах [3-5, 8] показано, что точность каталогов орбит радиометеоров не хуже, чем точность фотографических каталогов, а иногда лучше. Точность орбит каталогов может быть улучшена повышением точности вычислений (если исходные параметры известны), т. е. применяя улучшенный алгоритм и константы [4].

Т а б л и ц а 3

N	V_g , км/с	σA°	σZ°	$\sigma \alpha^\circ$	$\sigma \delta^\circ$	σe	$\sigma(1/a)$ а.е. ⁻¹	σi°	$\sigma \omega^\circ$
1	0,6			0,5	0,5	0,052	0,054	2,12	2,46
2	2,0			2,7	2,4	0,028	0,15	5,6	4,3
3	1,4					0,25	0,12	6,6	
4	2,4	1,8	4,2			0,205	0,253	7,0	7,6
5	1,6			2,0	2,0	0,04	0,08	3,0	4,0
6	0,6			0,5	0,05	0,048	0,050	1,78	1,92
7	5%(v_h)							2	2

2. Данные по гиперболическим орбитам

Большинство метеоров, наблюдаемых инструментально, связано с Солнечной системой. Тем не менее, Солнечная система не замкнута. Она проницаема для частиц и даже крупных тел, летящих внутрь и наружу. Так как метеороиды с гиперболической гелиоцентрической скоростью могут иметь обычные геоцентрические скорости [4, 11], возможность зарегистрировать гиперболические метеоры больше не связывают с большими погрешностями определения их скорости. Присутствие межзвездных частиц в наблюдательных данных не подтверждено до сих пор потому, что точность измерений и вычислений не достаточна для подтверждения достоверности этих данных. Эта проблема известна как проблема гиперболических метеороидов, но реально это проблема гиперболических орбит пылевых частиц в Солнечной системе. Нет ни одной достаточно точной орбиты малого тела, достоверно классифицированной как реально гиперболическая. То, что и межзвездные частицы, и те частицы, которые покидают Солнечную систему, могут иметь гиперболические орбиты, довольно усложняет анализ данных по таким орбитам. Проблема межзвездных метеороидов становится составной частью проблемы гиперболических орбит, потому что трудно обнаружить пекулярное движение Солнца в распределениях всех гиперболических орбит. В соответствии с теорией захвата [12], захваченные в Солнечную систему тела будут иметь эллиптические и почти параболические орбиты. Это делает поиск межзвездных частиц еще более сложным. Рост числа гиперболических орбит с увеличением количества данных может быть либо реальным, либо результатом накопления ошибочных данных. Анализ образования гиперболических орбит в Солнечной системе показывает, что их число не может превышать несколько процентов. Чем меньше масса метеороидов ($M \ll 1$ г), тем больше существует механизмов (световое давление и другие негравитационные эффекты, возмущения Солнца и Луны в сфере земного притяжения), которые могут трансформировать их орбиты в гиперболические, но такие тела труднее обнаруживать.

По оценкам Всехсвятского [13] межзвездные метеоры должны наблюдаться практически ежедневно. В этом случае метеороиды с $e \gg 1$ должны присутствовать среди наблюдаемых тел. По другим оценкам [14-15], наоборот, эксцентриситеты гравитационно сфокусированных межзвездных орбит должны быть сконцентрированы к единице. Орбиты, которые стали гиперболическими из-за возмущений от сближений с планетами [16], ожидаются имеющими также эксцентриситеты $e \sim 1$. Возможным механизмом происхождения гиперболических метеороидов с $V_h > 57$ км/с является столкновение двух астероидов [17].

Современные астрономические открытия качественно подтвердили гипотезу [13] о происхождении гиперболических метеороидов из-за вулканической эруптивности как на спутниках планет, так и в Галактике. Имеющиеся данные по звезде Геминге указывают

непосредственную связь между веществом, выброшенным во время взрыва этой сверхновой и открытыми микрометеороидными потоками Аресибо-частиц [19] и Улис-частиц [20]. Пылевые эксперименты на борту Улиса и других космических кораблей зарегистрировали значительный поток β -метеороидов с межзвездными гиперболическими орбитами в интервале масс $10^{-16} - 10^{-8}$ г [21]. Метеорные исследования на радиолокационной системе Аресибо в 1997 г. подтверждают существование гиперболических метеороидов с массами $10^{-11} - 10^{-6}$ г. Радиолокационная система AMOR действует ежедневно в Южной полусфере и дает возможность изучать характеристики групп частиц с массами $\geq 10^{-7}$ г, пришедших из бесконечности внутрь Солнечной системы [10].

Процентное содержание исследуемых гиперболических орбит зависит от точности измерений и вычислений. Оказывается, что в точных фотографических данных гипербола – 1-2%, в менее точных фотографических данных – до 10%, так же как в радиометеорных каталогах иногда от 2 до 24 % [16, 22]. Также есть данные наблюдений по гиперболам, полученные фотографическими и радиометодами в Киеве [15], Казани и Харькове [4]. Радарные наблюдения уступают лучшим фотографическим наблюдениям в точности измерения, но они значительно превосходят их по статистической обеспеченности результатов и позволяют регистрировать более слабые метеоры. Увеличение относительного числа гиперболических орбит в радиокаталогах по сравнению с фотографическими может быть следствием не только больших погрешностей измерений, но и более благоприятных условий для регистрации метеорных тел с гиперболическими орбитами. Вместе с тем верхняя граница возможности пронаблюдать реальные гиперболические орбиты при радиоизмерениях не может превышать теоретические оценки вероятности встречи Земли с такими орбитами.

Гиперболические орбиты есть в телевизионных метеорных каталогах [23]: почти 15% в японском каталоге, который включает наблюдения 1990-1994 г.г. в и 12% – в канадском каталоге. Согласно Эпику знаменитый метеорит Пултуск – единственное тело с уверенно определенной гиперболической скоростью [24]. Также уместно упомянуть 98 гиперболических комет каталога Марсдена и гиперболические орбиты в других кометных каталогах. Опубликовано несколько каталогов орбит гиперболических метеороидов. Среди них каталог Всехсвятского, состоящий из 78 орбит [13], каталог Симакиной, состоящий из 38 гиперболических орбит [25], одесский каталог транспланетных радиантов 737 гиперболических метеоров [18]. Имея больше данных, можно изучать распределение гиперболических орбит, даже если каждая орбита не очень точная. Накопленные к настоящему времени наблюдательные данные по телам с гиперболическими орбитами неоднородны и недостаточно обширны, чтобы сделать какие-то значимые окончательные выводы.

3. Критерии распознавания реальных гиперболических орбит

Оценка эффективности механизма образования гиперболических орбит в Солнечной системе может быть сделана косвенно. Одним из косвенных критериев является число узлов тестируемых орбит [26]. Гиперболическая орбита в противоположность эллиптической может пересекать эклиптическую плоскость только в одной точке. Для гиперболической орбиты метеороида, имеющей два узла, можем найти возмущающие силы в эклиптической плоскости, которые могли трансформировать в гиперболу ее первоначальную, возможно, негиперболическую орбиту. В Харькове предложен метод разделения данных с использованием радиус-векторов восходящего и нисходящего узлов. Возмущающая планета определяется по близости радиус-вектора одного из узлов орбиты метеороида к радиус-вектору этой планеты. В табл. 4 приведены орбитальные параметры метеорных тел с $e \geq 1$ образованные планетными возмущениями Марса (1-4), Юпитера (5-7) и Сатурна (8-9) по харьковским данным 1975-1976 г.г. в соответствии с методикой Штола [16].

Идея, что любая планета Солнечной системы способна трансформировать орбиту в гиперболу, подтверждается в [11, 26] оценками падающего потока частиц, чьи гиперболические орбиты стали результатом трансформации их начальных орбит в сферах влияния планет.

Таблица 4

N	Дата	Время	V_h , км/с	i°	ω°	e	p , а.е.	q , а.е.	R , а.е.
1	16.08.76	12:23	47	88	99	1,33	1,23	0,55	1,56
2	02.09.76	05:10	45	74	259	1,19	1,22	0,56	1,56
3	07.09.76	03:05	42	13	79	1,04	1,19	0,58	1,51
4	09.09.76	02:15	43	32	260	1,10	1,20	0,57	1,52
5	03.02.75	16:44	44	61	123	1,11	1,59	0,75	4,05
6	07.02.75	01:50	43	9	49	1,06	1,67	0,81	5,59
7	19.03.76	07:51	42	132	227	1,00	1,63	0,84	4,54
8	12.06.75	13:48	57	26	113	2,09	1,82	0,60	8,09
9	19.06.76	13:37	68	53	108	2,02	1,85	0,51	8,99

Существует гипотеза о возможности обнаружения межзвездных частиц из кинематических соображений. Это дает 46,6 км/с как наименьший предел гелиоцентрической скорости межзвездных метеороидов. Следовательно, если гелиоцентрическая скорость метеороида превышает параболическую скорость более чем на 10 км/с, это тело может быть межзвездного происхождения [22]. Кроме того, концентрация метеорных радиантов к апексу Солнца ($\lambda=272^\circ$, $\beta=57,5^\circ$) должна наблюдаться для межзвездных метеороидов. Если метеороиды межзвездного пространства были извергнуты из звездных систем, можно ожидать, что радианты этих метеоров будут сконцентрированы в плоскости Галактики. Несколько потенциальных исходных областей межзвездных метеороидов можно постулировать [13, 19, 26].

Для частицы, входящей в Солнечную систему из межзвездного пространства и попадающей на Землю (т. е. движущейся из апекса), распределение межзвездных метеороидов по эксцентриситету орбит и перигелийному расстоянию было рассчитано в статье [15] для различных долгот Земли (дат наблюдений). Было получено, что наиболее вероятные наблюдаемые периоды обнаружения межзвездных метеороидов будут в марте и сентябре. Эксцентриситеты орбит таких межзвездных частиц не должны превышать величину 1,1.

Компьютерные методы поиска метеорных потоков [1,3] могут использоваться для поиска групп межзвездных частиц. Компьютерный поиск потоков был впервые введен Саутуортом и Хоккинсом в 1965 г. Использовался метод кластер-анализа, основанного на поиске близлежащих соседних орбит, взаимосвязанных в пятимерном пространстве (e, q, i, ω, Ω). Авторы ввели универсальное расстояние D_{AB} между двумя точками в пятимерном пространстве (e, q, i, ω, Ω) и вычислили все возможные расстояния между этими точками. Потом все пары, которые удовлетворяли условию $D < D_s$, где D_s -предусмотренное оговоренное наибольшее допустимое расстояние в фазовом пространстве, группируются вместе либо непосредственно, либо косвенно, образуя кластер (метеорный поток). Для D_{AB} используется алгоритм (5)

$$D_{AB}^2 = (e_A - e_B)^2 + (q_A - q_B)^2 + \left(2 \sin \frac{1}{2 \cdot I_{AB}}\right)^2 + (e_A + e_B)^2 \left(\sin \frac{1}{2 \cdot \Pi_{AB}}\right)^2, \quad (5)$$

где A и B - две орбиты, которые сравниваются; I_{AB} - угол между орбитальными плоскостями; Π_{AB} - различие между долготами перигелия, измеренного от пересечения орбит. Этот алгоритм часто упоминается как D - критерий [1, 3] и его следует применить для поиска группирования среди метеороидных орбит, имеющих эксцентриситет, близкий к единице.

4. Харьковские гиперболические орбиты метеоров

Из 250 тысяч орбит, обнаруженных метеорной автоматизированной радиолокационной системой ХИРЭ с января 1972 г. по декабрь 1978 г. зарегистрировано более чем 7 тысяч орбит с $e > 0,8$ для метеороидов с массами $> 10^{-6}$ г. Распределение геоцентрической скорости V_g

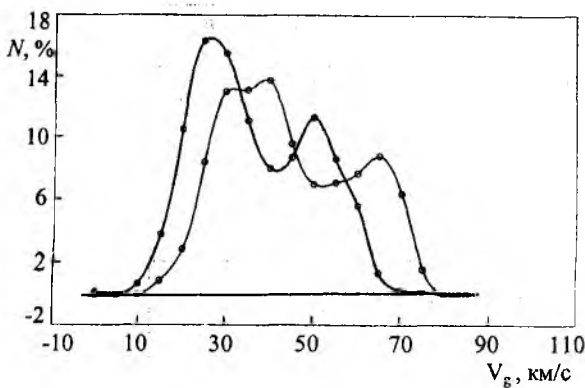


Рис. 1

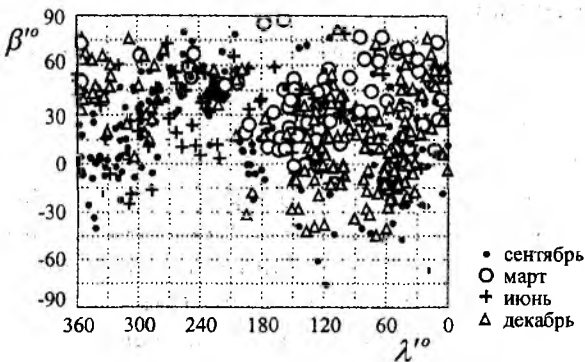


Рис. 2

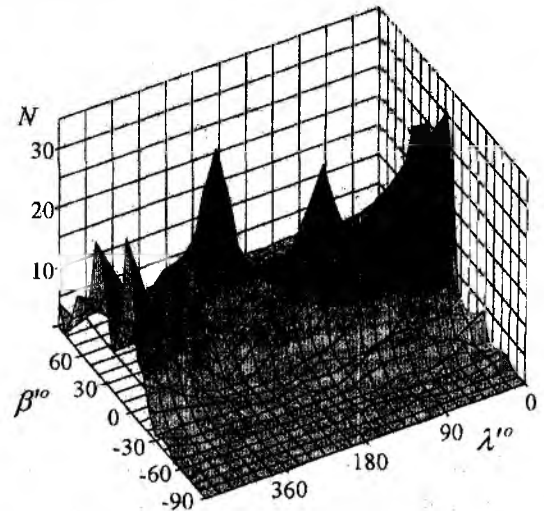


Рис. 3

для метеороидов с гиперболическими орбитами лишь незначительно смещено к большим скоростям по сравнению с распределением V_g для эллиптических орбит, что видно из рис.1. Физический фактор замечаемости радиометеоров является функцией наблюдаемой скорости и зенитного расстояния радианта. Геометрический фактор замечаемости есть функция, главным образом, склонения радианта при круглосуточных наблюдениях [7]. Различия между распределениями гиперболических и эллиптических орбит метеороидов по азимуту, зенитному расстоянию и склонению радианта несущественны [2, 4]. Упомянутая выше аналогия учета факторов избирательности в распределениях орбит всех метеоров и метеороидов с гиперболическими орбитами позволяет использовать харьковские данные без учета селекции при сравнении различных параметров гиперболических и эллиптических орбит между собой. При анализе распределения по гелиоцентрической скорости уместно вспомнить, что довольно много орбит имеют погрешности по индивидуальным оценкам меньше, чем средняя величина $\sigma V_h = 2$ км/с. В соответствии с харьковскими данными хвост функции распределения по скорости тянется до $V_h \sim 90$ км/с, но главный максимум распределения V_h лежит в пределах от 40 км/с до 50 км/с. Вероятность обнаружения межзвездных метеороидов в соответствии с [15] была изучена. Возможно на рис. 2 присутствует некоторое число межзвездных метеороидов среди наблюдаемых периодов: 20 дней перед и 20 дней после 21 марта; 22 июня; 23 сентября; 22 декабря. Распределение на рис.3 по координатам радианта (α', β') для гиперболических орбит ($1 < e < 1.1$) в эклиптической гелиоцентрической системе координат может использоваться для вывода о концентрации метеорных радиантов к апексу пекулярного движения Солнца и некоторым другим областям возможных источников.

«Гиперболические» метеороидные орбиты в Харькове изучались на выборках различного объема отобранных по приведенным критериям: $a < 0$, $e \geq 1$ и $a > 0$, $0,9 < e < 1$. Был использован набор из 533 эллиптических орбит (данные 1975 г. с $0,9 = e < 1$). Он был отобран с использованием харьковского эллиптического орбитального каталога [2]. Все 7911 почти параболические и гиперболические отобранные орбиты относятся к семилетнему периоду. Число наблюдаемых гиперболических орбит изменяется в течении года приблизительно так же, как общее число орбит с минимумом в первой половине года. Процент гиперболических орбит изменяется в течении года от 1,2 до 4,8 (для 1975 г.). Средний годовой процент гиперболических орбит составляет 2,8% от общего числа орбит. Исследовалось распределение различных выборок гиперболических метеорных орбит по эксцентриситету. В 1972-1978 г.г. были обнаружены 1102 метеороида с гиперболическими орбитами с $1 < e < 1.1$. На рис.4. приведено распределение их параметров: перигелийного расстояния q , истинной аномалии ν , наклона орбиты i , гелиоцентрической скорости V_h , эксцентриситета e , аргумента перигелия ω (N – число орбит).

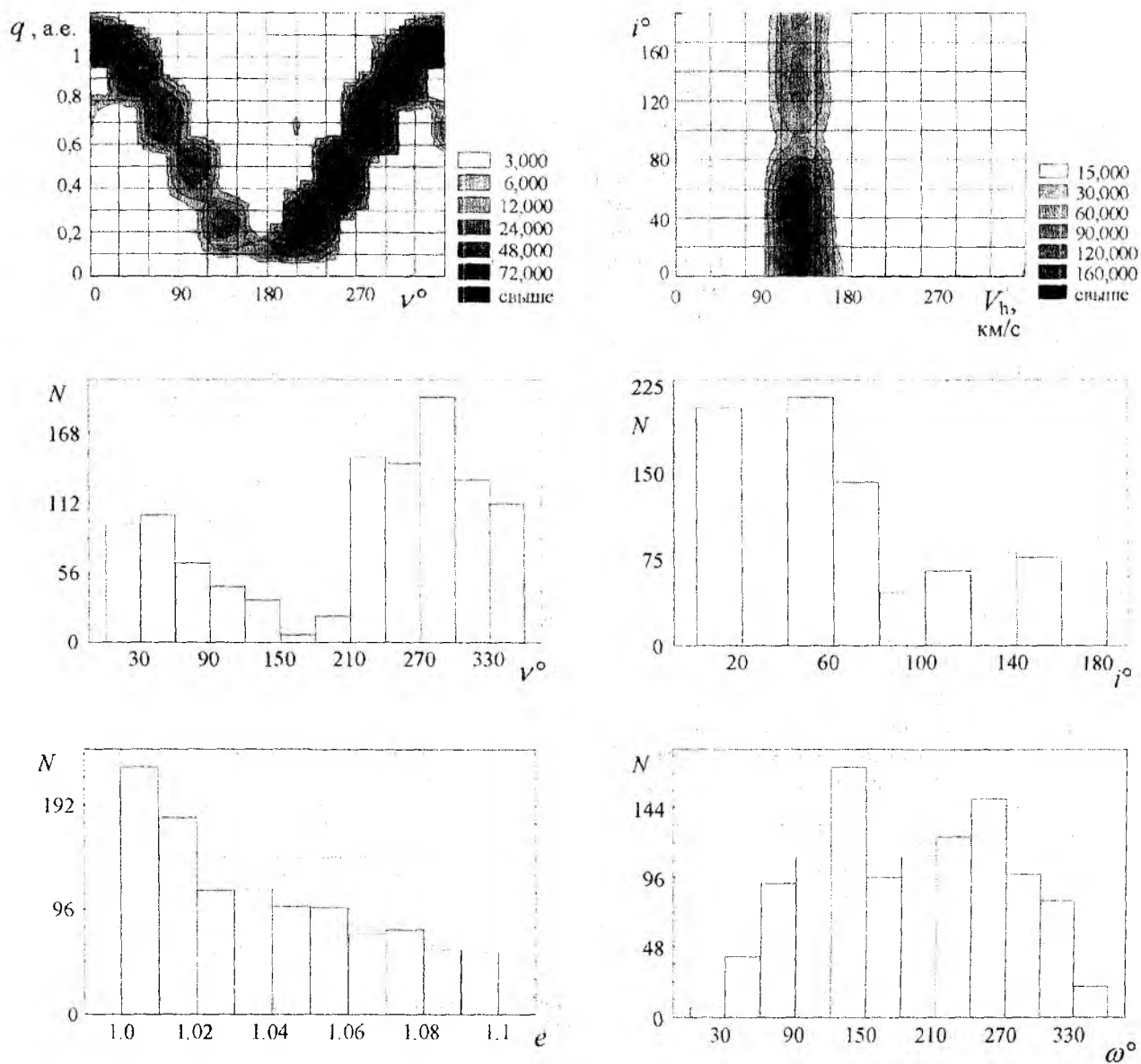


Рис. 4

Среди 7911 орбит, содержащихся в базе данных, 2300 имеют эксцентриситет $1 < e < 2$, а у 28 орбит $e > 5$. В 1975 г. зарегистрированы 15 орбит с $5 < e < 7$. В пользу реальности наличия гиперболических орбит в харьковских данных свидетельствует явное различие распределений числа орбит по элонгации радианта от солнца для гиперболических и для эллиптических орбит с $0,9 < e < 1$ [11].

Заключение

Результаты исследований, проведенных в ХНУРЭ, подтверждают, что среди метеорных данных, зарегистрированных радиолокационным методом, возможен поиск реальных гиперболических орбит. Следует отметить преимущества базы радиолокационных данных, связанные с высокой статистической обеспеченностью этого метода, и недостатки, обусловленные ограниченной точностью радиометеорных измерений. Необходимы новые критерии отбора межзвездных метеороидов. Проблема гиперболических метеоров ставит новые задачи. Комплекс орбит метеороидов с эксцентриситетом, близким к единице, может служить материалом как для отбора межзвездных частиц, так и для поиска родительских тел на окраинах Солнечной системы.

Список литературы: 1. *Voloshchuk Yu.I., Kashcheyev B.L., Podolyaka V.A.* A Meteor Complex Near Earth's Orbit: Sporadic Background, Streams, and Associations. I. The Technique for Selection of Streams and Associations from a Large Sample of Individual Meteor Orbits // *Solar System Research*. Vol.29, N 5. P. 382 – 391, 1995. 2. *Кащеев Б.Л., Ткачук А.А.* Результаты радиолокационных наблюдений слабых метеоров. Каталог орбит метеоров до +12 m. Материалы мирового центра данных Б. М.: ВИНТИ, 1980. 232 с. 3. *Волощук Ю.И., Кащеев Б.Л., Кручиненко В.Г.* Метеоры и метеорное вещество. Киев: Наукова думка, 1989. 296 с. 4. *Кащеев Б.Л., Ткачук А.А., Коломиец С.В.* О проблеме гиперболических метеоров // *Проблемы космической физики*. 1982. Вып. 17. С. 3 – 15. 5. *Babadzanov P.B., Kramer Y.N.* Some Results of Investigations of Instantaneous Meteor Photographs // *Physics and dynamics of meteors*. Dordrecht (Holland): D. Reidel Publ. Co. 1968. С. 128 – 142. 6. *Катаев Л.А.* Исследование метеоров в атмосфере Земли фотографическим методом. Ленинград, 1966. 334 с. 7. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с. 8. *Лебединец В.Н.* Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры. Ленинград: Гидрометеиздат, 1980. 248 с. 9. *Бабаджанов П.Б.* Фотографические наблюдения Персеид // *Бюллетень Института астрофизики*. 1958. №26. С. 13 – 20. 10. *Baggley W.J.* The Interstellar Particle Component measured by AMOR // *Proceedings «Meteoroids 1998»*. Bratislava, 1999. P. 265 – 273. 11. *Андреев Г.В., Кащеев Б.Л., Коломиец С.В.* Противоречия проблемы гиперболических метеоров // *Метеорные исследования*. 1987. № 13. С.93 – 104. 12. *Радзиевский В.В., Томагов В.П.* К вопросу о происхождении почти параболических комет // *Астрономический журнал*. 1970. Том 7, № 2. С. 1094 – 1099. 13. *Всехсвятский С.К.* Эруптивные процессы в Галактике и гиперболические метеоры // *Проблемы космической физики*. 1978. Вып. 13. С.141 – 146. 14. *Белькович О.И., Потапов И.Н.* Ожидаемое распределение элементов орбит межзвездных частиц в Солнечной системе // *Астрон. вестник*. 1985. Т. 18, № 3. С.206 – 210. 15. *Казанцев А.М.* Возможность обнаружения межзвездных метеороидов // *Кинематика и физика небесных тел*. 1998. С. 82 – 88. 16. *Stohl J.* On the problem of hyperbolic meteors // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 1970. Vol. 21. P. 10 – 17. 17. *Казанцев А.М., Шербаум Л.М.* Поиск механизма происхождения ярко выраженных гиперболических орбит метеоров // *Астрон. вестн.* 1990. Том. 24, № 1. С. 72 – 78. 18. *Краммер Е.Н., Шестака И.С., Маркина А.К.* Орбиты метеоров по фотографическим наблюдениям 1957 – 1983. Каталог. // Материалы мирового центра данных Б. М.: ВИНТИ, 1986. 186 с. 19. *Mathews J.D. and al.* Possible Origins of Low Inclination Antapex Micrometeors Observed Using The Arecibo UHF Radar // *Proceedings «Meteoroids 1998»*. Bratislava, 1999. P.79 – 82. 20. *Grun E.* Dust Detection From Space Vehicles // *Meteoroids And Their Parent Bodies*. 1992. Bratislava, 1993. P. 349 – 356. 21. *Mann I.* The Out of Ecliptic Distribution of Interplanetary Dust and its Relation to Other Bodies in the Solar System // *Earth, Moon And Planets*. 1995. Vol.68, N1 – 3. P. 419 – 426. 22. *Hajdukova. M.Jr.* On the Hyperbolic and Interstellar Meteoror orbits // *Proceedings «Meteoroids 1998»*. 1999. P. 61 – 64. 23. *Sarma T., Jones J.* Double –station Observations of 454 TU Meteors // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 1985. Vol. 36, N9. P. 103 – 115. 24. *Мак-Кинли Д.* Методы метеорной астрономии. М.: Изд.-во «Мир», 1964. 384 с. 25. *Симакина Е.Г.* О гиперболических орбитах метеоров // *Астрон. вестник* 1968. Том.2, № 3. С. 153 – 157. 26. *Andreyev G.V., Kashcheyev B.L., Kolomiyets S.V.* Hyperbolic Meteoroid Flux Near Earth Orbit // *Abstracts for IAU Symposium 160: Asteroids, Comets, and Meteors, Belgirate (Novara), Italy, June 14 – 18 1993*. P. 12.

С. И. БАБКИН, канд. техн. наук, Г. В. ГРУША, канд. физ.-мат. наук,
Е. Г. ПРОШКИН, д-р техн. наук

РАДИОАКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ АНТЕННЫ

Введение

Существование в реальной атмосфере вертикальных градиентов скорости ветра и поворота вектора ветра с высотой приводят к искривлению траектории распространения акустических импульсов, излучаемых при радиоакустическом зондировании (РАЗ) пограничного слоя. След этой траектории на подстилающей поверхности – кривая движения фокального пятна, создаваемого отраженными электромагнитными волнами, параметры которой неизвестны и меняются во времени. Для зондирования в таких условиях в качестве нового метода РАЗ ранее было предложено применение поля радиоприемных антенн; результаты экспериментальных измерений приведены в [1,2].

При разработке профилеров радар-РАЗ наряду с методом качания луча также применялось вертикальное зондирование на основе многоэлементной антенны (SAD-методика). Многие исследователи считают, что SAD-методика имеет преимущества в точности измерения параметров ветра [3] и оценке профилей вертикальных турбулентных потоков [4]. Обработка сигналов, принимаемых такой антенной, основана на применимости корреляционного анализа в предположении гауссовой формы корреляционной функции [5].

Для измерения температуры воздуха, скорости и направления ветра во всем пограничном слое с точностью, требующейся экологами для диффузионных расчетов распространения загрязняющих примесей (0,1 – 0,3 К по температуре воздуха, 0,2 – 0,5 м/с по скорости горизонтального ветра, $(1-5)^0$ по направлению ветра) в ПНИЛ ЗА разрабатывалась система РАЗ с многоэлементной антенной, причем, в основу метода определения параметров ветра положено измерение амплитуд сигналов, одновременно принимаемых при прохождении фокального пятна по антенному полю [6].

В данной работе обсуждаются некоторые результаты разработки : специфика вторичной пространственной обработки принимаемых сигналов, достижения в моделировании антенного поля, обеспечивающие оптимальное соотношение максимальных высот зондирования и требуемой точности измерения атмосферных параметров.

Радиоакустическое зондирование в условиях влияния атмосферного ветра

Первые методы компенсации ветрового сноса акустического пакета, излучаемого системами радиоакустического зондирования, сводились к различным модификациям расположения антенн (вынос приемной радиоантенны, вынос передающей акустической антенны). При этом удавалось повысить предельную высоту как вертикального, так и наклонного зондирования до тех пор, пока отклонения акустического пакета были невелики и условие зеркальности отражения электромагнитных волн обеспечивало взаимное перекрытие фокального пятна и апертуры приемной антенны. Поэтому эффективность таких методов, реализованных в большом количестве экспериментальных систем РАЗ, оказалась ограниченной.

Принципы и опыт зондирования системами РАЗ с полем приемных радиоантенн

В системах с выносом одной из антенн было реализовано два способа: выдвижение приемной радиоантенны на расстояние $2D = 2V\Delta t$ в направлении приземного ветра и выдвижение акустической антенны на расстояние $D = V\Delta t$ в поперечном направлении, где D – смещение акустического импульса за время Δt , V – скорость горизонтального ветра.

Применение подвижного акустического излучателя, предложенное в разработках ПНИЛ ЗА в 1985 году, используется во многих современных температурно-ветровых профилерах. Однако точность амплитудных методов измерения скорости ветра такой системой РАЗ зависит от ряда факторов, связанных со структурой и расположением пятна сфокусированного электромагнитного излучения.

Установки РАЗ с полем радиоприемных антенн являются стационарными и смещение фокального пятна в этом случае равно $2D = 2V\Delta t$. С учетом этого для зондирования верхней границы атмосферного пограничного слоя $z_{\max} \approx 1-2 \text{ км}$ требуется площадка для поля приемных антенн с линейным размером $L = 2V \frac{z_{\max}}{C}$, то есть от $6V$ до $12V$ (скорость звука $C \approx 340 \text{ м} \times \text{с}^{-1}$). При таких оценках пренебрегают вертикальным градиентом скорости ветра;

более строго, смещение фокального пятна на высоте $z_{\max}$ равно $L = \frac{2}{C} \int_0^{z_{\max}} V(z) dz$ (в реальных

условиях $z \frac{dC}{dz} \ll C$). Таким образом, при одинаковой скорости ветра в системах с полем

радиоприемных антенн могут достигаться в два раза меньшие высоты за одинаковый период времени Δt , чем в системах с выдвигной акустической антенной. Однако несомненным преимуществом в применении поля приемных антенн являются: 1) возможность перехвата фокального пятна при очень больших сносах ветром акустического пакета; 2) возможность вести одновременное измерение температуры воздуха и компонент горизонтального ветра в одном и том же зондируемом объеме; 3) стационарность системы, в результате чего не требуется перемещение антенн, приводящее к снижению оперативности метода РАЗ.

В зависимости от используемого информационного параметра сигнала различают частотные (многолучевые) и амплитудные измерения скорости ветра методом РАЗ. В системах вертикального зондирования с антенным полем, которое может считаться многоэлементной радиоприемной антенной, информационным параметром является либо непосредственно принимаемая амплитуда сигнала, либо скорость дрейфа фокального пятна по антенному полю, определяемая корреляционным анализом. Экспериментальные системы РАЗ с обработкой первым методом имели 36 [1] и 475 [2] зеркальных параболических антенн, размещенных на квадратных площадках. По нормали к каждой из сторон размещались акустическая и радиопередающая антенны. По данным [1] расчетная погрешность определения горизонтальной скорости ветра – около $0,1 \text{ м} \times \text{с}^{-1}$, а его направления около 1° , высота регистрации – около 1 км. При измерениях предельная высота зондирования значительно снижалась с ростом скорости ветра. Опыт работы с многоэлементной антенной, состоящей из 64 рупоров, системы радар-РАЗ с частотно-модулированным непрерывным излучением (FMCW) описан, например, в [4,5]. Основные результаты, полученные в этих работах: сравнительные измерения скорости ветра – корреляционные и доплеровским содаром – показали хорошее согласие до высот 400 м, а погрешность измерения вертикальных потоков вертикальным зондированием антенной, разделенной на 4 секции, содержащей 4×4 антенных рупора, – в два раза меньше в сравнении со сканирующими измерениями.

Определение параметров ветра по координатам истинного максимума фокального пятна

В зависимости от размеров передающих и приемных антенн возможны случаи, когда фокальное пятно перекрывает апертуру одной антенны или апертуры нескольких антенн одновременно, хотя бы и частично. При этом координаты истинного максимума фокального пятна $\{x, y\}$ чаще всего не совпадают с координатами определенной антенны сети $\{x, y\}$,

принявшей сигнал максимальной амплитуды. Два разработанных для такой модели антенного поля алгоритма расчета координат истинного максимума, отличающихся от предложенного в [1], даны в следующих пунктах. Для перехода к параметрам горизонтального ветра (абсолютная величина $V = |\vec{V}|$ и угол $\psi = \arctg \frac{V_y}{V_x}$ относительно заданного направления на площадке антенной сети OX) нами введена поправка на разнос передающих антенн l_0 , важная при определении вертикальных профилей скорости ветра в случае небольших значений сноса фокального пятна:

$$V = \frac{C(z)}{2z} \sqrt{\tilde{y}^2 + (\tilde{x} - l_0)}, \quad \text{tg} \Psi = \frac{\tilde{y}}{\tilde{x} - l_0}. \quad (1)$$

Интерполяционная обработка амплитудной информации

При температурном зондировании основная функция антенного поля – простое перехватывание фокального пятна для того, чтобы на входе радиоприемного устройства был создан сигнал, который после усиления и фильтрации в приемнике оказался достаточным для регистрации доплеровского сдвига частоты по всему интервалу зондирования.

При измерении параметров ветры после аналого-цифрового преобразования входных данных может проводиться интерполяционная обработка амплитуд сигналов, одновременно принятых в течение некоторого периода усреднения. При этом достаточно малым должно быть отношение шага сети d к радиусу фокального пятна на подстилающей поверхности ρ , для которого в теории формирования сигналов РАЗ [7] предложено соотношение:

$$\rho = \left(a_t^2 + 4a_s^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где a_t и a_s – радиусы апертуры передающих радио- и акустической антенн. Формула (2) соответствует гауссовому распределению интенсивности поля в плоскости апертуры. Ранее квадратичная интерполяция (аппроксимация распределения интенсивности параболой) применялась в [1]. В ходе нашего исследования изучалась возможность применения двумерной квадратичной интерполяции многочленами Лагранжа и Бесселя в процессе оптимизации топологии антенного поля для повышения точности регистрации центра фокального пятна. Рассмотрены возможные структуры ячеек поля, определяемых положением фокального пятна относительно узлов сети $N \times N$ антенн с координатами $\{x_m, y_n\}$, где $m, n = 1 \dots N$.

Применение априорной информации для пространственной обработки сигналов

Другой алгоритм определения координат истинного максимума фокального пятна был разработан на основе гауссового распределения интенсивности фокусируемого излучения [8]:

$$I = I_0 \exp \left\{ - \frac{(x - \tilde{x})^2 + (y - \tilde{y})^2}{\rho^2} \right\}. \quad (3)$$

В результате точного решения системы нелинейных алгебраических уравнений относительно неизвестных $\tilde{x}$, $\tilde{y}$, I_0 вида:

$$(x_j - \tilde{x})^2 + (y_j - \tilde{y})^2 = \rho^2 \ln \frac{I_0}{I}$$

в трех узлах ячейки сети ($j = 1, 2, 3$) с экспериментально измеренными интенсивностями принятых сигналов I_j для координат истинного максимума получены выражения:

$$\tilde{x} = A_{23}^{-1} \left\{ \rho^2 \ln \begin{bmatrix} b \\ I^3 \\ \frac{2}{a} I^c \\ I^3 \\ 3 \end{bmatrix} - A_{13} \right\}, \quad \tilde{y} = A_{32}^{-1} \left\{ \rho^2 \ln \begin{bmatrix} b \\ I^2 \\ \frac{2}{a} I^e \\ I^2 \\ 3 \end{bmatrix} - A_{12} \right\}, \quad (4)$$

где $A_{ij} = a_i b_j - b_i a_j$; параметры a_i, b_j, c, e – линейные комбинации координат регистрирующих антенн. Применение априорной информации позволяет избавиться от методической погрешности интерполяционной процедуры и требования малости параметра d/ρ .

Аналитическое исследование погрешности измерения скорости ветра

При обработке амплитудных измерений в многоэлементной антенне погрешность измерения скорости ветра равна:

$$\sigma_V = \frac{\sqrt{\sigma_{\Delta R}^2 + 4V^2 \sigma_{\Delta t}^2}}{2\Delta t}, \quad \sigma_\psi = \frac{C}{2Vz} \sigma_{\Delta R}, \quad (5)$$

где $\Delta R = \sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2}$ – снос центра сфокусированного излучения. Учитывая, что при квадратичной интерполяции $\sigma_{\Delta R} \approx d\varepsilon$, фактором, определяющим методическую погрешность, является мажоранта ε остаточного члена интерполяционной формулы. Аппаратурная погрешность σ измерения интенсивности создает дополнительную ошибку измерения:

$$\sigma = \frac{1}{|I_m|^2} \sqrt{|I_{m+1} - 1|^2 \sigma_{m+1}^2 + |I_{m-1} - 1|^2 \sigma_{m-1}^2}.$$

Приближенно аппаратурная компонента погрешности $\sigma_{\Delta R} \approx d\sigma$. При выборе алгоритма пространственной обработки на основе априорной информации аппаратурная компонента погрешности аппроксимируется выражением: $\sigma_{\Delta R} \approx \frac{\rho^2}{\sqrt{2}d} \frac{\sigma_I}{I}$.

Особенности температурного зондирования

Особенностью при температурном зондировании системами РАЗ с многоэлементной антенной является разнос между передающей и приемной антеннами радиоканала, меняющийся при распространении зондирующего пакета по трассе регистрации метеовеличин. Наличие разноса антенн радиоканала бистатистических систем создает дополнительную погрешность измерения температуры воздуха на небольших высотах. Действительно, между направлением излучения электромагнитных и акустических волн возникает небольшой угол, вследствие чего измеряется не скорость движения зондирующего акустического пакета, а ее

проекция на направление распространения радиоволн. При зондировании с многоэлементной антенной, кроме того, фокальное пятно может перемещаться по подстилающей поверхности от одной антенны к другой под действием сноса акустического пакета ветром на большие расстояния. В реальной атмосфере постоянство скорости ветра и неизменность его направления в слое зондирования крайне редки. Поэтому и усиление скорости ветра с ростом высоты, и поворот ветра приводят к необходимости определения конкретных значений возникшего разноса (путем идентификации одной или нескольких радиоантенн сети, принявших сигнал с заданной высоты измерения). Значение разноса антенн радиоканала B , поправку на которое необходимо вводить в алгоритм расчета скорости звука по доплеровскому сдвигу радиочастоты, фактически равно длине вектора, равного сумме векторов между передающими радио- и акустической антеннами и между акустической антенной и центром фокального пятна, координаты которого определяются пространственной обработкой согласно одному из приведенных в данной статье алгоритмов. В явном виде связь значения разноса с координатами центра фокального пятна $\{\tilde{x}, \tilde{y}\}$ и расстоянием между передающими антеннами l_0 можно выразить следующим образом:

$$B = \sqrt{\tilde{y}^2 + (l_0 + \tilde{x})^2}.$$

В данном случае, как и при определении параметров ветра по координатам центра фокального пятна, не учитываются повороты и деформации акустических волновых фронтов в реальной атмосфере.

Оптимизация технических параметров антенной сети системы РАЗ экологического мониторинга АПС

При моделировании параметров антенной сети проводилось согласование энергетического потенциала системы и коэффициентов усиления антенн для охвата высотного диапазона 1-2 км. Для системы РАЗ была принята частота 440 МГц. В соответствии с требованиями подгонки под условие Брэгга акустическая частота должна быть близкой к 1 кГц.

Согласование значений излучаемых мощностей, коэффициентов усиления антенн, количества длин волн в акустическом импульсе велось на основе формулы Маршалла. При вариировании излучаемой акустической мощности для компенсации возможного ослабления турбулентностью атмосферы принимаемой мощности сигнала РАЗ предел ее роста определялся появлением эффекта нелинейного поглощения энергии акустических волн [7].

Если в схеме с равными коэффициентами усиления (КУ) всех радиоантенн при чувствительности радиоприемного устройства $(0,33 - 1,3) \times 10^{-14}$ Вт выбрать следующие значения технических параметров акустического канала системы РАЗ:

- излучаемая акустическая мощность 10 Вт,
- количество длин волн в импульсе 100 – 300,
- КУ акустической антенны 23 дБ,

то для радиоканала при моделировании воздействия турбулентности и вариировании КУ радиоантенн до 23 дБ получают значения излучаемой радиомощности:

- 1) в условиях слабой (термической) турбулентности..... 10 Вт,
- 2) в условиях сильной (динамической) турбулентности..... 1-10 кВт.

Разрешающая способность измерений температуры и скорости ветра по высоте такой системы РАЗ 34 – 100 м.

Минимальная высота зондирования определяется пересечением диаграмм направленности антенн (около 20 м при небольшом ветре).

Приведем краткие результаты моделирования для экологического мониторинга атмосферы. Размещение поля радиоприемных антенн на площадке 30×30 м² может обеспечить регистрацию скоростей ветра в диапазоне от $30 \text{ м} \times \text{с}^{-1}$ до $5 \text{ м} \times \text{с}^{-1}$ в зависимости от высоты в

слое 100 ...1000м. На больших высотах (от 1000 м до 2000 м) может регистрироваться диапазон скоростей ветра от 5 мкс^{-1} до $2,5 \text{ мкс}^{-1}$. Численным анализом показано, что приемлемая точность измерения скорости ветра ($\sigma_V < 0,2 \text{ мкс}^{-1}$) и направления ветра ($\sigma_\psi < 3^\circ$) обеспечиваются точностью измерения сноса пятна $\sigma_{\Delta R} \leq 0,1 \text{ м}$ при $V > C/z$ и погрешности измерения интенсивности поля около 10%.

Выбор диаметра фокального пятна $2\rho = 4,8 \text{ м}$ согласно (3) соответствует уровню 0,6 интенсивности электромагнитного поля в плоскости апертуры многоэлементной антенны при диаметре передающих антенн 3 м (ширина диаграммы направленности по мощности $2\theta_a = 7,5^\circ$ и $2\theta_t = 15^\circ$). В результате было предложено радиоприемное поле с количеством антенн 15×15 ($d = 2,1 \text{ м}$; $d/\rho = 0,87$; $\sigma_{\Delta R} < 0,5 \text{ м}$) и 21×21 ($d = 1,4 \text{ м}$; $d/\rho = 0,6$; $\sigma_{\Delta R} < 0,1 \text{ м}$).

При обработке с априорной информацией фактически требуется только появление сигнала достаточного уровня в любых трех антеннах, что позволяет снизить количество элементов сети до $8 \times 8 \dots 10 \times 10$ и создает возможность уменьшения числа каналов приемника, обрабатывающих одновременно перехватываемые сигналы.

Приведенные результаты оптимизации и первый из предложенных алгоритмов пространственной обработки сигнала учитывались при разработке структурной схемы и аппаратуры установки РАЗ в ПНИЛ ЗА.

Заключение

На основе проведенных теоретических исследований применение вертикального зондирования системой РАЗ выбранных технических характеристик с многоэлементной радиоприемной антенной эффективно при измерении температуры, скорости и направления ветра в АПС. При разработке оптимальной конструкции многоэлементной антенны для экологического мониторинга согласование технических задач с выбором одного из приведенных алгоритмов обработки позволяют сочетать требования практичности (уменьшения количества элементов сети) и повышения точности измерений.

Список литературы: 1. Исии Е, Ямасаки Я., Кодзима Ю. и др. Система дистанционного измерения высотных профилей ветра и температуры // Нихон мусэн гихо (яп.). 1984. № 22. С. 37 – 41. 2. Tanahashi K., Masuda I. and Inuki H. et al. Analysis of an acoustic wave front in the atmosphere to profile the temperature and wind // Proc. 5th int. conf. antennas and propag. (ICAP 87). 1987. Heslington, March 30 Apr. 2, P. 2, London. P. 339 – 342. 3. R.I. Doviak, S.A. Cohn, C.I. Holloway and Latis R.I. The Theory of Spaced Antenna Profilers; Theoretical Calculation of their Performance and Comparison with Doppler Beam Swinging Profilers // COST-76 Profiler Workshop. 1997. Engelberg, May 12-16, Ext. Abstracts, V.1, P. 102 – 105. 4. Hirsch L., Peters G. Estimation of momentum-flux profiles using the Doppler-Beam-Swinging technique and the Multiple-Receiver technique a Radar – RASS wind profiler // Там же, С. 115 – 118. 5. Hirsch L. Spaced -Antenna-Drift measurements of the horizontal wind speed using a FMCW-Radar-RASS // Proc. 8th Int. Symp. on Acoustic Remote Sens. (ISARS' 96) .1996. May 27 – 31, Moscow , P. 3.23 – 3.28. 6. Бабкин С.И., Груша Г.В., Прошкин Е.Г. Оптимизированное антенное устройство для системы радиоакустического зондирования пограничного слоя атмосферы // Межд. конф. «Теория и техника антенн»:Тез.докл.1995. 21 – 23 ноября, Харьков. С. 116. 7. Каллистратова М.А., Кон А.И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 187 с. 8. Бабкин С.И., Груша Г.В. Применение параметрической априорной информации для пространственной обработки сигналов // 3-я Межд. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации»:Тез.докл. 1997. 16 – 18 сент., Харьков-Туапсе., С. 63.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 03.07.2002

В. М. КАРТАШОВ, канд. техн. наук

АНАЛИЗ И ВЫБОР ЗОНДИРУЮЩИХ СИГНАЛОВ РАДИОАКУСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

При проектировании радиоакустической станции разработчик прежде всего оказывается перед необходимостью выбора видов зондирующих колебаний, обеспечивающих возможность решения поставленной задачи по измерению параметров атмосферы имеющимися или наиболее простыми средствами. Другим, альтернативным методом нахождения сигналов, удовлетворяющих предъявляемым требованиям, является их синтез.

Критерием качества векторных сигналов, синтезируемых с использованием методов, рассмотренных в [1], выступает функция рассеяния [2]. Вид желаемой функции рассеяния выбирается исходя из имеющегося опыта решения теоретических и практических задач в данной области, понимания особенностей функционирования радиоакустических систем, знаний в области теории сигналов. Чем полнее понимание, богаче опыт и глубже знания, тем лучше, по-видимому, удастся формализовать и воплотить в функции рассеяния требования к аппаратуре, особенности систем данного вида, замыслы и стремления разработчика. При таком подходе, естественно, остается значительный простор для интуиции исследователя и инженера.

Как известно, причиной специфических ошибок измерения температуры атмосферы системами радиоакустического зондирования (РАЗ) является дополнительное смещение центральной частоты спектра рассеянного радиосигнала по сравнению с чисто доплеровским смещением, которое наблюдается при изменяющихся по трассе метеоусловиях, вследствие частотной избирательности акустического волнового пакета. Данный вид погрешностей уменьшается по мере приближения значений модуля функции рассеяния

$$F(r, q) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_E\left(\frac{k}{2}\right) S_S^*(k+q) e^{-j\frac{r}{2}k} dk \quad (1)$$

при $r = 0$ к равномерной в некотором диапазоне значений q функции. Здесь S_E – спектр комплексной огибающей радиосигнала E ; S_S – спектр комплексной огибающей акустического сигнала S ; k – пространственная частота; q – параметр расстройки условия Брэгга; r – смещение сигналов по продольной пространственной координате (по дальности).

Будем считать, что электромагнитное излучение является непрерывным и монохроматическим, имеющим спектр $S_E(k/2) = 4\pi\delta(0)$. Как видно из последнего равенства, δ -функция здесь имеет размерность пространственной частоты. Тогда выражение (1) при $r = 0$ будет иметь вид

$$F(0, q) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(0) S_S^*(k+q) dk. \quad (2)$$

На основании фильтрующего свойства δ -функции запишем

$$F(0, q) = S_S^*(q). \quad (3)$$

Будем полагать функцию рассеяния действительной, равномерной на интервале $(-q_1, q_1)$ и равной единице. Применяя преобразование Фурье к (3), получим форму синтезируемого акустического сигнала – его комплексную огибающую

$$S(r) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(0, q) e^{jqr} dq = A \frac{\sin(q_1 r)}{q_1 r}, \quad (4)$$

где A – амплитуда сигнала ($A = 2q_1$).

Данный вид сигнала, как видно, относится к классу фазоманипулированных с изменением фазы на π в точках, где действительная огибающая обращается в нуль. Спектральная плотность такого сигнала равномерна в диапазоне пространственных частот $(-q_1, q_1)$.

Акустический сигнал с равномерной спектральной плотностью в заданной полосе пространственных частот Δk можно рассматривать как «заместитель» точечной радиолокационной цели в указанной полосе: спектральная плотность последней является равномерной на интервале от $-\infty$ до ∞ , а сама точечная цель одинаково успешно отражает падающие на нее электромагнитные волны независимо от их частоты, не изменяя при рассеянии формы спектральной плотности колебаний. Это вызывает некоторые аналогии с аппроксимацией спектральной плотности шума, действующего в полосе пропускания приемника, равномерной функцией в этом диапазоне частот для того, чтобы считать действующий шум белым. Отсюда становятся очевидными сходства математических моделей точечной цели и белого шума.

Синтезированный сигнал, как и синтезированное оптимальное устройство [3], далее целесообразно проанализировать с позиций обеспечения требуемых показателей качества и возможностей его практической реализации.

Практическим недостатком полученного акустического сигнала является наличие длинных «хвостов», отстоящих от основного лепестка. Однако, как показывают результаты моделирования, достаточно плоская форма пространственного спектра получается даже в том случае, если ограничиться только одним боковым лепестком сигнальной функции или его половиной.

Тело рассеяния $Z(r, q) = |F(r, q)|$ акустического сигнала, имеющего комплексную огибающую вида $\sin(r)/r$, и простого радиоимпульса конечной длительности с прямоугольной огибающей представлено на рис. 1. Интересная особенность данного тела – одинаковая форма сечений вдоль осей r и q объясняется тем, что корреляционные интегралы в пространственной и частотной областях включают одинаковые наборы функций, составляющих пары сигнал-сигнал и спектр-спектр, которые взаимопреобразуются в результате преобразования Фурье.

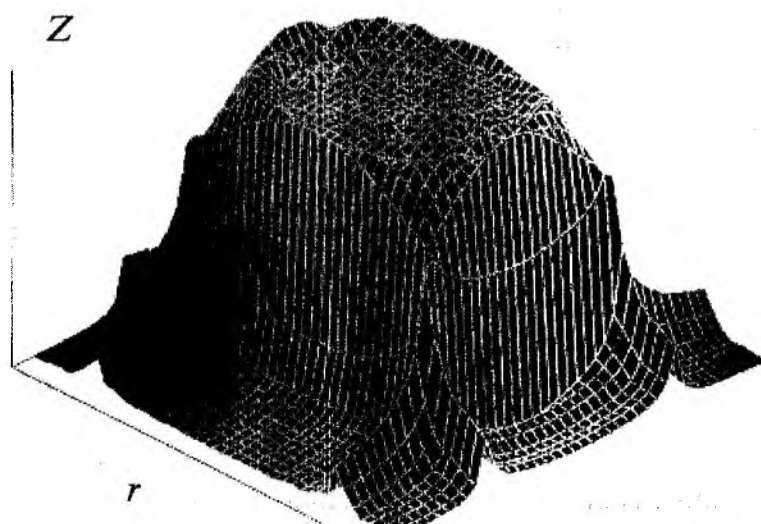


Рис. 1

Для сравнения на рис. 2 приведено тело рассеяния, образованное сигналами, единственным отличием которых от рассмотренного выше векторного колебания является отсутствие в акустическом сигнале фазовой манипуляции.

Как следует из рис. 2, отказ от фазовой манипуляции приводит к «похудению, выпячиванию позвоночника и формированию впалых боков» тела, а следовательно, к существенно ухудшению возможностей системы по защите от изменяющихся в процессе зондирования метеорологических условий.

Использование радиоакустического сигнала с «платообразным» телом рассеяния (рис. 1), напротив, позволит устранить или существенно уменьшить характерную для систем РАЗ погрешность оценивания температуры, порождаемую изменчивостью метеопараметров.

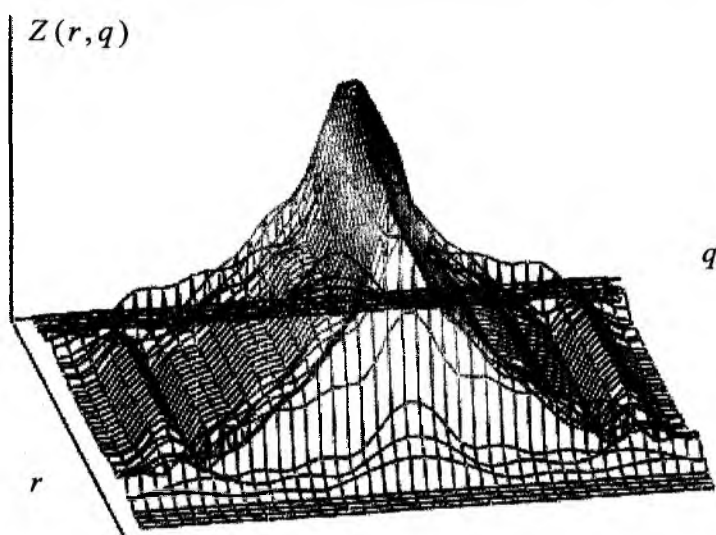


Рис. 2

Задача выбора зондирующих сигналов для радиоакустических систем имеет общие черты как с соответствующей задачей радиолокационных систем, так и систем связи. С последней задачей ее объединяет необходимость выбора ансамбля из двух сигналов — акустического и электромагнитного, также характеризующегося требуемыми взаимокорреляционными свойствами.

Характеристики проектируемой радиоакустической системы определяются обеими составляющими векторного радиоакустического сигнала. При этом на практике выбор следует производить отдельно каждого из сигналов, принимая во внимание особенности рассматриваемых скалярных колебаний и их «ответственность» за определенные участки тела рассеяния, а также учитывая совместные свойства предполагаемой пары, известные из результатов теоретических исследований и натурных экспериментов.

От вида и параметров акустического сигнала в значительной степени зависят следующие характеристики проектируемой системы: диапазон исследуемых дальностей, пространственная разрешающая способность и оперативность измерений, точность оценивания метеопараметров. Использование импульсных звуковых сигналов обеспечивает достаточно простое выделение пространственной области, из которой приходит отраженный радиосигнал, а пространственная протяженность акустического пакета в направлении зондирования определяет пространственное разрешение в этом направлении. Оно может быть легко изменено соответствующим изменением длительности излучаемого акустического импульса. Кроме того, получение информации из спектра отраженного радиосигнала возможно только при использовании одиночного акустического волнового пакета. При излучении непрерывных звуковых колебаний или последовательности импульсов информация о состоянии атмосферы содержится только в амплитуде рассеянного радиосигнала, зависящей от степени выполнения условия Брэгга, а спектр его оказывается сдвинутым на значение частоты звука.

Импульсные звуковые сигналы, используемые в расдарах, могут быть простыми или сложными. Уменьшение длительности простого акустического импульса расширяет его пространственный спектр и улучшает разрешающую способность (по дальности), но ухудшает энергетические показатели системы. Увеличение длительности импульса, напротив, сужает диапазон волновых чисел рассеяния и ухудшает разрешающую способность измерений, но улучшает энергетические показатели системы. В этом состоит характерное для простых акустических сигналов противоречие между дальностью действия системы, с одной стороны, и диапазоном дальностей и разрешающей способностью, с другой. Имея единственный независимый параметр – длительность, они не способны обеспечить требуемое распределение объекта рассеяния по координатам «дальность – пространственная частота».

Поэтому при использовании простых акустических сигналов требуется подстройка частоты под условие Брэгга. Подстройка может осуществляться «быстро» путем изменения частоты электромагнитного сигнала по мере продвижения звукового импульса в атмосфере, или «медленно» – путем изменения частоты акустического сигнала для достижения соотношения Брэгга в некоторой точке пространства или небольшом диапазоне высот. Диапазон значений параметра q , в котором амплитуда рассеянного сигнала не уменьшается ниже заданного порога, может быть определен точно по телу рассеяния либо приближенно по формуле

$$\Delta q = \pi / c_s \tau_s, \quad (5)$$

где c_s – скорость звука; τ_s – длительность акустического импульса.

Использование сложных акустических сигналов позволяет расширить диапазон пространственных частот, а следовательно, диапазон метеорологических условий, в которых амплитуда рассеянного сигнала находится в заданных пределах. Наиболее исследованным в теоретическом и практическом отношении является линейно- частотно- модулированный (ЛЧМ) звуковой пакет, для которого диапазон возможных расстройек определяется соотношением

$$\Delta q = \frac{2\pi}{c_s} \Delta f, \quad (6)$$

где Δf – девиация частоты.

С целью уменьшения пульсаций пространственного спектра и повышения точности измерений целесообразно использовать «предыскажение» структуры сигнала в виде специальной колебательной добавки в закон частотной модуляции. Возможно также использование составного импульса, состоящего из совокупности субимпульсов с различными частотами, являющегося дискретным аналогом линейно – частотно модулированного сигнала.

При использовании ЛЧМ- акустического импульса и измерении дальности до него необходимо принимать во внимание наличие специфической систематической ошибки дальности, свойственной ЛЧМ- сигналу.

Сложный акустический сигнал с фазокодовой манипуляцией (ФКМ) также характеризуется расширенными (по сравнению с простыми импульсами) пространственным спектром и диапазоном значений q , в котором система зондирования сохраняет работоспособность. Однако тело рассеяния получается в этом случае изрезанным, пикоподобным. Наличие значительных по уровню боковых пиков в теле рассеяния может привести к «перепутыванию» одного из них с основным пиком в условиях достаточно малого отношения сигнал-шум или значительной величины флуктуационной составляющей в рассеянном сигнале, что сопровождается появлением аномальных ошибок при оценивании информативных параметров – частоты или времени запаздывания.

Для ФКМ- звуковых сигналов также справедливо выражение (5), но под τ_s здесь следует понимать длительность одного элементарного импульса, входящего в кодированную последовательность. Расчет параметров простых, ЛЧМ- и ФКМ- импульсов для заданных метеоусловий, интегрально выражаемых через величину Δq , следует осуществлять в соответствии с выражениями (5), (6).

Возможно использование других видов «псевдошумовых» звуковых сигналов с целью инвариантной защиты систем РАЗ от изменяющихся метеорологических условий, однако, как правило, все они (как и ЛЧМ- и ФКМ- импульсы) характеризуются неравномерной спектральной плотностью в рабочем диапазоне значений q , что приводит к искажению спектральной плотности рассеянного радиосигнала и появлению специфической погрешности оценивания температуры.

Использование акустического сигнала с комплексной огибающей вида $\sin(r)/r$ и фазовой манипуляцией обеспечивает формирование равномерного в некотором диапазоне значений параметра q сечения тела рассеяния $Z(0, q)$. Акустический волновой пакет в указанном диапазоне значений q отражает как частотно-независимый рассеивающий объект (как точечная цель), не изменяя при рассеянии формы спектральной плотности падающего радиосигнала. Вследствие этого он позволяет устранить характерную для систем РАЗ систематическую погрешность измерения скорости звука и может быть рекомендован к широкому использованию в расдарах различного назначения.

Электромагнитный сигнал радиоакустических систем менее подвержен воздействию изменяющихся метеоусловий и выбирается, исходя из соображений обеспечения качественных измерений соответствующих информативных параметров принимаемого колебания. Для выполнения доплеровских измерений наиболее подходящими видами излучения являются непрерывное монохроматическое излучение, импульс достаточно большой длительности с постоянной частотой заполнения, или импульсная последовательность с малой скважностью. Применение непрерывных колебаний (или достаточно длинного импульса) с точки зрения простоты формирования зондирующего и обработки отраженного сигналов более предпочтительно, чем квазинепрерывного. Однако использование импульсной последовательности с малой скважностью позволяет обойтись одной радиоантенной, сохраняя при этом возможность выполнения измерений на малых дальностях, и обеспечивает значительные энергетические преимущества перед непрерывным излучением за счет устранения влияния паразитного сигнала передающего устройства на приемное. Применяя непрерывное монохроматическое электромагнитное колебание, следует предусмотреть возможность комплексирования амплитудных и доплеровских измерений.

Очень перспективным представляется совместное использование акустического сигнала с комплексной огибающей вида $\sin(r)/r$ и оптимизированной последовательности радиоимпульсов, имеющей малую скважность, которые при одной радиоантенне обеспечивают высокую оперативность, пространственную разрешающую способность и точность измерений. Особенно актуально применение таких сигналов в комбинированных системах «профилер- РАЗ» вследствие расширения диапазона исследуемых высот, прежде всего в сторону малых дальностей, и повышения точности измерений.

При одинаковых формах зондирующих акустического и электромагнитного колебаний и определенном соотношении их пространственных протяженностей рассеянный радиосигнал имеет вид, как и на выходе согласованного оптимального фильтра. Такие векторные радиоакустические сигналы найдут применение при проектировании перспективных радиоакустических станций.

Заметим, что разработка методов исследования и оптимизации зондирующих радиоакустических сигналов позволяет разработчику, используя ПЭВМ в процессе проектирования, конструировать собственное тело рассеяния в соответствии со своими замыслами, устремле-

ниями и предъявляемыми к системе требованиями. Более того, появляется предпосылка для адаптивного построения (выбора) сигналов в процессе функционирования системы, исходя из складывающейся внешней обстановки.

Список литературы: 1. *Карташов В.М* Синтез зондирующих сигналов радиоакустических систем // Радиоэлектроника и информатика. 2001. №3. С. 4 – 6. 2. *Карташов В.М.* Функции рассеяния сигналов систем зондирования атмосферы // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 61 – 65. 3. *Кук Ч., Бернфельд М.* Радиолокационные сигналы: Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1971. 367 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 23.12.2002

УДК 681.52.013

И. В. СТРЕЛКОВСКАЯ, канд. физ.-мат. наук, Т. И. ГРИГОРЬЕВА, С. И. ЗУЕВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ УПРАВЛЕНИЯ В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРПОЛЯЦИОННЫХ СПЛАЙНОВ

Теория оптимального управления для линейных задач разработана достаточно хорошо [1,2] как в предположении детерминистских воздействий и самих систем управления, так и при стохастических воздействиях и системах. Однако многие сетевые элементы, участвующие в задаче моделирования управляющих сигналов или в задачах доставки управляющих сигналов, могут быть описаны лишь нелинейными характеристиками. При решении нелинейных задач возникают трудности при нахождении решений системы линейных неоднородных дифференциальных уравнений, которые решаются известными методами [3,4], применимыми для ограниченного класса функций.

Функция управления $u(t)$ при наличии запаздывания на время τ представляет собой следующую функцию координат системы $S(\bar{x})$:

$$u(t) = f(x_1(t + \tau), x_2(t + \tau), \dots, x_n(t + \tau)), \quad 0 \leq t < \infty, \quad \tau \geq 0.$$

При наличии запаздывания по состоянию системы динамика $S(\bar{x})$ представляется дифференциальным уравнением

$$\frac{d\bar{x}(t)}{dt} = A_1 \bar{x}(t) + A_2 \bar{x}(t - \tau) + B \bar{u}(t),$$

где A_1, A_2 - матрицы состояния, B - матрица управления.

Когда запаздывание сосредоточено в контуре управления, дифференциальное уравнение принимает вид

$$\frac{d\bar{x}(t)}{dt} = A \bar{x}(t) + \bar{u}(t - \tau), \quad (1)$$

где

$$\bar{x}(t) = \begin{pmatrix} x^1(t) \\ x^2(t) \\ \vdots \\ x^n(t) \end{pmatrix}; \quad A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} \end{pmatrix}; \quad \bar{u}(t) = \begin{pmatrix} u^1(t) \\ u^2(t) \\ \vdots \\ u^n(t) \end{pmatrix}.$$

Матричное уравнение (1) можно записать в эквивалентной форме в виде линейной неоднородной системы из n дифференциальных уравнений, где i - уравнение имеет вид:

$$\frac{dx^i}{dt} = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} x^\alpha(t) + u^i(t - \tau), \quad i=1,2,\dots,n. \quad (2)$$

Как известно, системы дифференциальных уравнений (СДУ) вида (2) решаются методом вариации произвольных постоянных и методом неопределенных коэффициентов, применимых для ограниченного класса функций управления $u(t)$. С помощью сплайн - функций (линейных, кубических, В - сплайнов) [5,6] становится возможным находить решение СДУ (2) для более широкого класса функций управления.

Укажем метод нахождения решений СДУ (2). Пусть на отрезке $[a,b]$ заданы функции $u^i(t)$ ($i=1,2,\dots,n$). Зададим сетку разбиения Δ отрезка $[a,b]$ следующим образом: $a = t_0 < \dots < t_N = b$ с шагом $h_j = t_{j+1} - t_j$, где $j=0,1,\dots,N-1$. Построим по известным значениям функции $x^\alpha(t_j) = x_j^\alpha$ интерполяционный сплайн, заданный на сетке Δ . Обозначим

через $S_1^\alpha(t)$ линейный сплайн для функции $x^\alpha(t)$, где $\alpha=1,2,\dots,n$. Сплайн $S_1^\alpha(t)$ на промежутке $[t_j, t_{j+1}]$ записывается в виде [5]:

$$S_1^\alpha(t) = x_j^\alpha(1-p) + x_{j+1}^\alpha p, \quad p = \frac{t-t_j}{h_j}. \quad (3)$$

Проинтегрируем дифференциальное уравнение (2)

$$\int_a^t \frac{dx^i}{dt} dt = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \int_a^t x^\alpha(t) dt + \int_a^t u^i(t-\tau) dt,$$

где $t \in [a, b]$. Отсюда

$$x^i(t) = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \int_a^t x^\alpha(t) dt + \int_a^t u^i(t-\tau) dt + x_o^i.$$

Для вычисления $\int_a^t x^\alpha(t) dt, \alpha=1,2,\dots,n$ заменим функцию $x^\alpha(t)$ линейным интерполяционным сплайном $S_1^\alpha(t)$. Получим

$$x^i(t) = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} \int_{t_j}^{t_{j+1}} S_1^\alpha(t) dt + \int_a^t u^i(t-\tau) dt + x_o^i.$$

Учитывая (3), имеем

$$x^i(t) = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j \int_0^1 [x_j^\alpha(1-p) + x_{j+1}^\alpha p] dp + \int_a^t u^i(t-\tau) dt + x_o^i.$$

Отсюда окончательно найдем решение системы линейных неоднородных дифференциальных уравнений (2) или, что эквивалентно, матричного дифференциального уравнения (1) в виде

$$x^i(t) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j (x_j^\alpha + x_{j+1}^\alpha) + \int_a^t u^i(t-\tau) dt + x_o^i, \quad i=1,2,\dots,n. \quad (4)$$

Аналогичным образом можно найти решения $x^i(t), i=1,2,\dots,n$ СДУ (2), если использовать для интегрирования кубический интерполяционный сплайн $S_3(t)$ класса C^2 (для целого $k \geq 0$ $C^k = C^k[a, b]$ – множество k раз непрерывно дифференцируемых функций на $[a, b]$). На основании того, что кубический сплайн $S_3^\alpha(t)$ на каждом промежутке $[t_j, t_{j+1}]$ представляется одной из формул [5]:

$$S_3^\alpha(t) = (1-p)^2(1+2p)x_j^\alpha + p^2(3-2p)x_{j+1}^\alpha + p(1-p)^2 m_j^\alpha h_j - p^2(1-p)m_{j+1}^\alpha h_j,$$

$$S_3^\alpha(t) = (1-p)x_j^\alpha + px_{j+1}^\alpha - \frac{h_j^2}{6} p(1-p) \times [(2-p)M_j^\alpha + (1+p)M_{j+1}^\alpha],$$

$$\text{где } m_j^\alpha = \left. \frac{dS_3^\alpha}{dt} \right|_{t=t_j}; \quad M_j^\alpha = \left. \frac{d^2 S_3^\alpha}{dt^2} \right|_{t=t_j}$$

решения СДУ (2) получим в виде:

$$x^i(t) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j (x_j^\alpha + x_{j+1}^\alpha) + \frac{1}{12} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j^2 (m_j^\alpha - m_{j+1}^\alpha) + \int_a^t u^i(t-\tau) dt + x_o^i, \quad (5)$$

$i=1,2,\dots,n$

или:

$$x^i(t) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j (x_j^\alpha + x_{j+1}^\alpha) - \frac{1}{24} \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} h_j^3 (M_j^\alpha - M_{j+1}^\alpha) + \int_a^t u^i(t-\tau) dt + x_o^i, \quad (6)$$

$i=1,2,\dots,n$.

Применим кубические В-сплайны для решения СДУ (2). Для вычисления $\int_a^t x^\alpha(t) dt, \alpha=1,2,\dots,n$ заменим функцию $x^\alpha(t)$ сплайном $S^\alpha(t)$. Пусть сплайн $S^\alpha(t)$ представлен в виде разложения по В – сплайнам

$$S^\alpha(t) = \sum_{j=-1}^{N+1} b_j^\alpha B_j^\alpha(t).$$

Тогда

$$\int_a^t S^\alpha(t) dt = \sum_{j=-1}^{N+1} b_j^\alpha \int_a^t B_j^\alpha(t) dt.$$

Используя численное интегрирование В-сплайнов [5,6], получим следующую формулу для нахождения решения СДУ (2) в виде:

$$x^i(t) = \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} (b_{-1}^\alpha R_1 + b_o^\alpha R_2 + b_1^\alpha R_3 + \frac{1}{4} \sum_{j=1}^{N-1} b_j^\alpha L_j + b_{N-1}^\alpha R_4 + b_N^\alpha R_5 + b_{N+1}^\alpha R_6) + \int_a^t u^i(t-\tau) dt + x_o^i, \quad (7)$$

где $R_1 = \frac{1}{4} h_o B_{-1}^\alpha(t_o)$;

$$R_2 = \frac{h_o}{2} B_o^\alpha(t_o) + \frac{2h_o + h_1}{4} B_o^\alpha(t_1) - \frac{h_o^3}{24} \left[\frac{d^2 B_o^\alpha}{dt^2} \Big|_{t=t_o} + \frac{d^2 B_o^\alpha}{dt^2} \Big|_{t=t_1} \right];$$

$$R_3 = -\frac{1}{4} h_{-1} B_1^\alpha(t_o);$$

$$L_j = h_{j-2} + h_{j-1} + h_j + h_{j+1};$$

$$R_4 = -\frac{1}{4} h_N B_{N-1}^\alpha(t_N);$$

$$R_5 = \frac{h_{N-1}}{2} B_N^\alpha(t_N) + \frac{2h_{N-1} + h_{N-2}}{4} B_N^\alpha(t_{N-1}) - \frac{h_{N-1}^3}{24} \left[\frac{d^2 B_N^\alpha}{dt^2} \Big|_{t=t_{N-1}} + \frac{d^2 B_N^\alpha}{dt^2} \Big|_{t=t_N} \right];$$

$$R_6 = \frac{1}{4} h_{N-1} B_{N+1}^\alpha(t_N).$$

Рассмотрим частный случай разбиения отрезка $[a,b]$, когда сетка Δ равномерная, то есть $h_j = h = \frac{b-a}{N}$. В этом случае формула (4) примет вид:

$$x^i(t) = \frac{1}{2} h \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} (x_o^\alpha + 2 \sum_{j=0}^{N-1} x_j^\alpha + x_N^\alpha) + \int_a^t u^i(t-\tau) dt + x_o^i, \quad i=1,2,\dots,n. \quad (8)$$

Формула (5) на равномерной сетке упрощается и приобретает вид

$$x^i(t) = \frac{1}{2}h \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} (x_0^\alpha + 2 \sum_{j=0}^{N-1} x_j^\alpha + x_N^\alpha + \frac{1}{6}h(m_0^\alpha - m_N^\alpha)) + \int_a^t u^i(t-\tau)dt + x_0^i, \quad i=1,2,\dots,n. \quad (9)$$

Если $x^\alpha(t)$ - периодическая функция с периодом $b-a$, то в этом случае $x_0^\alpha = x_N^\alpha$, $m_0^\alpha = m_N^\alpha$ и формула (9) принимает вид:

$$x^i(t) = \frac{1}{2}h \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \sum_{j=0}^{N-1} x_j^\alpha + \int_a^t u^i(t-\tau)dt + x_0^i, \quad i=1, 2, \dots, n.$$

Учитывая следующие соотношения

$$m_0^\alpha = \frac{x_1^\alpha - x_0^\alpha}{h} - \frac{h}{6}(2M_0^\alpha + M_1^\alpha), \quad m_N^\alpha = \frac{x_N^\alpha - x_{N-1}^\alpha}{h} - \frac{h}{6}(2M_{N-1}^\alpha + M_N^\alpha),$$

аналог формулы (6) для равномерной сетки запишется:

$$\begin{aligned} x^i(t) = & h \sum_{\alpha=1}^n a_{i\alpha} \left(\frac{5}{12}[x_0^\alpha + x_N^\alpha] + \frac{13}{12}[x_1^\alpha + x_{N-1}^\alpha] + \right. \\ & \left. + \sum_{j=2}^{N-2} x_j^\alpha - \frac{h^2}{72}[2M_0^\alpha + M_1^\alpha + M_{N-1}^\alpha + 2M_N^\alpha] \right) + \int_a^t u^i(t-\tau)dt + x_0^i, \\ & i=1,2,\dots,n. \end{aligned} \quad (10)$$

Как видно из формул (5), (6), (7), использование В-сплайнов при численном интегрировании приводит к более громоздким формулам (7) по сравнению с (5) и (6). Исключение составляет случай, когда сетка Δ равномерна у концов отрезка $[a,b]$.

Для кубических нелокальных сплайнов $S_C(t)$ класса C^1 , для дискретных кубических сплайнов $S_D(t)$ формулы для нахождения $x^i(t)$ совпадают соответственно с формулами (5), (9) и (6).

Приведенный метод решения систем линейных неоднородных дифференциальных уравнений позволяет находить решения таких нелинейных задач оптимального управления, для которых функция управления $u(t)$ интегрируема.

При нахождении формул (4), (5), (6) погрешность вычисления интеграла $\int_a^t x(t)dt$, $t \in [a,b]$ можно оценить следующим образом:

$$\left| \int_a^t x^\alpha(t)dt - \int_a^t S^\alpha(t)dt \right| \leq \int_a^t |S^\alpha(t) - x^\alpha(t)|dt \leq (b-a) \|S^\alpha(t) - x^\alpha(t)\|_C.$$

Обозначим через $W_p^r[a,b]$, $1 \leq p \leq \infty$ класс функций $x(t)$, имеющих на $[a,b]$ абсолютно непрерывную производную порядка $r-1$ и r -ю производную из $L_p[a,b]$. ($L_p[a,b]$ - пространство измеримых на $[a,b]$ функций $x(t)$, для которых функция $|x(t)|^p$ интегрируема по Лебегу на $[a,b]$). Для функций $x(t) \in W_\infty^2[a,b]$ установлена следующая оценка погрешности [5] для линейного сплайна:

$$\left| \int_a^t x(t)dt - \int_a^t S_1(t)dt \right| \leq \frac{h^2}{12}(b-a) \left\| \frac{d^2 x(t)}{dt^2} \right\|_\infty, \quad (11)$$

где $\bar{h} = \max_j h_j$.

Аналогично получена оценка погрешности для эрмитова сплайна $S_{3,2}(t)$ для $x(t) \in W_\infty^4[a, b]$:

$$\left| \int_a^t x(t) dt - \int_a^t S_{3,2}(t) dt \right| \leq \frac{\bar{h}^4}{720} (b-a) \left\| \frac{d^4 x(t)}{dt^4} \right\|_\infty. \quad (12)$$

Если $x(t) \in W_\infty^5[a, b]$, то с точностью до малых порядка $O(h^5)$ оценка (12) справедлива для кубических сплайнов класса C^2 на равномерных и близких к ним сетках. На произвольной сетке это справедливо при использовании сплайна $S_C(t)$ с оптимальными параметрами. Оценка погрешности для линейного сплайна на равномерной сетке имеет вид:

$$\left| \int_a^t x(t) dt - \int_a^t S_1(t) dt \right| \leq \frac{h^2}{12} \left| \frac{dx_N}{dt} - \frac{dx_0}{dt} \right| + \frac{h^4}{720} (b-a) \left\| \frac{d^4 x(t)}{dt^4} \right\|_\infty. \quad (13)$$

В большинстве случаев можно пренебречь вторым слагаемым в правой части (13) и мы получим более удобную для практического использования оценку.

Пусть для нахождения решения $x^i(t)$ дифференциального уравнения (2) требуется вычислить интеграл $\int_a^t x^\alpha(t) dt$ с заданной точностью ϵ^α . Учитывая оценку (11), можно обеспечить требуемую точность, если, например, использовать равномерную сетку с шагом

$$h = \sqrt{\frac{12\epsilon^\alpha}{(b-a) \left\| \frac{d^2 x^\alpha}{dt^2} \right\|_C}}.$$

Пусть сетка Δ такова, что погрешность интерполяции сплайном $S_1^\alpha(t)$ на каждом отрезке $[t_j, t_{j+1}]$ не превосходит ϵ_1^α . Тогда

$$\left| \int_a^t x^\alpha(t) dt - \int_a^t S_1^\alpha(t) dt \right| \leq \sum_{i=1}^{N-1} \int_{t_j}^{t_{j+1}} |x^\alpha(t) - S_1^\alpha(t)| dt \leq \epsilon_1^\alpha (b-a).$$

Следовательно, обеспечить заданную точность вычисления интеграла можно, выбрав сетку, удовлетворяющую условиям

$$\left\| x^\alpha(t) - S_1^\alpha(t) \right\|_{C[t_j, t_{j+1}]} = \epsilon_1^\alpha = \frac{\epsilon^\alpha}{b-a}, \quad j = 0, 1, \dots$$

Алгоритмы построения таких сеток изложены в [5].

Список литературы: 1. Кротов В. Ф., Лагоша Б. А., Лобашов С. М. Основы теории оптимального управления. М.: Высшая школа, 1990. 430 с. 2. Сейдж Э. Л., Уайт У. С. Оптимальное управление. М.: Радио и связь, 1982. 392 с. 3. Петровский И. Г. Лекции по теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1970. 280 с. 4. Эльсгольц Л. Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М.: Наука, 1969. 424 с. 5. Завьялов Ю. С., Квасов Б. И., Мирошников В. Л. Методы сплайн – функций. М.: Наука, 1980. 352 с. 6. Алберг Дж., Нильсон Э., Уолш Дж. Теория сплайнов и ее приложения. М.: Мир, 1972. 316 с.

ВАРИАНТ СТРУКТУРЫ МЕДИЦИНСКОЙ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ «ПОЛИТРАВМА-1»

Введение

В настоящее время активно проводится разработка и применение различного рода информационных, интеллектуальных и экспертных систем для слабо структурированных областей в таких областях деятельности человека, как экономика, экология, техника и медицина.

Проведенный анализ литературы показал, что при разработке экспертных и интеллектуальных медицинских систем в основном используются традиционные подходы представления знаний и математического анализа данных. Как правило, рассмотренные медицинские системы ориентированы на анализ фиксированного набора заболеваний или узко ограниченную область анатомических, физиологических и функциональных систем организма. Примеры таких систем известны [1-4], и они применяются на практике.

Современное развитие технической вооруженности приводит к увеличению технических катастроф на Украине как и во всем мире. Это вызвало появление новой социально-медицинской проблемы, связанной с ростом тяжелого травматизма и, как следствие, возникновением политравм. Особенность политравмы состоит в том, что она представляет собой одномоментную травму нескольких анатомо-функциональных областей (АФО), связанных общностью анатомического расположения и функциональных отправления. Политравма весьма вариабельна и может быть представлена в самых разных сочетаниях, число которых на уровне АФО достигает нескольких сотен вариантов, а на уровне органов – сотен тысяч. В политравме, как в фокусе, сконцентрированы многие трудно разрешимые проблемы диагностики (распознавания образов), порожденные сложной структурой природы объекта исследования живого объекта – человека. Другая особенность – высокая размерность данных, сложность и часто непредсказуемая структура распределений распознаваемых классов в пространстве признаков. Следует отметить, что на эту структуру накладывает отпечаток размытость и нечеткость, а также плохая формализуемость диагностических критериев. Таким образом, данная предметная область относится к плохо структурированным, так как ее концептуальная модель не может быть погружена в формальную систему или совокупность формальных систем. Эти особенности и предопределяют сложности медицинских интеллектуальных систем для диагностики политравм и определения степени тяжести повреждений, так как эта система связана с большим количеством информативных параметров пациента, необходимостью работы в реальном масштабе времени, универсальностью алгоритмов обработки данных в условиях малой выборки. Поскольку диагностика и лечение политравм охватывает весь организм в целом, то для повышения эффективности информационного обеспечения врачей важна не автоматизация существующих медицинских технологий, а создание концептуально новых компьютерных технологий для диагностики и лечения политравм.

В настоящей статье предлагается один из вариантов структуры интеллектуальной медицинской системы «Политравма». Целью создания этой системы является информационное обеспечение врача-исследователя (научного работника) и врача-клинициста при решении научных и практических задач, возникающих при диагностике и лечении политравм.

При проектировании МИС «Политравма» применялся структурный метод проектирования сложных систем. В основе структурного метода проектирования лежит блочно-модульный принцип, когда система может быть представлена как набор необходимых модулей, соединенных по схеме требуемой структуры [5]. Структура системы – это схема связей взаимодействия субстанций системы (субстанция системы – элементы или компоненты системы, рассматриваемые обычно как подсистемы) [6]. Структурная схема МИС «Политравма» представлена на рис. 1.

Для проектирования системы был проведен следующий предварительный анализ.

1. Логический анализ МИС «Политравма»

Определение классов пользователей.

Классы пользователей определяются направлениями использования и применения информации:

- в клинической практике, когда врач-клиницист использует информацию для диагностики и лечения пациентов;
- в научно-исследовательских разработках, когда врач-исследователь использует информацию для разработки новых методов и средств диагностики и лечения, которые в дальнейшем используются в клинической практике.

Исходя из логического анализа, можно определить три типа пользователей: оператор (ввод, вывод информации), врач-клиницист (запросы различного рода: сортировка, выборка данных и вывод информации по запросу) и врач-исследователь (запросы на сортировку и выборку данных различного рода, обработка данных, корректировка, анализ и вывод информации по запросу).

Определение объектов предметной области.

Предметная область МИС «Политравма» представляет собой:

- Множество пациентов X , где каждый пациент $x_m \in X$.
- Множество физиологических показателей P , характерных для каждого пациента (рис. 2). Причем каждый показатель $p_n \in P$ ранжирован (норма, 3 категории выше нормы и 3 категории ниже нормы (рис. 3)). Множество P отображает состояние всего организма его физиологических и функциональных систем. Проводя мониторинг контролируемых показателей P через определенное время, врач имеет динамическую картину состояния пациента.
- Организм человека содержит конечный набор органов (a_j). Согласно классификации, разработанной в Институте общей и неотложной хирургии АН Украины, человеческий организм подразделяется на восемь АФО [7], каждая из которых содержит определенный набор органов (рис. 4). Таким образом $\{a_j\} \in A_i$ где i – номер АФО, а j – количество органов, входящих в данную АФО.

При политравме повреждение различных органов приводит к органной и полиорганной недостаточности. При этом характер повреждения органов (c_k) отражается на работе функциональных и физиологических систем, что выражается в различных отклонениях от нормы множества контролируемых параметров $\{p_i\}$. Таким образом для диагностики и прогнозирования состояния пациента с политравмой необходимо решить задачу распознавания образов (множества $\{p_i\}$) в зависимости от повреждения органов.

2. Функциональный анализ

Функциональный анализ позволяет определить перечень функциональных задач: ввод, вывод, обработку и анализ, хранение и отображение информации.

Входная информация (данные первичного осмотра, клинический мониторинг контролируемых параметров, аппаратный мониторинг, данные повторных измерений).

Выходная информация:

- История болезни.
- Различного рода выборки.
- Классификация физиологических показателей относительно поврежденных органов.
- Выявление случайности связей поврежденных органов и физиологических показателей.
- Динамический мониторинг физиологических параметров.
- Определение нарушения систем жизнеобеспечения по следующим категориям: норма, умеренное, значительное, запредельное.
- Оценка нарушений в каждой системе по следующим категориям: норма, дисфункция, недостаточность, несостоятельность.

3. Описание структуры системы

В соответствии с рис. 1 структуру МИС «Политравма» можно разделить на следующие части: программную (информационная подсистема и подсистема поддержки принятия решений) и аппаратную (измерительная подсистема).

Структура измерительной подсистемы представляет собой четыре взаимосвязанных комплекса:

- Субъективные факторы, фиксируемые врачом, проводящим первичных осмотр.
- Аппаратный комплекс, где измерения проводятся эпизодически с использованием средств медицинской диагностики (термометрия, ЭКГ, ЭЭГ, рентгеноскопия, УЗИ и т.д.).
- Сетевой телемедицинский комплекс Radioethernet, позволяющий в реальном масштабе времени по радиоканалу передавать информацию с датчиков аппаратного комплекса на сервер базы данных.
- Комплекс клинических исследований, которые проводятся с использованием лабораторного оборудования.

Использование *измерительной подсистемы* можно разбить на два этапа: первичный осмотр (проводится при поступлении пациента в клинику) и повторный осмотр (проводится в ходе лечения). Измерения бывают плановые (измерения через определенное количество дней) и внеплановые (зависят от состояния пациента и носят случайный характер).

Основной моделью *информационной подсистемы* является машинно-ориентированная формализованная и стандартизованная история болезни пострадавшего с политравмой и шоком, разработанная в отделе травматического шока Харьковского института общей и неотложной хирургии АН Украины и в отделе медицинских информационных систем Института кибернетики АН Украины им. Глушкова [8]. В основу ее построения был положен тезис, высказанный в свое время академиком Н.М. Амосовым, который считает, что история болезни является наиболее полной моделью болезни, поскольку в ней фиксируется вся существенная информация о конкретном больном. Массив таких историй болезни составляет информационный массив базы данных (БД).

Совокупность информационных массивов, необходимых для решения задач научного и практического плана и адекватно отображающих медицинский объект в процессе его функционирования, представляет собой информационную базу подсистемы принятия врачебных решений.

Подсистема принятия решений основана на комплексном использовании методов статистической обработки и анализа данных и искусственных нейронных сетей. Основные функции этой подсистемы: анализ данных; распознавание и обработка информации; обучение и накопление знаний.

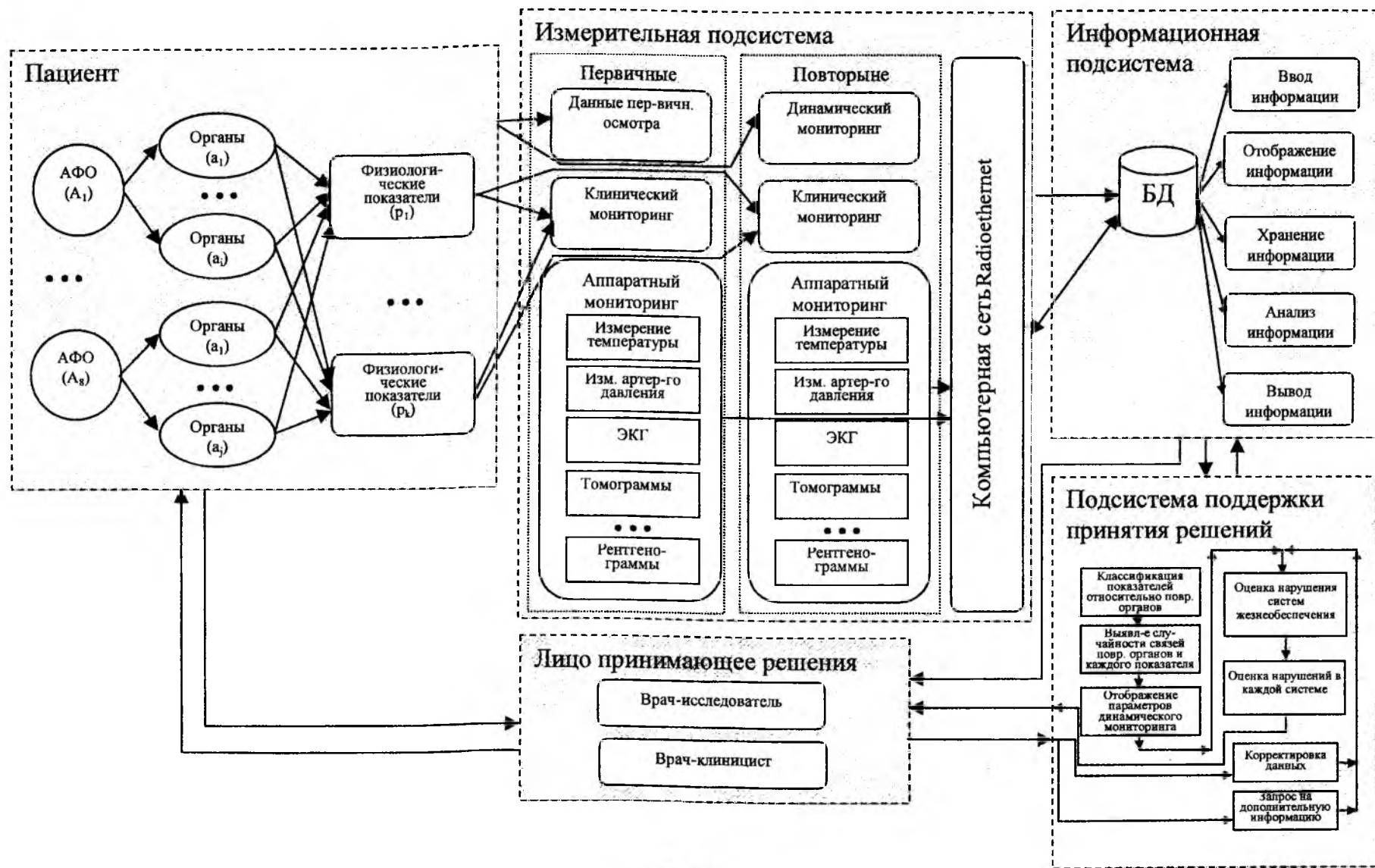


Рис. 1

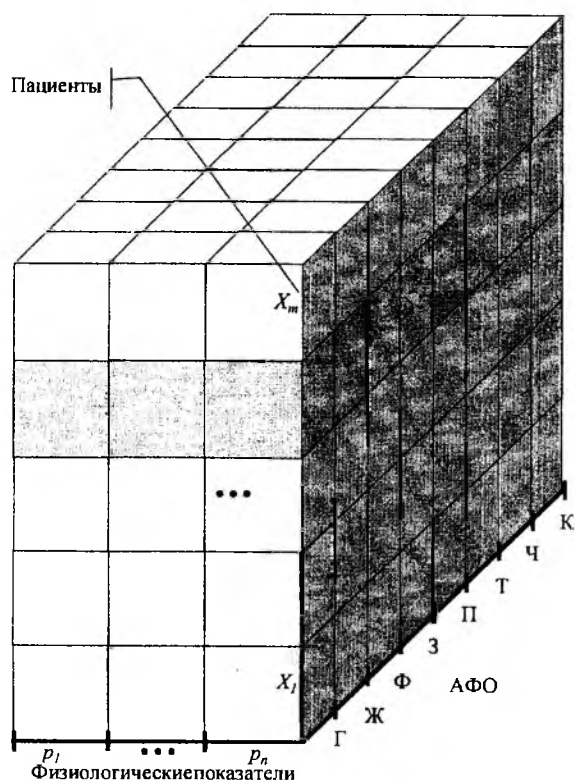


Рис. 2

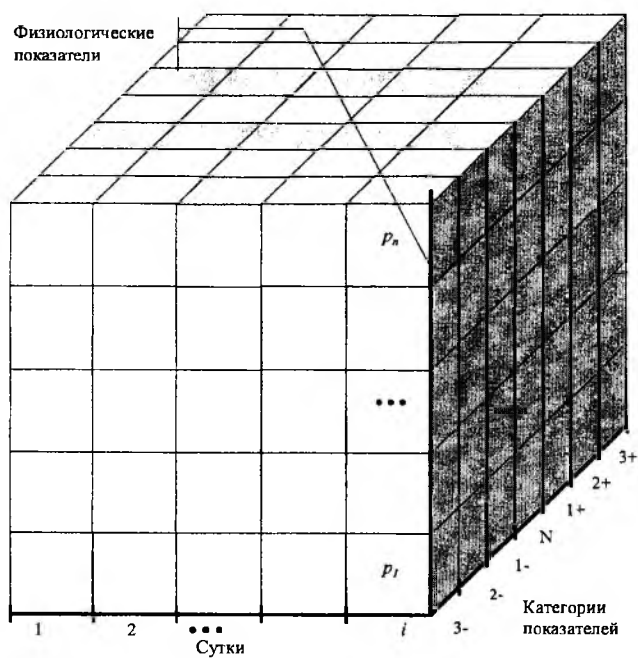


Рис. 3

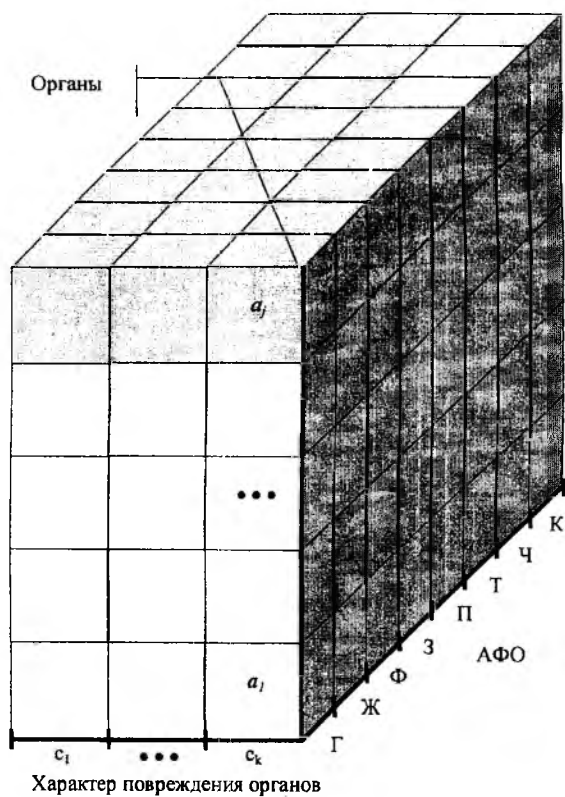


Рис. 4

Открытость системы позволит в будущем организовать региональную сеть, что даст возможность существенно пополнить БД системы, а, следовательно, расширить возможности обучения подсистемы. Пользователям системы это поможет получать в реальном масштабе времени необходимую информацию и обеспечит возможность использовать данные, накопленные в других регионах страны.

Целесообразность разработки и использования предложенной МИС «Политравма» во врачебной практике уже частично подтверждена. На кафедре РЭУ ХНУРЭ совместно с отделением шока Института общей и неотложной хирургии АН Украины в рамках комплексной НИР разработана и проходит апробацию информационная подсистема и отдельные блоки подсистемы принятия решений.

Программно, подсистемы реализованы средствами Microsoft Access. Результаты работы таких подсистем как – компьютеризированная история болезни и динамический мониторинг контролируемых параметров пациента – используются в клинической практике и научно-исследовательских работах.

Результаты проведенных опытов и их анализ будут опубликованы в следующем сообщении.

Список литературы: 1. *Левит В.Е., Переверзев-Орлов В.С.* Структура и поле данных при распознавании образов. М.: Наука, 1984, 120 с. 2. *Советчик специалиста.* Опыт разработки партнерской системы / В.С. Переверзев-Орлов. М.: Наука, 1990. 133 с. 3. *Морозов А.А., Яценко В.А.* Интеллектуализация ЭВМ на базе Нового класса Нейропожебных растущих сетей. К.: Тираж, 1997. 125 с. 4. *Ежов А., Четкин В.* Нейронные сети в медицине // Открытые системы. 1997. №4. С. 34 – 37. 5. *Бусленко Н.П.* Моделирование сложных систем. М.: Наука, 1968. 257 с. 6. *Бондаренко М.Ф., Соловьева Е.А., Моторин С.И.* Основы системологии. Харьков.: ХТУРЭ, 1998. 7. *Булага В.В., Голобородько Н.К.* Классификация и классификатор механической политравмы // Ортопедия, травматология и протезирование. М.: Медицина. 1986. №6. С. 65 – 68. 8. *Булага В.В.* Машинно-ориентированная формализованная и стандартизованная история болезни пострадавшего с политравмой и шоком: Автореф. дисс. канд. мед. наук / Ин-т кибернет. АН Укр. им. Глушкова., К. 1984.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 28.11.2002

Т. Н. НАРЫТНИК, В. И. ЖЕГЕСТОВСКИЙ, Л. Н. ХОЛОД

**АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ МОДУЛИРОВАННЫХ ПОМЕХ
НА КАЧЕСТВО ПРИЕМА ЦИФРОВЫХ СИГНАЛОВ**

Проблема электромагнитной совместимости (ЭМС) все более обостряется. Причиной тому является постоянное увеличение количества излучающих средств радио- и радиорелейной, сотовой, транкинговой, пейджинговой и другой связи, использующих близкие или даже совмещенные диапазоны волн. В то же время постоянно возрастают требования к качеству приема радиосигналов и скорости их передачи. Поэтому необходимы действенные меры, обеспечивающие ЭМС в используемых диапазонах, а также детальный анализ уровней влияния нежелательных излучений других радиоэлектронных средств (РЭС) и количественный учет результатов такого влияния.

Существующие нормы и параметры ЭМС РЭС [1] носят достаточно общий характер и отличаются не всегда оправданной жесткостью в отношении уровней влияния сторонних излучений. Кроме того, одни требования к соотношению уровней собственных шумов $P_{ш}$, действующих в полосе приема, и допустимых уровней сосредоточенных в ней помех P_n представляются несколько заниженными, другие – завышенными [2 – 6]. В связи с этим попытаемся дать количественную оценку воздействия конкретных, наиболее характерных помех от других радиостанций, излучающих близкие по структуре сигналы на основных или побочных частотах, которые попадают в полосу приема полезных сигналов.

Сигналы связи в современных цифровых системах излучаются обычно с частотной модуляцией (ЧМ) или с фазовой (ФМ). В то же время еще эксплуатируются и аналоговые системы профессиональной связи, сотовой связи (NMT-450) и др., помехи от которых могут действовать, наряду с помехами от цифровых систем.

Рассмотрим вначале ситуацию, когда полезным является двухпозиционный ФМ-сигнал, принимаемый на фоне шума и гармонической помехи. Гармонической приближенно может считаться и помеха ФМ или ЧМ, передаваемая с меньшей, чем полезный сигнал, скоростью. Математически напряжение сигнала можно представить выражением $u_c = u_{oc}(\omega_c t + \varphi_k \pi)$, напряжение помехи – $u_n = u_{on}(\omega_n t + \varphi_n)$. Спектральная плотность мощности белого гауссова шума $P_{ш} = \sigma_{ш}^2$.

На выходе когерентного детектора напряжение

$$u_{\phi d} = \pm u_{oc} + u_n \cos \Phi + u_{ш}(t) = \pm u_o + \xi(t), \quad (1)$$

где $u_{ш}$ – напряжение шума.

Фаза входного сигнала $\varphi(t)$ определяется значением фазы сигнала $\omega_c t$ и помехи $\Phi = \omega_n t + \varphi_n$:

$$\varphi = (\omega_c - \omega_n)t + \varphi_n,$$

и она является равномерно распределенной на интервале $\pm \pi$.

Для оценки действия гармонической помехи целесообразно воспользоваться границей Чернова [5]. Верхняя оценка вероятности ошибки $P_{ош}^{(\epsilon)}$ определится выражением:

$$P_{ош} \leq P_{ош}^{(\epsilon)} = \langle \exp \{ \mu(\xi - u_o) \} \rangle = [\exp \{ -\mu u_o \}] < \exp \{ \mu(u_n \cos \Phi + n) \} \rangle. \quad (2)$$

Здесь μ выбирается из условий минимума правой части (2). Усредняя, из (2) получаем [2]

$$P_{ош}^{(g)} = \exp\{(-\lambda u_0 / \sigma^2) + (\lambda / 2\sigma^2)\} I_0(\lambda u_n / \sigma^2), \quad (3)$$

где I_0 – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Значение $\lambda = \mu\sigma^2$ выбирается по минимуму (3).

Найдем оптимальное значение λ , продифференцировав (3) и приравняв полученное значение к нулю:

$$\lambda = u_0 - u_n I_1(\lambda u_n / \sigma^2) / I_0(\lambda u_n / \sigma^2), \quad (4)$$

где $I_1(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя 1-го порядка.

Зависимости вычисленных значений $P_{ош}^{(g)}$ от отношения сигнал-шум $P_c / P_{ш}$ представлены на рис.1. Кривые 1, 2, 3 соответствуют отношениям помеха-шум $P_n / P_{ш}$, равным -10дБ, -6дБ и 0дБ. Из графиков видно, что наличие сосредоточенной по спектру гармонической помехи (кривые 2, 3) приводит к резкому ухудшению достоверности приема. Отметим также тот факт, что мощность действующей гармонической помехи значительно ниже мощности шума – в 10 раз (кривая 1) и в 4 раза (кривая 2).

Таким образом, выбираемый в некоторых случаях для учета границы ЭМС уровень $P_n = P_{ш}$ в качестве предельного не может быть принят, ибо потери достоверности при $P_n / P_{ш} \approx -6$ дБ уже составляют около двух порядков.

Рассмотрим более сложную помеховую ситуацию, когда в полосе приема полезного сигнала действует несколько N -гармонических помех. Такая ситуация характерна, когда источником является многочастотный сигнал от радиопередатчика системы абонентского беспроводного доступа, работающего по протоколу 802.11. Аналогичная ситуация может возникнуть в тракте приема базовой станции системы GSM-900. При одинаковом уровне помех $u_{ni} = u_n$ аналогично (2 – 4) получим

$$P_{ош}^{(g)} = \exp\{(-\lambda u_0 / \sigma^2) + (\lambda / 2\sigma^2)\} I_0^N(\lambda u_n / \sigma^2). \quad (5)$$

Аналогично (4) получим

$$\lambda = u_0 - N u_n I_1(\lambda u_n / \sigma^2) / I_0(\lambda u_n / \sigma^2). \quad (6)$$

Можно предположить, что уровень суммарного воздействия N -частотных помех при сложении по мощности составит

$$P_{n\Sigma} = \sum_{i=1}^N P_{ni} = N P_n = P_{nN} \sim U_n^2 / 2. \quad (7)$$

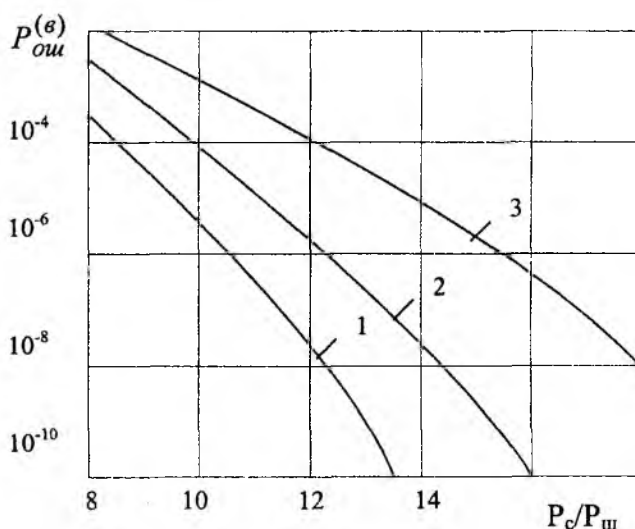


Рис. 1

Окончательно, с учетом (7), запишем исходя из (5) и (6):

$$P_{ош}^{(g)} = \exp \{ (-\lambda u_0 / \sigma^2) + (\lambda / 2\sigma^2) \} I_0^N (u_n \lambda / \sqrt{N} \sigma^2), \quad (8)$$

$$\lambda = u_0 - \sqrt{N} u_n I_1 (\lambda u_n / \sigma^2 \sqrt{N}) / I_0 (\lambda u_n / \sqrt{N} \sigma^2). \quad (9)$$

На рис. 2 для уровня $P_c / P_{ш} = 10$ дБ представлена зависимость $P_{ош}^{(g)}$ от N – числа одновременно действующих в полосе приема гармонических помех. Общая относительная мощность $P_{nN} / P_{ш}$ последних 0, -3 и -6 дБ соответствуют кривым 1, 2, 3. Из графиков следует, что при числе помех $N > 5$ их действие уже не зависит от общего их количества при сохранении общей их мощности P_{nN} . Таким образом, действие одной узкополосной помехи приносит меньше вреда по сравнению с действием N помех, обладающих той же суммарной мощностью. Кроме того, необходимо отметить, что полученные графики отображают ситуацию с завышенными результатами. Реальные результаты будут меньше, т.е.

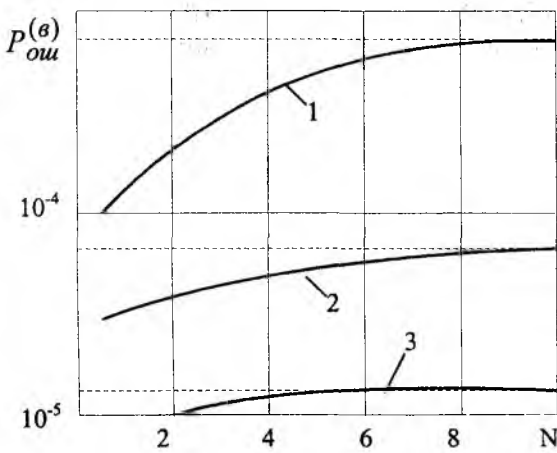


Рис. 2

$P_{ош} \leq P_{ош}^{(g)}$. При этом данное превышение в зависимости от характера спектральных и временных совпадений полезного сигнала и помех может быть (3...6) – кратным [2].

Рассмотрим далее степень влияния сосредоточенной помехи, модуляция которой совпадает с модуляцией полезного сигнала и представляет собой ФМ. Обозначим скорость передачи помехи через V_n , сигнала – через V_c . При использовании интегрального приема полезного сигнала на входе решающего устройства в отсчетные моменты t_k получим измеренные значения напряжений:

$$u(t_k) = \frac{1}{T} \int_{t_k-T}^{t_k} u_{\phi d}(t) dt = \pm u_0 + \frac{u_n}{T} \int_{t_k-T}^{t_k} \varphi_n(t) \cos \Phi dt + \frac{1}{T} \int_{t_k-T}^{t_k} u_{ш}(t) dt, \quad (10)$$

где T – интервал интегрирования, второе слагаемое появляется в результате действия ФМ-помехи, третье – в результате шума.

Ввиду различия скоростей при $V_n / V_c = K$ на интервале T размещается $K-1$ символов помехи. С учетом неизменности фазы Φ на интервале T выражение (10) приобретает вид

$$u(t_k) = \pm u_0 + \cos \Phi \left[\sum_{K=1}^{K-1} h_k + \varepsilon(\tau) \right] + u_m(t_k) = \pm u_0 + \xi(t_k), \quad (10a)$$

где $h_k = \frac{1}{T} \int_{\tau_k} \varphi_{nk}(t) dt = V_c / V_n$ – результат интегрирования единичного символа помехи

$\tau_n = 1/V_n$; $\varepsilon(\tau) = (1/T) \int_0^{\tau} \varphi_n(t) dt$ – погрешности отсчета фазы помехи.

Используя граничную оценку Чернова, аналогично (2) получаем с учетом усреднения по независимым φ_{nk}

$$P_{ош}^{(e)} = \langle ch\{\lambda u_n \cos \Phi / (T\sigma^2)\} ch^{K-1}\{(\lambda u_n \cos \Phi) / (K\sigma^2)\} \cdot \exp\{(-u_0 \lambda / \sigma^2) + (\lambda / 2\sigma^2)\} \rangle. \quad (11)$$

Производим усреднение по случайной фазе Φ и случайной τ . С учетом того, что тактовые частоты сигнала и помехи кратны (когда $\tau = \tau_n$), приводим (11) к виду

$$\begin{aligned} P_{ош}^{(e)} &= \langle \exp\{(-u_0 \lambda / \sigma^2) + (\lambda / 2\sigma^2)\} \frac{1}{2} K \sum_{K=0}^{n-1} 2C_n^k ch\{(n-k) \frac{u_n}{K} \lambda \cos \Phi\} \rangle = \\ &= \exp\left\{-\frac{\lambda u_0}{\sigma^2} + \frac{\lambda^2}{2\sigma^2}\right\} \frac{1}{2^K} \left\{ \sum_{K=0}^{n-1} 2C_n^k I_0[(n-k) \frac{u_n}{K} \lambda] + C_n^k \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Анализ выражения (12) показал, что судя по графикам, построенным для $P_{ош}^{(e)}$, в области $V_n/V_c > 0$ зависимость от V_n/V_c близка по характеру к той, которая представлена на рис. 2. В частности, с увеличением V_n/V_c растет и $P_{ош}^{(e)}$.

Для подтверждения характера зависимостей, полученных расчетным путем с помощью формул (3), (8), (12), было проведено имитационное моделирование процесса демодуляции. В качестве полезного сигнала был взят ОФМ-4, в качестве мешающего – ФМ-2 с псевдослучайным законом модуляции. Частота помехи ω_n отличалась от ω_c на величину $\Delta\omega = 0,1\Delta\Omega$. Здесь $\Delta\Omega = 2\pi\Delta F$, где ΔF – полоса приема сигнала. Величина $\Delta F = 1,1/\tau_c$, где τ_c – длительность символа сигнала.

Исследовалась $P_{ош}$ при двух значениях P_c/P_n , равных 13 и 10 дБ.

На рис.3 им отвечают кривые 1 – 3 и 1' – 3'. Графики построены для

$$P_{ош} = \lim_{K \rightarrow \infty} \frac{K_{ош}}{K_{\Sigma}}, \text{ где } K_{ош}, K_{\Sigma} -$$

количество ошибочных символов и общее количество принятых. Кривые 1, 1' соответствуют случаю, когда помеха немодулированная; кривая 2, 2' – когда скорости модуляции помехи и сигнала близки; кривые 3, 3' – когда помеха имеет в полосе приема равномерный спектр, близкий к спектру белого гауссового шума. Во всех шести случаях мощности помех равны.

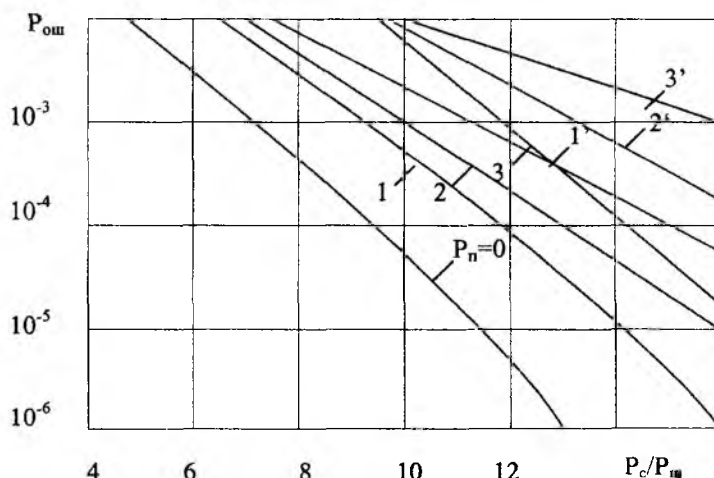


Рис. 3

Из анализа кривых рис. 3 следует, что результаты имитационного моделирования и данные, полученные расчетным путем, достаточно близки; при этом немодулированная узкополосная помеха оказывает заметно меньшее влияние, чем широкополосная или шумовая.

В соответствии с Рекомендациями ITU-523 предписывается [8] считать допустимым такой уровень помех на входе демодулятора, который не превышает 6 % полной мощности шума, присутствующего при приеме сигнала с достоверностью $P_{ош} \leq P_{ош доп} = 10^{-6}$. Для сигналов ФМ-2 это значение $P_n/P_u = -12,2$ дБ.

Учитывая столь значительное влияние окрашивающей части помехи, на практике следует обеспечивать в радиолиниях связи запас высокочастотного к требуемому.

Таким образом, предложенная методика анализа влияния сосредоточенных по спектру модулированных помех на качество приема цифровых сигналов может быть рекомендована для практического использования. Ее качественность подтверждена путем имитационного моделирования.

Список литературы: 1. *Бадалов А.Л.* Нормы и параметры электромагнитной совместимости РЭС: Справ. / А.Л. Бадалов, А.С. Михайлов. М.: Радио и связь, 1990. 272 с. 2. *Буга Н.Н.* Радиоприемные устройства / Н.Н. Буга, А.И. Фалько, Н.И. Чистяков. М.: Радио и связь, 1986. 320 с. 3. *Поповский В.В.* Проблема ЭМС и ее решение средствами антенной техники / В.В. Поповский, П.Ф. Левчук. Л.: ВАС, 1987. 80 с. 4. *Аль-Михлафи М.* Анализ вероятности нарушений условий электромагнитной совместимости в спутниковых системах связи / М. Аль-Михлафи, В.И. Жегестовский // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С.54 – 57. 5. *Аль-Михлафи М.* Методика анализа мешающих сигналов в задачах электромагнитной совместимости / М. Аль-Михлафи, В.И. Жегестовский // Тр. УНИИРТ. Одесса, 2001. № 2. С.23 – 27. 6. *Аль-Михлафи М.* Адаптивные методы компенсации переходных помех / М. Аль-Михлафи, В.И. Жегестовский // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. № 120. С.67 – 70. 7. *Поповский В.В.* Анализ и выбор методов скремблирования речевых сигналов в радиотелефонных УКВ системах радиосвязи / В.В. Поповский, А.Г. Малицкий, В.И. Жегестовский // 2-я Междунар. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации»: Тез. докл. Туапсе, 1996. 129 с. 8. CCIR Recommendation 523-1. XVI Plenary Assembly, Dubrovnik, 1986.

Тернопольское ПО «Орион»

Поступила в редколлегию 23.10.2002

УДК 535.37.

Д. А. ВАСЯНОВИЧ, Н. Н. РОЖИЦКИЙ, д-р. физ-мат. наук,
А. Н. НАБОКА, А. С. ЗАМКОВОЙ, канд. техн. наук

ОРГАНИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ С ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ. 1. ФИЗИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ В ОПТОХЕМОТРОННОМ КВАНТОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ (ОХКГ)

Явление электролизной радикал-рекомбинационной люминесценции (РРЛ) или электрохимической люминесценции (ЭХЛ) позволяет проводить не только тонкие оптические исследования электрохимических и химико-физических процессов в конденсированных средах (жидкие растворы, расплавы сложных органических соединений – люминофоров), но и разрабатывать оптохемотронные некогерентные источники света, а на их основе – различные приборы, устройства, сенсоры [1-3]. К их достоинствам следует отнести испускание света в любом участке видимого диапазона, высокую эффективность преобразования электрической энергии возбуждения в свет, обуславливающую высокие чувствительность и селективность анализа, возможности изучения наноструктур, например, мономолекулярных пленок, наносимых методом Лангмюра-Блоджетт, сопряжения с интегральными микросхемами и жидкокристаллическими матрицами, простоту конструкции и др. В то же время до сих пор остается нерешенной проблема лазера с электрохимической накачкой электронных уровней молекул, что является предметом настоящего сообщения.

Первые работы по применению электрохимического возбуждения для накачки органического лазера появились более 25 лет назад [4-6]. Однако для того, чтобы прогнозировать возможность лазерного эффекта в подобных системах, оптимизировать условия возбуждения, конструкцию ячеек и др., требуется создание адекватных физической и математической моделей расчета. Для того, чтобы моделировать процессы в ЭХЛ – ячейке, необходимо разработать трехмерную модель с учетом огромного количества факторов, связанных с поведением органических материалов в растворах при внешнем воздействии – электролизе. Решение такой задачи возможно лишь с помощью современных математических программных приложений.

В качестве физической модели такого устройства предлагается ячейка, замкнутая с двух противоположных сторон плоскопараллельными электродами, в объем которой помещен раствор молекул органического электрохемилюминофора (МОЭ). На аноде закреплены с помощью одной из известных технологий молекулы того же люминофора. Такое расположение молекул люминофора позволяет понизить потери электрогенерированного излучения, возникающие за счет ориентационного фактора в выражении для константы скорости переноса электрона между реагентами [7], так как технология позволяет закрепить молекулы с заданной ориентацией. Это необходимо для повышения вероятности рекомбинации между генерированными на катоде анион-радикалами (АР) и генерированными на аноде катион-радикалами (КР).

Возбуждение оптохемотронного оптического квантового генератора (ОХКГ) на базе конструкции ячейки, описанной выше, осуществляется от двух различных источников напряжения. Использование двух источников с разными амплитудами выходного напряжения в ОХКГ связано с тем, что реакции окисления и восстановления вещества в ОХКГ происходят при разных потенциалах на разных электродах – аноде и катоде [7]. В результате приложенного к электродам напряжения в ячейке происходят следующие реакции:

- реакция окисления молекул электрохемилюминофора на аноде и восстановление на катоде;
- гомогенное окисление электрохемилюминофора вблизи анода, происходящее за счет переноса электрона на закрепленный КР;

- диффузия АР, КР и нейтральных молекул к электродам согласно градиенту концентрации;
- рекомбинация АР и КР на поверхности анода и вблизи анода;
- генерация синглет- и триплет-возбужденных молекул электрохемилюминесценции (так как рассматриваемая система является энергодостаточной (S-типа), возникновением триплетных состояний пренебрегаем [7]);
- излучательная или безызлучательная дезактивация синглетов.

Анализ процессов генератора в предпороговом для генерации режиме проведем в плоскости xz , используя двумерную модель ОХКГ, представленную на рис. 1. Для упрощения математического описания кинетики устройства сделаем следующие допущения:

а) пренебрежем объемной концентрацией подвижных КР, образующихся вблизи анода в результате гомогенного окисления, считая, что концентрация молекул в нейтральном состоянии вблизи анода пренебрежительно мала и пространство вблизи анода заполнено исключительно АР;

б) пренебрежем диффузией МОЭ к аноду в сравнении с диффузионным потоком АР от катода;

в) учитываем, что образуются только молекулы в возбужденном синглетном состоянии с эффективностью 100%;

г) пренебрежем объемной концентрацией возбужденных МОЭ, учитывая допущение б);

д) пренебрежем поглощением излучения в объеме ячейки, считая, что концентрация МОЭ, находящихся в основном состоянии в объеме, велика по сравнению с концентрацией МОЭ, находящихся в основном состоянии на электроде в монослой.

Также будем считать, что флуктуации концентраций на границах $x=0$ и $x=b$ отсутствуют, в связи с тем что образующиеся АР распределены равномерно по поверхности электрода и количество АР вблизи стенок мало по сравнению с числом АР вдали от стенок. Следовательно, можно считать, что движение АР происходит по направлению оси z . Анализируемая модель оптохемотронного квантового генератора (b – длина ячейки ОХКГ, l – ее ширина) изображена на рисунке 1.

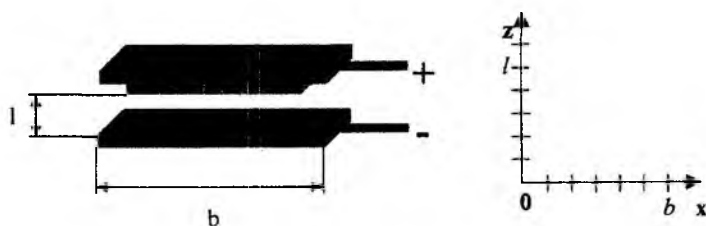


Рис. 1

Из описанных физических процессов следует, что в работе ОХКГ можно выделить три временных интервала:

- 1) $t = 0$ – начальная стадия ОХКГ;
- 2) $0 < t < t_{\text{диф}}$ – диффузионная стадия ОХКГ;
- 3) $t \geq t_{\text{диф}}$ – рабочая стадия ОХКГ,

где $t_{\text{диф}}$ – время диффузии АР к аноду.

Во время начальной стадии ОХКГ находится в равновесном состоянии и поведение активной среды можно описать следующими выражениями:

$$c_a^+(t) = 0, \quad (1)$$

$$c_g^-(z, t) = c_g^0, \quad (2)$$

$$c_v^-(z, t) = 0, \quad (3)$$

$$c_a^s(t) = 0 \quad (4)$$

для области

$$\begin{cases} 0 \leq x \leq b \\ 0 \leq z \leq l \end{cases}, \quad (5)$$

где $c_a^+(t)$ – концентрация закрепленных КР в монослое электрода-анода;

$c_g(z, t)$ – объемная концентрация молекул, находящихся в основном электронном состоянии;

c_g^0 – объемная концентрация молекул, находящихся в основном электронном состоянии в момент времени $t=0$;

c_v^- – объемная концентрация анион-радикалов в растворе;

c_a^s – объемная концентрация закрепленных МОЭ в монослое, находящихся в синглет-возбужденном состоянии.

Во время диффузионной стадии в ООКГ начинается генерация АР у катода и последующая диффузия АР к аноду, а также диффузия МОЭ к катоду. В этой стадии процессы в ООКГ можно описывать следующими выражениями, полученными из модифицированных уравнений 2-го закона Фика о линейной диффузии:

$$\frac{\partial c_v^-(z, t)}{\partial t} = D_- \frac{\partial^2 c_v^-(z, t)}{\partial^2 z} - \frac{c_v^-(z, t)}{\tau_-}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial c_g(z, t)}{\partial t} = D_g \frac{\partial^2 c_g(z, t)}{\partial^2 z} + \frac{c_v^-(z, t)}{\tau_-}. \quad (7)$$

Последний член в выражениях (6), (7) учитывает конечное время жизни АР в растворе (τ_-).

Граничные условия для этой стадии имеют вид:

$$D_g \left[\frac{\partial c_g(z, t)}{\partial z} \right]_{z=0} = -D_- \left[\frac{\partial c_v^-(z, t)}{\partial z} \right]_{z=0} = k_k \cdot c_g(z, t)_{z=0} = 0 \quad (8)$$

для

$$\begin{cases} 0 \leq x \leq b \\ z = 0 \end{cases}, \quad (9)$$

где D_-, D_g – коэффициенты диффузии АР и МОЭ; $D_- \cong D_g$;

k_k – константа скорости восстановления электрохемилуминофора до его АР.

Во время рабочей стадии в ОХКГ кроме диффузии АР и МОЭ начинается рекомбинация АР, подошедших к аноду, с закрепленными КР. При описании этой стадии будем считать, что возбуждаются только закрепленные МОЭ. После дезактивации возбужденных МОЭ образуются МОЭ в основном состоянии, которые затем за время туннелирования $t \approx 10^{-10}$ с электрона через тонкую пленку закрепленных МОЭ, переходят в КР.

Таким образом, с учетом сказанного можно записать следующие уравнения, описывающие процесс возбуждения излучения в ОХКГ:

$$\frac{\partial c_v^-(z,t)}{\partial t} = D_- \left(\frac{\partial^2 c_v^-(z,t)}{\partial^2 z} \right) - \frac{c_v^-(z,t)}{\tau_-}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial c_g(z,t)}{\partial t} = D_g \left(\frac{\partial^2 c_g(z,t)}{\partial^2 z} \right) + \frac{c_v^-(z,t)}{\tau_-}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial c_a^s(t)}{\partial t} = k_{bi}^s c_v^-(t) c_a^+ - k_s c_a^s(t), \quad (12)$$

$$\frac{\partial c_a^g(t)}{\partial t} = \frac{c_a^s(t)}{\tau_s} - \frac{c_a^g(t)}{\tau_t}, \quad (13)$$

где k_{bi}^s – бимолекулярная константа скорости реакции переноса электрона;

$k_s = \frac{1}{\tau_s}$ – константа скорости первого порядка дезактивации синглет-возбужденного состояния, τ_s – время жизни этого состояния;

τ_t – время туннелирования электрона через пленку на анод.

Проведем анализ поведения функций $c_a^s(t)$, $c_a^g(t)$ во времени. Если учесть, что молекулы представляют собой сферы диаметром 10 Å и что АР покрыты сольватной шубой, то расстояние между центрами сфер двух АР не может превышать 20 Å. Следовательно, к молекулам, находящимся на поверхности электрода, последовательно подходят слои АР, причем расстояние между двумя последовательными слоями составляет 20 Å. Значит, чтобы произошла рекомбинация КР со слоем АР, удаленным на расстояние 20 Å, необходимо время, равное $\Delta t = \frac{l^2}{2D_-}$, где l – расстояние, проходимое частицей. Для нашего случая $l=20$ Å,

$D_- = 10^{-5}$ см²/с. Подставляя эти значения получим, что расстояние в 20 Å АР проходят за $t = 4 \cdot 10^{-9}$ с. Следовательно, можно считать, что за время дезактивации синглетного состояния к аноду подходит слой АР. Учитывая, что на аноде концентрацию КР в монослое можно считать постоянной из-за малого времени туннелирования электрона через пленку и что вблизи анода постоянно находится слой АР, то можно принять, что изменение концентрации возбужденных МОЭ в монослое во времени в основном определяется изменением концентрации АР вблизи анода. Отсюда, поскольку вблизи рабочего электрода (анода) постоянно

находятся АР, вновь и вновь подходящие из глубины раствора, то с учетом $C_a^+ \Big|_{t \geq t} \Big|_{dif} \cong const$

получаем, что концентрация возбужденных МОЭ в монослое также медленно изменяется во времени. Следовательно, производную по времени в выражении (12) можно приближенно считать равной нулю. Тогда концентрация возбужденных МОЭ в монослое определится выражением

$$c_a^s(t) = \tau_s \cdot k_{bi}^s \cdot c_v^-(z, t)_{z=l} \cdot c_a^+ \quad (12a)$$

Так как $c_a^s(t)$ - медленно меняющаяся функция во времени, то из условия сохранения числа частиц на электроде $c_v^a = c_a^+ + c_a^g(t) + c_a^s(t)$, где c_v^a - концентрация МОЭ в монослое, нанесенного на электрод, следует, что изменение $c_a^g(t)$ определяется медленно изменяющейся функцией $c_a^s(t)$. Значит и в выражении (13) производную также можно считать приближенно равной нулю. Тогда концентрация МОЭ в основном состоянии определится выражением

$$c_a^g(t) = \frac{\tau_t}{\tau_s} \cdot c_a^s(t) \quad (13a)$$

Граничные условия для этой стадии имеют вид

$$D_g \cdot \left(\frac{\partial c_g(z, t)}{\partial z} \right)_{z=0} = -D_- \cdot \left(\frac{\partial c_v^-(z, t)}{\partial z} \right)_{z=0} = k_k \cdot c_g(z, t)_{z=0} \quad (14)$$

для

$$\begin{cases} 0 \leq x \leq b \\ z = 0 \end{cases} \quad (15)$$

Коэффициент усиления для рассматриваемой модели можно записать в виде

$$K = c_a^s \cdot \sigma_{21} - c_a^g \cdot \sigma_{12} \quad (16)$$

где σ_{21} - сечение вынужденного испускания;

σ_{12} - сечение вынужденного поглощения;

Решение поставленной задачи в рамках изложенных приближений реализовано методом сеточных функций в пакете MATLAB. В результате получены распределения и результаты для следующих значений параметров рассматриваемой системы:

$$D_- = D_g = 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}; \quad \tau_- = 1 \text{ с}; \quad C_0 = 10^{-2} \text{ моль/л}; \quad k_{bi}^s = 10^{10} \text{ л}/(\text{моль} \cdot \text{с}); \quad k_k = 20 \text{ см/с}; \\ 1 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}; \quad t = 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}; \quad \tau_s = 10^{-9} \text{ с}; \quad \tau_t = 10^{-10} \text{ с}; \quad \sigma_{21} = 10^{-16} \text{ см}^2; \quad \sigma_{12} = 10^{-17} \text{ см}^2 \quad [7].$$

Зависимости концентраций анион-радикалов и молекул электрохемилюминофора от времени t и пространственной координаты z изображены на рисунках 2 и 3 соответственно.

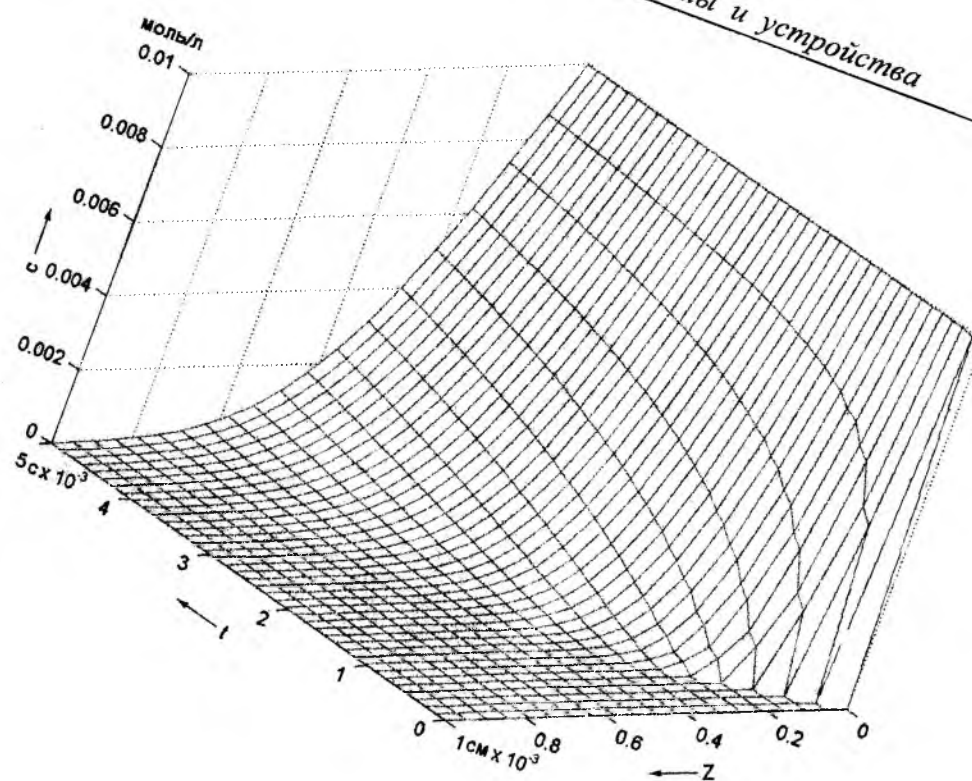


Рис. 2

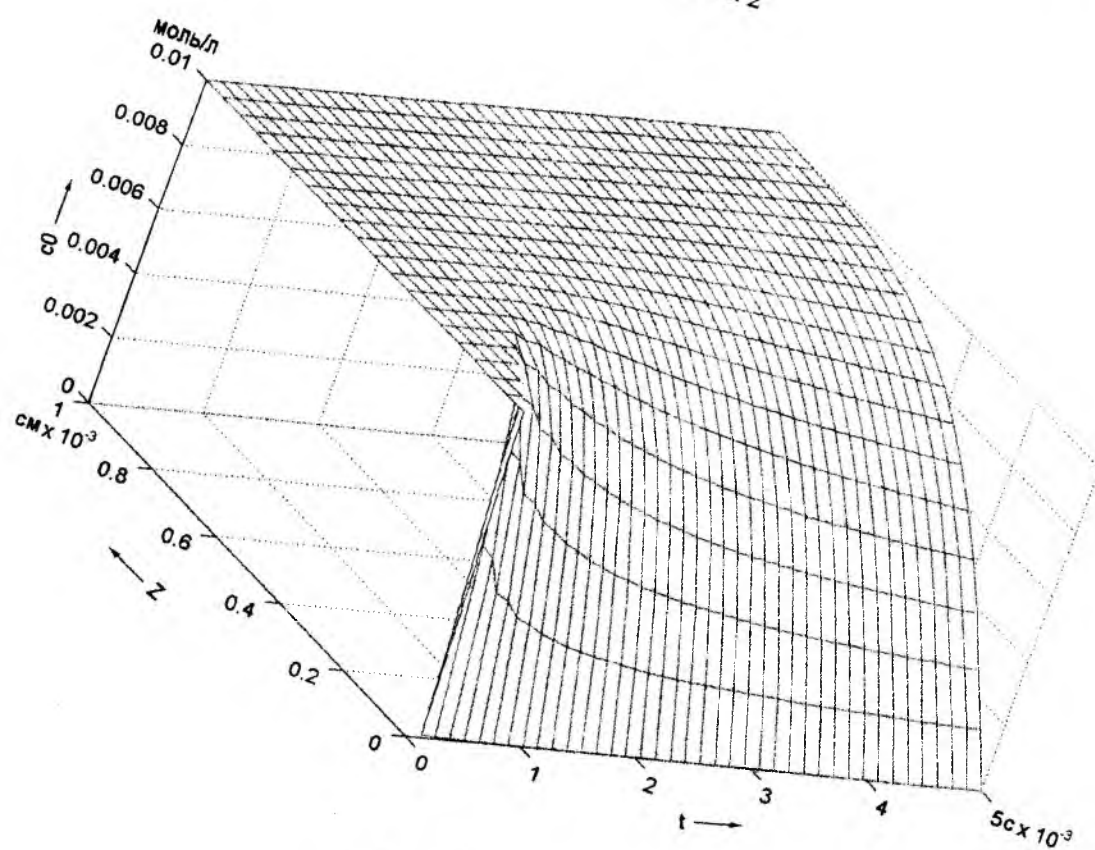
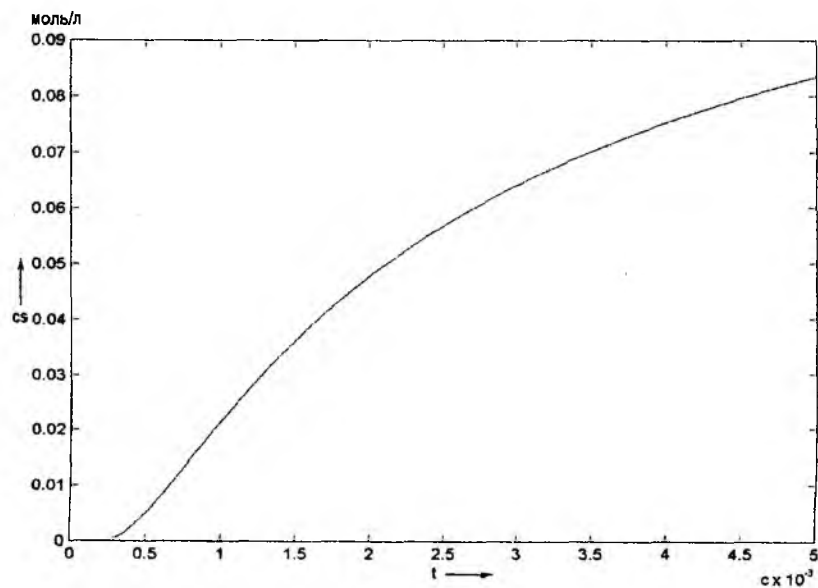


Рис. 3

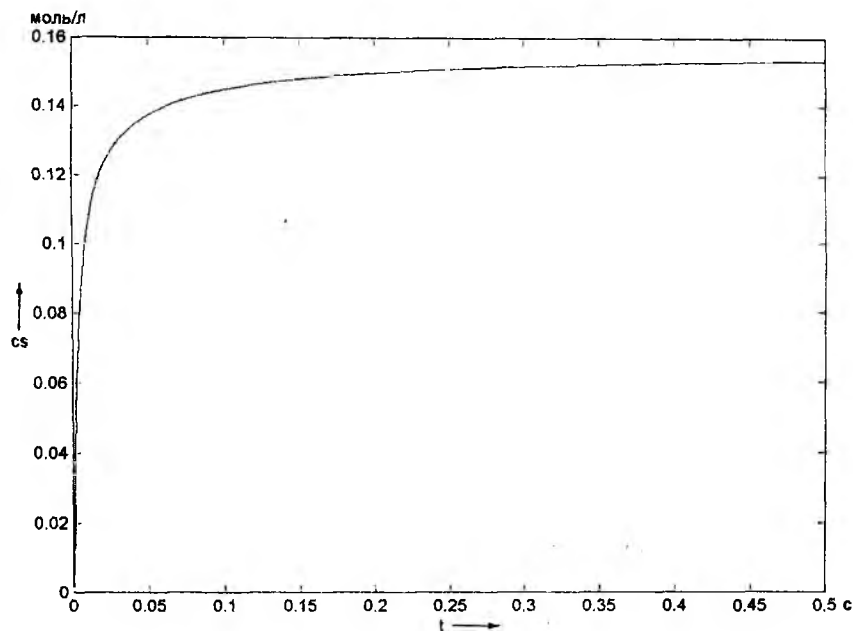
Так как у катода постоянно происходит генерация АР, то за некоторое время концентрация АР у анода достигает насыщения. Вариация времени показала, что при заданных параметрах такое насыщение произойдет за 0.5 с. Значение концентрации за такое время составляет 0.0096 моль/л.

Теперь найдем зависимость концентраций возбужденных молекул и молекул, находящихся в основном состоянии в мономолекулярном слое на аноде, за времена, равные $5 \cdot 10^{-2}$ с и 0.5 с, используя уравнения (12а), (13а).

Графики зависимости концентраций возбужденных молекул и молекул, находящихся в основном состоянии в мономолекулярном слое, за времена, равные $5 \cdot 10^{-3}$ с и 0.5 с при $\tau_s = 10^{-9}$ и $\tau_t = 10^{-10}$ с представлены на рисунках 4 и 5 соответственно.

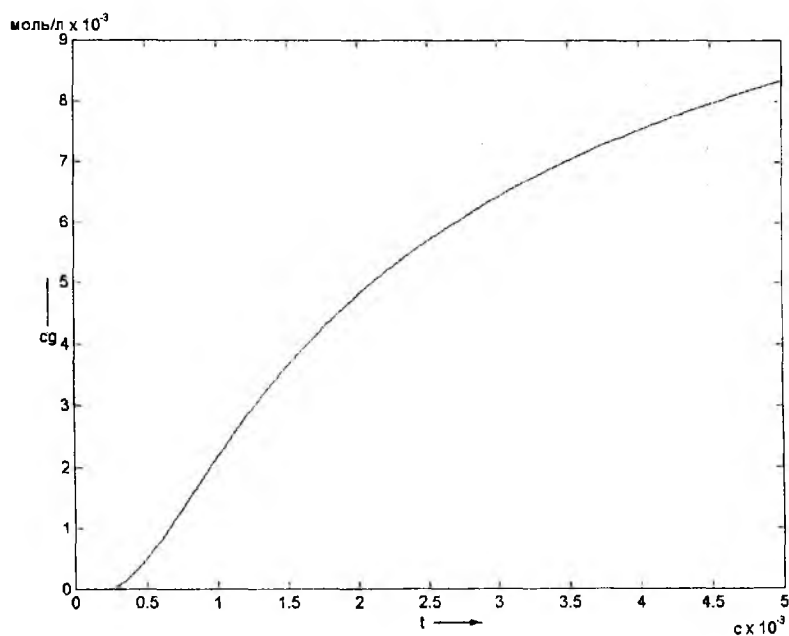


а)

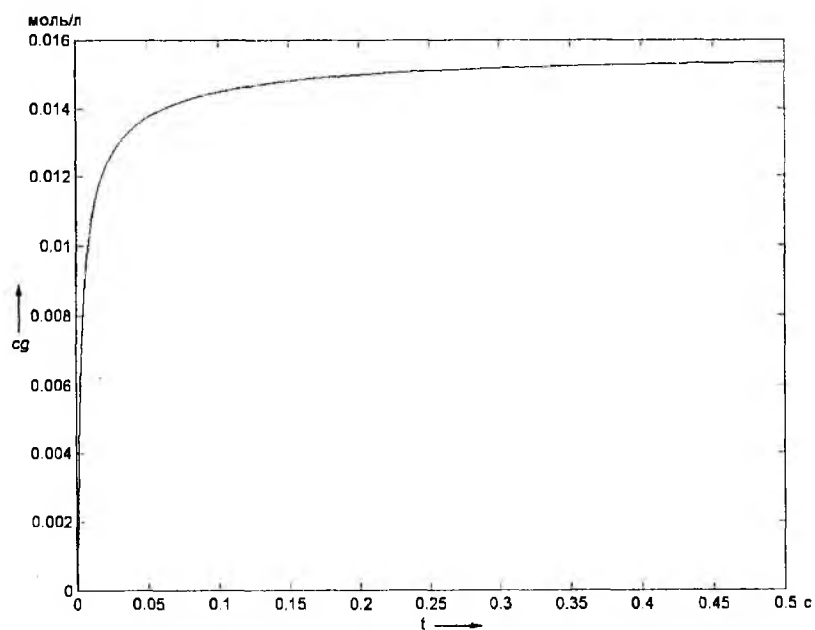


б)

Рис. 4



а)



б)

Рис. 5

Получив временные зависимости $c_a^s(t)$, $c_a^g(t)$ проследим кинетику коэффициента усиления рассматриваемой модели, используя формулу (16)

Графики зависимости коэффициента усиления системы за времена $5 \cdot 10^{-3}$ и 0.5 с для $\sigma_{21} = 10^{-16} \text{ см}^2$ и $\sigma_{12} = 10^{-17} \text{ см}^2$ показаны на рисунке 6(а) и 6(б) соответственно.

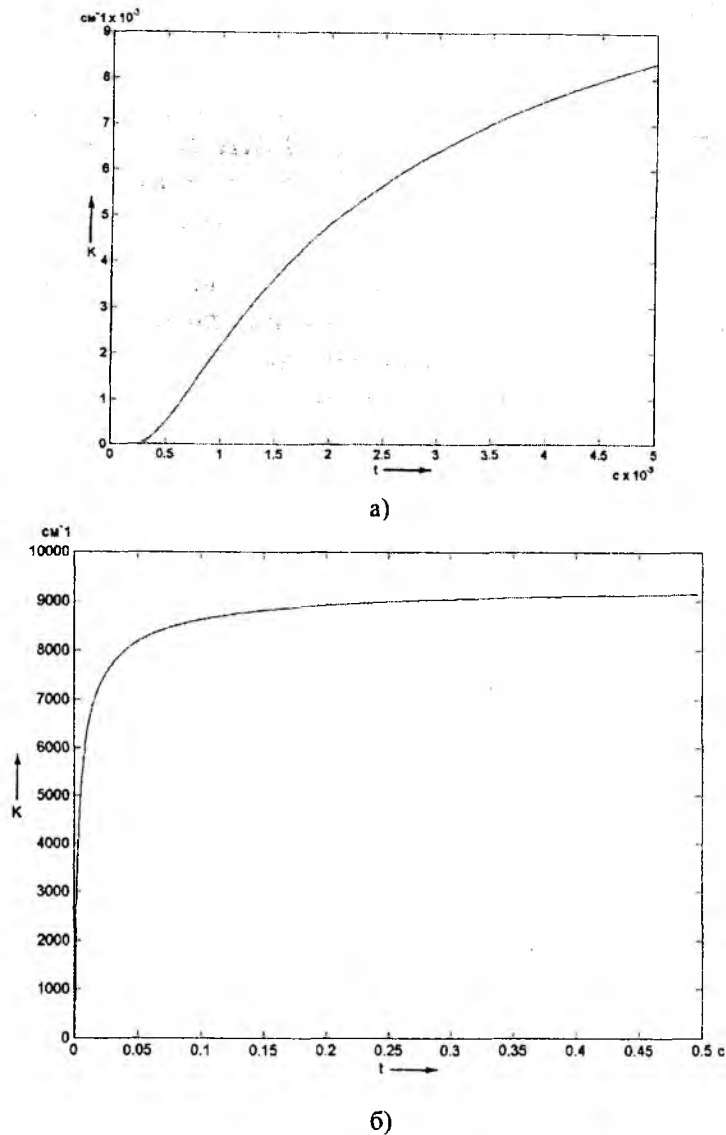


Рис. 6

Как видно из результатов, система через некоторый промежуток времени приходит в равновесие и способна к генерации излучения. Допущения, принятые при разработке моделей не позволяют ясно представлять реальные значения коэффициента усиления. Однако с большой вероятностью уже можно прогнозировать возможность генерации в среде, а также рассчитать предпочтительную форму и размер ячейки, материалы, наиболее подходящие для подобных разработок.

Список литературы: 1. Khorichy T., Niva O., Hatakenaka N., Nature, 1998, 394, 659 – 661. 2. Measures R.M., Appl. Opt., 1974, 13, 1121 – 1133. 3. Mayer J.A., Johnson K. L., Kirsted E., Sharma R.D., Itscan I., Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 3 – 5. 4. Бых А.И., Васильев Р.Ф., Рожницкий Н.Н. Электрохемилюминесценция растворов органических соединений // Итоги науки и техн. Сер. Радиационная химия. Фотохимия. Т. 2. М.: ВИНТИ, 1979. 135 с. 5. Рожницкий Н.Н., Худенский Ю.К., Бых А.И. Мицеллярные ассоциаты в электрохемилюминесценции органических соединений // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39, № 11. С. 2340 – 2345. 6. Бых А.И., Васильев Р.Ф., Рожницкий Н.Н. Электрохемилюминесценция растворов органических соединений // Итоги науки и техн. Сер. Радиационная химия. Фотохимия. Т. 2. М.: ВИНТИ, 1979. 135 с. 7. Рожницкий Н.Н., Бых А.И., Красноголовец М.А. Электрохимическая люминесценция. Харьков: ХТУРЭ, 2000. 320 с.

УДК 621.391

В. А. ПИСЬМЕНЕЦКИЙ, канд. техн. наук, Н. И. СЛИПЧЕНКО, канд. техн. наук,
П. И. ПЛАТОНОВ

АНАЛИЗ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ ЛИНИЙ ЗАДЕРЖКИ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ ДЛЯ УСТРОЙСТВА ИДЕНТИФИКАЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ

Как было показано [1], для идентификации импульсных сигналов малой длительности по спектральным признакам целесообразно применять дисперсионный метод формирования мгновенных спектров $S(\omega)$. При этом отклик $G(t)$ дисперсионной линии задержки (ДЛЗ) при условии $T_c \ll \Delta T$ (T_c – длительность радиоимпульса, ΔT – перепад задержек ДЛЗ) представляет с достаточной степенью точности огибающую $S(\omega)$, представленную с помощью ряда Котельникова:

$$G(t) = \sum_n \bar{S}(\omega_n) 2\Delta f_1 \sin c \frac{\Delta\omega_1}{2} t_1 \cos \omega_n t_1. \quad (1)$$

Соотношение (1) получено при условии дискретно-ступенчатой аппроксимации основных параметров ДЛЗ – огибающей АЧХ $K(\omega)$ и зависимости $\tau(\omega)$:

$$K(\omega) = \sum \exp(-j\omega\tau_n) \operatorname{rect} \frac{\omega - (n-1)\Delta\omega_1}{\Delta\omega_1}, \quad (2)$$

$$\tau_n = \tau_0 \pm \frac{\Delta T}{\Delta\omega} (n-1)\Delta\omega_1.$$

Такое упрощение справедливо с учетом реальных структур встречно-штыревого преобразователя (ВШП) ДЛЗ. Из соотношений (1) и (2) следует, что длительность $G(t)$ равна $\Delta T = N\Delta\tau$ и $N = \sqrt{\Delta T \cdot \Delta\omega}$. Таким образом, полоса пропускания $\Delta\omega$ и период задержек ДЛЗ определяют число отсчетов ряда (1) и, фактически, погрешность формирования $S(\omega)$.

По огибающей $G(t) = S(t)$ можно определить информативные признаки для идентификации входных радиоимпульсов.

Известно [1], что в качестве таковых можно использовать:

- частоты максимумов спектра f_m ;
- ширину спектра на различных относительных уровнях Δf_n , где n – уровень отсчета (0,7; 0,5);
- коэффициент прямоугольности K_n огибающей спектра $K_{ПNM} = \frac{\Delta f_N}{\Delta f_M}$, где N, M – уровни отсчета в пределах $N \in (0,5..0,8)$, $M \in (0,001..0,1)$.

Эти признаки можно представить как множества: $x_{1m} \in (f_m)$; $x_{2m} \in (\Delta f_n)$; $x_{3m} \in (K_{ПNM})$.

Таким образом общее количество признаков может быть достаточно большим, так как $x_{1m} \in (x_1; x_2 \dots x_l)$, где l – количество максимумов спектра;

$x_{2m} \in (x_1; x_2 \dots x_j)$, где j – количество уровней отсчета ширины спектра;

$x_{2_m} \in (x_1; x_2 \dots x_i)$, где i – количество уровней, по которым вычисляется коэффициент прямоугольности $K_{ПНМ}$.

Погрешности распознавания возникают в основном из-за технологических ошибок при проектировании и изготовлении ДЛЗ на поверхностных акустических волнах (ПАВ). Это ошибки, возникающие при синтезе АЧХ ПАВ ДЛЗ; ошибки, связанные с погрешностью взаимного расположения электродов; ошибки, связанные со скачками групповой задержки ДЛЗ и др. На перечисленные погрешности оказывает существенное влияние точность оборудования, применяемого для производства ПАВ ДЛЗ. Таким образом, если проанализировать влияние погрешностей изготовления ПАВ ДЛЗ на точность измерения признаков и, соответственно, на вероятность принятия решения о принадлежности входного радиосигнала к тому или иному классу, можно, задаваясь этой вероятностью, предъявлять требования к оборудованию.

При синтезе АЧХ ДЛЗ источниками ошибок являются следующие три фактора.

1. Ограничение по полосе ΔF и ΔT ДЛЗ и соответственно число N отсчетов $N = \sqrt{\Delta F \cdot \Delta T}$;
2. Неравномерность АЧХ ДЛЗ, включающая «медленные» и «быстрые» осцилляции, порождаемые кратными сигналами;
3. Неравномерность зависимости $\tau(\omega)$.

Проанализируем, как влияют эти факторы на погрешность определения частоты ω_0 максимума спектра, его ширину и коэффициент прямоугольности K_n огибающей спектра.

Огибающая реальной АЧХ ДЛЗ, как указывалось, содержит «медленные» и «быстрые» осцилляции. Существуют различные методы устранения этих осцилляций (амплитудная модуляция огибающей ВШП или частотная модуляция – изменение шага штырей), известные как в теории ПАВ, так и в теории антенн. Рассмотрим быстрые осцилляции.

Параметры ΔF и ΔT связаны следующими соотношениями:

$$\Delta F = N \cdot \Delta \omega_1, \quad \Delta T = N \cdot \Delta \tau,$$

$$\Delta \omega_1 \cdot \Delta \tau = 2\pi, \quad \Delta \omega_1 = 2\pi \cdot \Delta f_1,$$

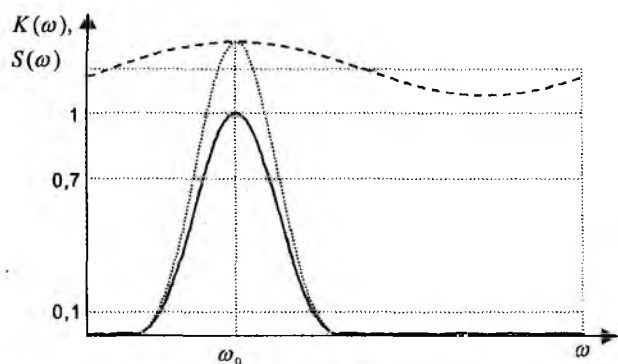
$\Delta f_1 \cdot \Delta \tau = 1$ – единичный элемент – элементарная выборка длительностью, равной перепаду задержек $\Delta \tau$ в полосе $\Delta \omega_1$.

Таким образом, влияние параметров ПАВ ДЛЗ ΔF и ΔT сводится к влиянию основного параметра линии $B = \Delta F \cdot \Delta T$, а это, фактически, влияние числа отсчетов N на точность формирования огибающей $S(t)$.

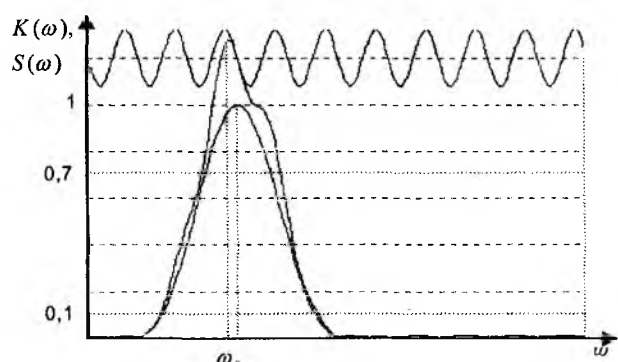
Рассмотрим процесс формирования вершины АЧХ фильтра, синтезированного на основе ортогональных функций вида $\sin x$, полагая, что эта система включает N членов, смещенных по частоте. Соответствующая частотная характеристика будет формироваться рядом с конечным числом слагаемых:

$$\overline{K}(\omega) = \sum_{n=1}^N \frac{2\pi}{\Omega} A_n \frac{\sin(\omega - \omega_n) \frac{\pi}{\Omega}}{(\omega - \omega_n) \frac{\pi}{\Omega}}. \quad (3)$$

В отсчетных точках ω_n АЧХ воспроизводится без искажения, а на интервалах между ними погрешность описывается функцией $\sin x$ в силу суммирования конечного числа боковых лепестков. Очевидно, что на каждом интервале между отсчетами погрешность определится различием между бесконечной суммой боковых лепестков и конечным числом слагаемых. Эта погрешность в формировании АЧХ ДЛЗ вносит ошибки в формирование



а) «медленные» осцилляции



б) «быстрые» осцилляции

Рис. 1

выходного импульса, представляющего собой огибающую спектра. Тогда погрешности измерения информативных признаков при усечении членов N равны: $\Delta x_n(N) = f(\Delta K_N(\omega), N)$. А погрешность принятия решения о принадлежности входного радиосигнала к тому или иному классу $\Delta P = f(\Delta x_1(N), \Delta x_2(N), \Delta x_3(N))$.

Влияние неравномерности АЧХ ДЛЗ заключается в деформации огибающей отклика, что приводит к смещению реальных оценок информативных параметров ω_0 , $\Delta\omega_{0,7}$ и K_n . Медленные осцилляции и их влияние на отклик ДЛЗ изображены на рис. 1-а, быстрые осцилляции – на рис. 1-б.

Влияние «медленных» осцилляций можно оценить с помощью зависимости:

$$K(\omega) = K_0 + \Delta K \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\Delta F} \cdot \omega + \varphi\right). \quad (4)$$

Если спектр радиоимпульсов симметричный вида $S(\omega - \omega_0)$, его искажения на выходе ПАВ ДЛЗ определяются равенством:

$$S_p(\omega - \omega_0) = K_0 \cdot \left[S(\omega - \omega_0) + \xi \cdot S(\omega - \omega_0) \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\Delta F} \cdot \omega + \varphi\right) \right], \quad (5)$$

где $\xi = \frac{\Delta K}{K_0}$.

Аналогично случаю с усечением числа членов N , погрешности измерения информативных признаков и принятия решения соответственно равны:

$$\Delta x_n(\xi) = f(\Delta K_\xi(\omega), \xi), \quad \Delta P = f(\Delta x_1(\xi), \Delta x_2(\xi), \Delta x_3(\xi)).$$

Погрешность взаимного расположения электродов в пределах точности применяемого оборудования для изготовления встречно-штыревых преобразователей вызывает нарушение ортогональности, т.е. ошибку из-за отличия моментов взятия отсчетов от расчетных точек. Обычно встречно-штыревые преобразователи изготавливаются методом фотолитографии с фотошаблона, полученного мультиплицированием исходного оригинала – одиночного штыря – на проекционном фотошаблоне с погрешностью позиционирования $\Delta\lambda$. Причем $\Delta\lambda$ может увеличиваться как по линейному, так и по другому закону. При этом период ВШП определится функцией $\lambda'_n = \lambda_n + \Delta\lambda$, что приводит к фазовой погрешности

$$\delta'_n = \frac{2\pi f_n \Delta\lambda}{V}. \quad (6)$$

В этом случае реальная АЧХ формируется функцией

$$\overline{K'}(\omega) = \frac{2\pi}{\Omega} \sum_{n=1}^N \overline{A} \frac{\sin(\omega - \omega'_n) \frac{\pi}{\Omega}}{(\omega - \omega_n) \frac{\pi}{\Omega}}, \quad (7)$$

где $\omega'_n = \omega_n + \delta'_n$.

Погрешности измерения информативных признаков и принятия решения соответственно равны: $\Delta x_n(\lambda) = f(\Delta K_\lambda(\omega), \Delta \lambda)$, $\Delta P = f(\Delta x_1(\lambda), \Delta x_2(\lambda), \Delta x_3(\lambda))$.

Погрешности, возникающие из-за обрывов или замыкания электродов, вызывают искажения двух типов. Первый из них связан со скачками групповой задержки в некоторых точках на оси частот, а второй – с постоянством зависимости $\tau_3(\omega)$ на отдельных участках. В первом случае зависимость $\tau_3(\omega)$ описывается равенством:

$$\tau_3(\omega) = 2\alpha \sum_n n\Omega \operatorname{rect}\left(\frac{\omega - n\Omega}{\Omega}\right) + \sum_m b_m \sigma(\omega - N_m \Omega) + \tau_0, \quad (8)$$

где $m=1, 2, \dots$ номер точки на оси со скачком задержки на величину b_m .

Пусть на оси частот имеются скачки задержек в m точках с координатами $N_1\Omega, N_2\Omega, \dots, N_m\Omega$. Тогда отклик анализатора можно записать:

$$\begin{aligned} f_{\text{вых}}(t) = & \sum_{n=1}^{N_1-1} S(n\Omega) K(n\Omega) \frac{2}{\pi} \left| \frac{\sin \frac{\pi}{T_a} (t - 2cn\Omega)}{t - 2cn\Omega} \right| \cos\left(\omega_n + \frac{\pi}{T_a} t\right) + \sum_{N_1}^{N_2-1} S(n\Omega) K(n\Omega) \frac{2}{\pi} \times \\ & \times \left| \frac{\sin \frac{\pi}{T_a} (t - 2cn\Omega - b_1)}{t - 2cn\Omega - b_1} \right| \cos\left(\omega_n + \frac{\pi}{T_a} t\right) + \sum_{N_2}^{N_2-1} S(n\Omega) K(n\Omega) \frac{2}{\pi} \left| \frac{\sin \frac{\pi}{T_a} (t - 2cn\Omega - b_2)}{t - 2cn\Omega - b_2} \right| \times \\ & \times \cos\left(\omega_n + \frac{\pi}{T_a} t\right) + \dots = \sum_{n=1}^{N_1-1} S(n\Omega) K(n\Omega) \frac{2}{\pi} \times \\ & \times \left| \frac{\sin \frac{\pi}{T_a} (t - 2an\Omega)}{t - 2an\Omega} - \cos\left(\omega_n + \frac{\pi}{T_a} t\right) + \sum_{m=1}^M \sum_{N_m}^{N_{m+1}-1} S(n\Omega) K(n\Omega) \frac{2}{\pi} \left| \frac{\sin \frac{\pi}{T_a} (t - 2an\Omega - b_m)}{t - 2an\Omega - b_m} \right| \times \right. \\ & \left. \times \cos\left(\omega_n + \frac{\pi}{T_a} t\right). \right. \end{aligned} \quad (9)$$

Из равенства (9) следует, что отклик представлен суммой ортогональных рядов, содержащих по $(N_{m+1} - N_{m-1})$ слагаемых и смещенных во времени по отношению друг к другу на величину b_m . В результате в отклике будут наблюдаться провалы.

Рассмотрим искажения, связанные с постоянством групповой задержки $\tau_3(\omega)$ на отдельных участках. Здесь зависимость $\tau_3(\omega)$ будет иметь вид:

$$\tau_3(\omega) = 2\alpha \sum_n n\Omega \text{rect}\left(\frac{\omega - n\Omega}{\Omega}\right) - 2\alpha \sum_i \sum_l \Omega(l - N_i)\sigma(\omega - l\Omega) + \tau_0, \quad (10)$$

где $i=1,2,\dots$ – номер точки на оси ω , с которой начинается участок постоянной задержки, $l=N_i, N_{i+1}, \dots, L_i$. Из соотношения (10) следует, что $\tau_3(\omega)$ содержит участки постоянной задержки в интервале $N_i - L_i$ области, в пределах которых амплитуды выборок возрастают по линейному закону.

С учетом (10) вычислим отклик на выходе ДЛЗ:

$$\begin{aligned} f_{\text{вых}}(t) = & \sum_{n=1}^{N_1-1} S(n\Omega)K(n\Omega) \frac{2}{\pi} \left| \frac{\sin \frac{\pi}{T_a}(t - 2\alpha n\Omega)}{t - 2\alpha n\Omega} \right| \cos\left(\omega_n + \frac{\pi}{T_a}\right)t + \sum_{N_1+L_1}^{N_2-1} S(n\Omega)K(n\Omega) \frac{2}{\pi} \times \\ & \times \left| \frac{\sin \frac{\pi}{T_a}[t - 2\alpha\Omega(N_1 + n - L_1)]}{t - 2\alpha\Omega(N_1 + n - L_1)} \right| \cos\left(\omega_n + \frac{\pi}{T_a}\right)t + \dots + \sum_{N_1+L_1}^{N_{y+1}-1} S(n\Omega)K(n\Omega) \frac{2}{\pi} \times \\ & \times \left| \frac{\sin \frac{\pi}{T_a}[t - 2\alpha\Omega(n + N_1 - L_1)]}{t - 2\alpha\Omega(n + N_1 - L_1)} \right| \cos\left(\omega_n + \frac{\pi}{T_a}\right)t + \sum_{i=1}^I \sum_{N_i}^{L_i} S(n\Omega)K(n\Omega) \frac{2}{\pi} \times \\ & \times \left| \frac{\sin \frac{\pi}{T_a}\left\{t - 2\alpha\Omega\left[N_i - \sum_{m=1}^{i-1}(L_m - N_m)\right]\right\}}{t - 2\alpha\Omega\left[N_i - \sum_{m=1}^{i-1}(L_m - N_m)\right]} \right| \cos\left(\omega_n + \frac{\pi}{T_a}\right)t. \end{aligned} \quad (11)$$

В равенстве (11) представляют наибольший интерес последние слагаемые, представляющие колебания с огибающими типа $\sin x/x$, совпадающие во времени и имеющие различные частоты заполнения. Интерференция этих колебаний на отрезках времени $2\alpha\Omega(L_i - N_i)$ может привести к увеличению амплитуды в $(L_i - N_i)$ раз либо к появлению провала в зависимости от фазовых соотношений между ними.

Погрешности измерения информативных признаков и принятия решения соответственно равны: $\Delta x_n(\tau) = f(\Delta K_r(\omega), \tau(\omega))$, $\Delta P = f(\Delta x_1(\tau), \Delta x_2(\tau), \Delta x_3(\tau))$.

Таким образом, при учете всех погрешностей, влияющих на точность идентификации импульсных радиосигналов, суммарная погрешность будет равна:

$$\Delta P_{\Sigma} = \sum_1^n \Delta P_n,$$

где ΔP_n – n -я погрешность принятия решения, связанная с конкретной технологической ошибкой.

Оценив влияние основных технологических погрешностей на вероятность принятия решения о принадлежности входного сигнала к тому или иному классу, можно, задаваясь необходимой точностью идентификации, определить необходимую точность оборудования для изготовления ПАВ ДЛЗ, и наоборот, имея конкретное оборудование, можно определить, с какой точностью будет работать система идентификации.

Список литературы: 1. *Письменецкий В.А., Бородин А.В., Платонов П.И.* Анализ информативных признаков для идентификации импульсных радиосигналов по спектральным параметрам // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 114. С. 159 – 162. 2. *Письменецкий В.А., Слипченко Н.И., Платонов П.И.* Исследование дисперсионно-спектрального способа идентификации импульсных радиосигналов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 37 – 41. 3. *Письменецкий В.А., Слипченко Н.И., Платонов П.И.* Микропроцессорный модуль выделения информативных признаков и принятия решения // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 51 – 54.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 25.04.2002

В. В. РАПИН, канд. техн. наук

ФОРМИРОВАНИЕ ФАЗОВОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В НЕАВТОНОМНЫХ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКИХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Слабонелинейные квазигармонические динамические системы широко используются при решении практических проблем обработки сигналов в радиоэлектронике, информационно-измерительной технике, автоматике. Их функциональные возможности существенно расширяются, как показано в [1], с введением фазовой обратной связи (ФОС). При этом улучшаются известные характеристики и появляются новые свойства. В этой статье рассмотрена отрицательная фазовая обратная связь (ОФОС), которая была разработана для неавтономных систем автогенераторов, синхронизированных на основном тоне. Однако такой тип фазовой обратной связи не является единственно возможным, как и рассмотренный режим синхронизации. Таким образом целью статьи является разработка методов формирования иных видов фазовой обратной связи при синхронизации автогенераторов как на основном тоне, так и на обер и унтер тонах. Формирование любой фазовой обратной связи сводится к введению фазы сигнала обратной связи в сигнал синхронизации.

Рассмотрим автогенератор, синхронизированный на основном тоне. Проще всего фазовая обратная связь формируется именно в этом случае. Допустим, что исходный сигнал синхронизации и сигнал обратной связи, т.е. сигнал синхронизированного автогенератора, имеют вид $u_c = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c)$ и $u = A_0 \cos(\omega_c t + \varphi)$. Тогда для формирования положительной фазовой обратной связи (ПФОС) уравниваем амплитуды и складываем их

$$u = u_c + u = A \cos((\varphi - \varphi_c)/2) \cos(\omega_c t + (\varphi + \varphi_c)/2).$$

Принимая меры по стабилизации амплитуды этого сигнала, получим $u_{c1} = A \cos(\omega_c t + (\varphi + \varphi_c)/2)$. Для увеличения глубины обратной связи вышеуказанную процедуру можно повторить несколько раз, используя сигнал, полученный на предыдущем цикле, и сигнал обратной связи. Тогда после выполнения l -го цикла формирования непосредственный сигнал синхронизации может быть представлен выражением $u_{cl} = A \cos(\omega_c t + \psi_{cl})$, где $\psi_{cl} = (2^l - 1)/2^l \varphi + \varphi_c/2^l$.

При формировании отрицательной фазовой обратной связи первого рода исходный сигнал синхронизации возводится в квадрат, а затем устраняется постоянный член. Оставшаяся вторая гармоника перемножается с сигналом обратной связи. Первая гармоника этого произведения $u_{c1} = A \cos(\omega_c t + \psi_{c1})$, где $\psi_{c1} = 2\varphi_c - \varphi$ и есть непосредственный сигнал синхронизации. Эту процедуру можно повторить многократно, используя сигнал, полученный на предыдущем цикле, вместо исходного сигнала синхронизации, и прежний сигнал обратной связи. При этом влияние обратной связи возрастает. После l -го цикла получим непосредственный сигнал синхронизации в виде $u_{cl} = A \cos(\omega_c t + \psi_{cl})$, где $\psi_{cl} = 2^l \varphi_c - (2^l - 1)\varphi$.

Для формирования отрицательной фазовой обратной связи второго рода теперь уже сигнал обратной связи возводится в квадрат, и затем устраняется постоянный член. Оставшаяся вторая гармоника перемножается с исходным сигналом синхронизации. Первая гармоника этого произведения $u_{c1} = A \cos(\omega_c t + \psi_{c1})$, где $\psi_{c1} = 2\varphi - \varphi_c$ и есть непосредственный сигнал синхронизации, сформированный на первом цикле. Для усиления влияния обратной связи эту процедуру также следует повторить. Однако далее можно действовать двумя способами. В соответствии с первым возводить в квадрат следует сигнал, полученный на предыдущем цикле, и переменную составляющую результата перемножить с сигналом обратной связи.

Первая гармоника этого произведения $u_{ci} = A \cos(\omega_c t + \psi_{ci})$ и будет непосредственным сигналом синхронизации, но записать его фазу в общем виде не представляется возможным. Для второго, третьего и четвертого циклов она будет иметь вид:

$$\psi_{c2} = 3\varphi - 2\varphi_c, \psi_{c3} = 5\varphi - 4\varphi_c, \psi_{c4} = 9\varphi - 8\varphi_c.$$

Согласно второму способу в квадрат возводится также сигнал, полученный на предыдущем цикле, но переменная составляющая результата перемножается с исходным сигналом синхронизации. В этом случае фазы непосредственных сигналов синхронизации для второго, третьего и четвертого циклов формирования будут иметь вид:

$$\psi_{c2} = 4\varphi - 3\varphi_c, \psi_{c3} = 8\varphi - 7\varphi_c, \psi_{c4} = 16\varphi - 15\varphi_c.$$

В случае делителей частоты формирование непосредственного сигнала синхронизации производится наиболее просто для коэффициентов деления вида $n = 2^k$. Рассмотрим положительную фазовую обратную связь. Допустим, что исходный сигнал синхронизации представлен выражением $u_c = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c)$, а сигнал обратной связи имеет вид $u = A_0 \cos(\omega_c / nt + \varphi)$. Вначале из сигнала обратной связи формируется вспомогательный сигнал, имеющий такую же частоту как и исходный сигнал синхронизации, путем возведения в его квадрат (с последующим выделением переменной составляющей), а затем эта процедура повторяется уже с сигналом, полученным на предыдущем цикле. После некоторого цикла имеем $u_i = A \cos(2^i \omega_c / nt + 2^i \varphi)$. Повторение происходит до тех пор, пока частота вспомогательного сигнала не будет равна частоте сигнала синхронизации, то есть до тех пор, пока 2^i не станет равной n . Тогда $u_\theta = A \cos(\omega_c t + n\varphi)$. Далее следует первый цикл формирования уже непосредственного сигнала синхронизации, заключающийся в том, что вспомогательный сигнал складывается с исходным сигналом синхронизации. После стабилизации амплитуды получим $u_{c1} = A \cos(\omega_c t + \psi_{c1})$, где $\psi_{c1} = \varphi_c / 2 + n\varphi / 2$. В зависимости от требуемой глубины фазовой обратной связи используется различное число циклов формирования непосредственного сигнала синхронизации. При этом сигнал, полученный на предыдущем цикле, складывается с исходным сигналом синхронизации с последующей стабилизацией амплитуды результата. Фазы непосредственных сигналов синхронизации, полученных на каждом цикле, можно представить в общем виде: $\psi_{cl} = \varphi_c / 2^l + (2^l - 1) / 2^l n\varphi$.

Рассмотрим теперь процесс формирования отрицательной фазовой обратной связи в делителях частоты. Процедура получения вспомогательного сигнала остается прежней и в этом случае. А формирование непосредственного сигнала синхронизации зависит от требуемой глубины обратной связи и состоит в циклическом повторении ряда операций. На первом цикле возводится в квадрат исходный сигнал синхронизации и выделяется только переменная составляющая, которая перемножается со вспомогательным сигналом. Первая гармоническая составляющая $u_{c1} = A \cos(\omega_c t + \psi_{c1})$ и будет представлять непосредственный сигнал синхронизации, где $\psi_{c1} = 2\varphi_c - n\varphi$. Отличие всех последующих циклов состоит в том, что вместо исходного сигнала синхронизации в них используется сигнал, полученный на предыдущем цикле. После l -го цикла имеем: $u_{cl} = A \cos(\omega_c t + \psi_{cl})$, где $\psi_{cl} = 2^l \varphi_c - (2^l - 1)n\varphi$.

И, наконец, рассмотрим умножитель частоты. Допустим, что умножение производится нечетное число раз, а формируемая обратная связь является отрицательной фазовой обратной связью второго рода. Как всегда исходный сигнал синхронизации и сигнал обратной связи будут иметь вид: $u_c = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_c)$ и $u = A_0 \cos(m\omega_c t + \varphi)$, где $m = 2^k + 1$. Тогда, как и в предыдущем случае, сформируем вспомогательный сигнал путем возведения в квадрат вначале исходного сигнала синхронизации с последующим выделением переменной составляющей,

а затем эта процедура повторяется уже с сигналом, полученным на предыдущем цикле. После некоторого цикла имеем: $u_k = A \cos(2^k \omega_c t + 2^k \varphi)$. Перемножая этот сигнал с сигналом обратной связи, с сохранением первой гармоники, получим $u_{c1} = A \cos(\omega_c t + \psi_{c1})$, где $\psi_{c1} = \varphi - 2^k \varphi_c$. Для увеличения глубины обратной связи эта процедура повторяется с использованием сигнала, полученного на предыдущем цикле и сигнала обратной связи, однако фазу конечного сигнала в общем виде записать сложно. Для второго, третьего и четвертого циклов имеем:

$$\psi_{c2} = 2\varphi - (2^{k+1} + 1)\varphi_c, \quad \psi_{c3} = 4\varphi - (2^{k+2} + 3)\varphi_c, \quad \psi_{c4} = 8\varphi - (2^{k+3} + 7)\varphi_c.$$

Рассмотрим кратко влияние разных видов фазовой обратной связи на характеристики синхронизированного на основном тоне одноконтурного LC-автогенератора. Тогда, как известно [1,2], укороченные уравнения, описывающие процессы в таком автогенераторе при малых сигналах синхронизации и большой добротности контура, имеют вид:

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

где $\tau = \omega_c t$; $\theta = \varphi - \psi_{cl}$; $y = A/A_0 > 1$; A, A_0 – амплитуды сигнала автогенератора в режиме синхронизации и в автономном режиме; $\varepsilon = \delta\alpha$ – малый параметр; $B = I_c/I_0 \ll 1$; $I_0 = A_0/(RK)$; $\omega_c \approx \omega_0$; $\Delta\omega/\omega_0 = (\omega_c - \omega_0)/\omega_0$; $d\psi_{cl}/d\tau \ll 1$; ω_0, R – резонансная частота и сопротивление контура; δ – его затухание; K – коэффициент положительной обратной связи; α – коэффициент.

Исследуем устойчивость колебаний в неавтономном автогенераторе с ФОС по уравнениям первого приближения, где δy малые изменения амплитуды и $\delta\varphi$ фазы:

$$\begin{aligned} \frac{d(\delta y)}{d\tau} &= a\delta y + b\delta\varphi, \\ \frac{d(\delta\varphi)}{d\tau} &= d\delta y + c\delta\varphi. \end{aligned} \quad (2)$$

Для ОФОС первого рода коэффициенты, входящие в эти уравнения, имеют вид:

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

В случае ПФОС эти коэффициенты несколько отличаются:

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

Для ОФОС второго рода для простейшего непосредственного сигнала синхронизации, когда $\psi_{c1} = 2\varphi - \varphi_c$, имеем

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

Система (2) приводит к характеристическому уравнению $\lambda^2 - (a+c)\lambda + ac - bd = 0$. Если $-(a+c) > 0$ и $ac - bd > 0$, то, как известно, колебания устойчивы. Подставляя значения слагаемых в первое неравенство, получим для ОФОС первого рода $3y^3 - y + B/\alpha 2^n \cos \theta > 0$.

Для положительной фазовой обратной связи это неравенство сводится к выражению $3y^3 - y + B/(\alpha 2^n) \cos \theta > 0$. И, наконец, для ОФОС второго рода получим условие $3y^3 - y - B/\alpha \cos \theta > 0$. Все они выполняются, если $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$, так как $B/\alpha \ll 1$, а $y \approx 1$. Исследования показывают, что второе неравенство для ОФОС первого рода и ПФОС выполняется, если $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$. В случае ОФОС второго рода фазовый сдвиг устойчивых колебаний имеет иные значения: $\pi/2 + \phi \leq \theta \leq 3/2\pi - \phi$, где ϕ - малая величина.

При отсутствии фазовой обратной связи, как известно, сдвиг фазы устойчивых колебаний меняется в пределах $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$. Легко видеть, что в случае ОФОС второго рода диапазон возможных значений углов сдвига фазы устойчивых колебаний сдвигается на π .

Для оценки величин, которые может иметь сдвиг фазы сигнала синхронизированного автогенератора относительно исходного сигнала синхронизации $\theta^0 = \varphi - \varphi_c$ с различными видами фазовой обратной связи, а также для выяснения ее влияния на переходные процессы, рассмотрим только фазовое равнение системы (1) при углах сдвига фазы, где $\sin \theta \approx \theta$, считая амплитуду постоянной. Такое упрощение вполне допустимо для малых сигналов синхронизации. Тогда в случае ОФОС первого рода это уравнение и его решение имеют вид:

$$\frac{d\theta^0}{d\tau} + 2^l \frac{\varepsilon B}{2y\alpha} \theta^0 = -\frac{\Delta\omega}{\omega_0} - \frac{d\varphi_c}{d\tau}, \quad \theta^0 = -\frac{1}{2^l \xi} \frac{\Delta\omega}{\omega_0} (1 - \exp(-2^l \xi \tau)).$$

Для ПФОС эти же данные записывается следующим образом:

$$\frac{d\theta^0}{d\tau} + \frac{\varepsilon B}{2y\alpha} \frac{1}{2^l} \theta^0 = -\frac{\Delta\omega}{\omega_0} - \frac{d\varphi_c}{d\tau}, \quad \theta^0 = -\frac{2^l}{\xi} \frac{\Delta\omega}{\omega_0} (1 - \exp(-\xi / 2^l \tau)),$$

а для ОФОС второго рода фазовое уравнение системы (1), после замены переменной $\theta^0 = \theta^1 + \pi$, учитывающей диапазон фазовых сдвигов устойчивых колебаний, и выделяющей его переменную составляющую, а также упрощения, приводится к иному виду:

$$\frac{d\theta^1}{d\tau} + \frac{\varepsilon B}{2y\alpha} \theta^1 = -\frac{\Delta\omega}{\omega_0} - \frac{d\varphi_c}{d\tau}, \quad \text{окончательно получим: } \theta^0 = \pi - \frac{1}{\xi} \frac{\Delta\omega}{\omega_0} (1 - \exp(-\xi \tau)).$$

Для автогенератора без обратной связи:

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

Здесь $\xi = \varepsilon B / (2y\alpha)$. Анализируя полученные результаты, легко видеть, что отрицательная фазовая обратная связь первого рода уменьшает как величину фазового сдвига, так и длительность переходных процессов. Положительная же, наоборот, увеличивает эти параметры. Отрицательная фазовая обратная связь второго рода в простейшем виде смещает диапазон возможных фазовых сдвигов устойчивых колебаний на π . Таким образом, фазовая обратная связь меняет характеристики синхронизированных автогенераторов, что дает возможность улучшить показатели устройств на их основе и расширить область их применения.

Список литературы: 1. Rapin V. Synchronized oscillators with the phase negative feedback // IEEE Transactions. Circuits and systems. 2002. Vol. CAS-49, № 8. P. 1242 – 1246. 2. Рапин В. Решение укороченных уравнений синхронизированного автогенератора // Материалы 7-й междунар. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации». Харьков: ХНУРЭ. 2001. С. 175 – 176

А. Н. ОЛЕЙНИКОВ, канд. техн. наук, Д. М. СОСНОВЧИК

ЗАЩИТА РЕЧЕВОЙ ИНФОРМАЦИИ МЕТОДОМ АДАПТИВНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Защита речевой информации занимает важное место в комплексной системе обеспечения информационной безопасности. Несанкционированный съем речевой информации может реализовываться непосредственно через акустический (воздушный или вибрационный) канал утечки информации, либо с использованием различных составных технических каналов утечки информации, включающих в себя акусто-электронные, акусто-оптические и другие каналы утечки. Для обеспечения технической защиты акустической информации в настоящее время используется большое число методов, основными из которых являются:

- информационное скрытие, предусматривающее техническое закрытие (частотное и временное аналоговое скремблирование и использование вокодеров) и цифровое шифрование речевых сигналов;

- энергетическое скрытие, осуществляющееся способами звукоизоляции, звукопоглощения, глушения в помещениях и зашумления функционального канала связи помехами, обеспечивающими маскировку речевых сигналов;

- обнаружение и идентификация сигналов закладных устройств (ЗУ), а также локализация и нейтрализация самих ЗУ.

Аналоговые скремблеры и вокодеры относительно недорогие устройства, но обеспечивают в основном тактический уровень защиты. Аппаратура шифрования, применяемая в функциональных линиях связи и гарантирующая стратегический уровень защиты, очень дорогая. Кроме этого, данные устройства требуют наличия полуккомплектов аппаратуры у обоих абонентов и не могут быть применены для защиты речевых сигналов в помещениях. Современные методы обнаружения и нейтрализации ЗУ не обеспечивают стопроцентную вероятность их отсутствия после проведения поисковых работ. Поэтому сейчас весьма перспективными являются методы энергетического скрытия речевых сигналов, совмещенные с устройствами адаптивной фильтрации. Адаптивные фильтры позволяют санкционированному получателю, который сам является постановщиком помехи с известными параметрами, извлечь полезную речевую информации из смеси сигнал+помеха. В настоящее время известны устройства, построенные по данному принципу для защиты речевой информации как в телефонных каналах связи, так и в помещениях. Это односторонние маскираторы телефонных разговоров и электронные «комнаты» для ведения конфиденциальных переговоров[1,2]. Основой этих устройств являются адаптивные фильтры, характеристики которых определяют качество работы устройств защиты речевой информации.

В данной статье проведен сравнительный анализ между двумя различными адаптивными алгоритмами подстройки коэффициентов цифрового фильтра методом наименьших квадратов (МНК) и алгоритмом последовательной регрессии (АПР) [3-5], а также сравнительная характеристика эффективности работы алгоритмов при наличии загрожающих помех различной структуры.

Особенностью работы систем адаптивной фильтрации является то, что априори требуется знать либо вид обрабатываемого сигнала, либо вид загрожающей помехи. В нашем случае производится анализ работы алгоритмов при обработке речевых сообщений, которые предварительно неизвестны, а известен вид загрожающей помехи, которую мы формируем сами. Как было сказано выше, адаптивный алгоритм корректирует (подстраивает) коэффициенты цифрового фильтра. С практической точки зрения более удобными являются трансверсальные фильтры (без обратных связей). Фильтры с обратными связями, как и любая система, могут быть нестабильными. Поэтому необходимо контролировать диапазон изменения коэффициентов фильтра, что на практике трудно выполнимо. На рис. 1 изображе-

на структурная схема адаптивного фильтра. По своему виду он близок к цифровому фильтру, но имеется дополнительный вход для опорного сигнала, который обозначен как d_k , а $w_0, w_1 \dots w_n$ – коэффициенты фильтра.

Подробное описание алгоритмов приведено в [3]. Остановимся лишь на общем виде выше упомянутых алгоритмов. Итеративный процесс коррекции коэффициентов фильтра может быть представлен в виде:

а) для метода наименьших квадратов:

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_{k+1} &= \mathbf{W}_k + 2\mu\epsilon_k \mathbf{X}_k, \\ \epsilon_k &= d_k - \mathbf{X}_k^T \mathbf{W}_k, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{W}_k$ – вектор коэффициентов адаптивного фильтра ($w_0, w_1 \dots w_n$);

d_k – отсчет опорного сигнала;

$\mathbf{X}_k, \mathbf{X}_k^T$ – вектор отсчетов

входного сигнала;

2μ – параметр, определяющий скорость сходимости и устойчивость алгоритма;

б) для алгоритма последовательной регрессии:

Первая итерация алгоритма ($k=0$):

$$\mathbf{Q}_0 = \mathbf{A} \times \mathbf{I}; \quad (2)$$

$\mathbf{W}_0$ = начальный вектор весовых коэффициентов;

$$\mathbf{W}_1 = \mathbf{W}_0 + 2\mu\lambda_{cp} \mathbf{Q}_0 \epsilon_0 \mathbf{X}_0;$$

последующие итерации алгоритма ($k \geq 1$):

$$\mathbf{W}_{k+1} = \mathbf{W}_k + \frac{2\mu\lambda_{cp}(1-\alpha^{k+1})}{1-\alpha} \mathbf{Q}_k \epsilon_k \mathbf{X}_k;$$

$$\alpha = 2^{-1/\tau};$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{Q}_{k-1} \mathbf{X}_k;$$

$$\gamma = \alpha + \mathbf{X}_k \mathbf{S}^T;$$

$$\mathbf{Q}_k = \frac{1}{\alpha} (\mathbf{Q}_{k-1} - \frac{1}{\gamma} \mathbf{S} \mathbf{S}^T);$$

$$\mu\lambda_{cp} \ll 1,$$

где $\mathbf{X}_k$ – вектор отсчетов входного сигнала;

ϵ_k – вычисляется по выражению (1);

$\mathbf{A}$ – константа;

$\mathbf{I}$ – единичная матрица;

τ – длина стационарного сегмента сигнала;

$2\mu\lambda_{cp}$ – параметр, определяющий скорость сходимости и устойчивость алгоритма.

При анализе свойств и характеристик приведенных адаптивных алгоритмов будем использовать следующие виды заграждающих помех: полигармонический шум, белый шум и речеподобную помеху.

Адаптивный процесс фильтрации при обработке речевых сигналов можно оценивать по качеству выделяемого сигнала из смеси сигнал+шум, времени адаптации процесса и степени

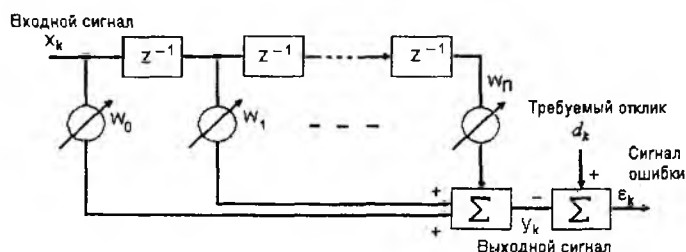


Рис. 1

подавления загрожающей помехи. Под временем адаптации следует подразумевать количество выполненных итераций, в течение которых адаптивный алгоритм находит необходимую комбинацию коэффициентов фильтра, в результате чего на выходе прослушивается передаваемое речевое сообщение с минимальным уровнем загрожающей помехи.

В приведенных адаптивных алгоритмах время адаптации зависит от параметров 2μ и $2\mu\lambda_{cp}$. В реальной системе значения этих коэффициентов значительно меньше единицы, что увеличивает время адаптации алгоритма, но обеспечивает его большую устойчивость. Чем ближе параметр сходимости к единице, тем выше вероятность расхождения алгоритма.

Рассмотрим работу алгоритмов при фильтрации речевого сигнала на фоне полигармонического шума, состоящего из пяти частотных составляющих: 500, 750, 1000, 1250, 1500 Гц. Необходимо отметить то, что в нашем случае, производилась цифровая адаптивная фильтрация. При этом использовалась частота оцифровки речи 11025 Гц. Спектры шума и речевого сигнала приведены на рис. 2 а и б соответственно. Мощность шума такова, что при прослушивании смеси шума и речи невозможно однозначно ответить о наличии речевого сигнала.

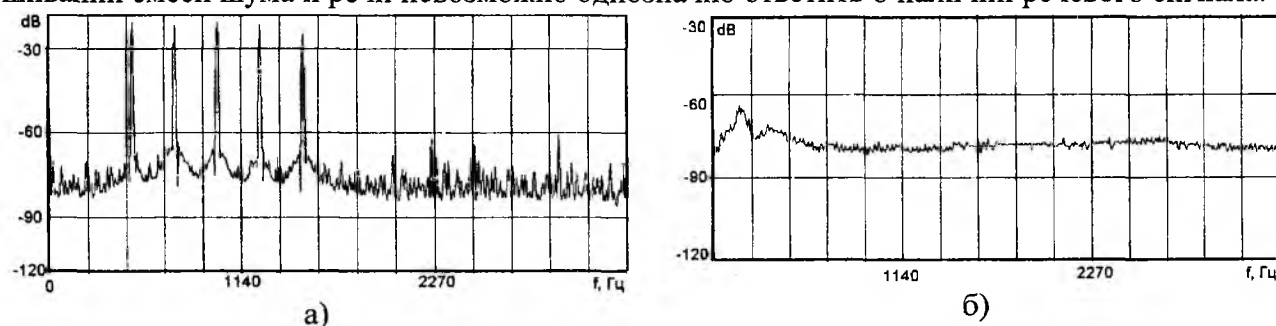


Рис. 2

Параметры сходимости 2μ и $2\mu\lambda_{cp}$ выбраны равными 0,0005. При этом обеспечивается однозначная сходимость алгоритмов. Для АПР значение коэффициента у матрицы Q_0 (2) взято равным $A = 1000$, а длина стационарного сегмента сигнала $\tau = 500$. Порядок фильтров $N=20$. На рис. 3 представлены результаты адаптивной фильтрации. Рядом с временным представлением сигнала (левый рисунок) находится спектр этого сигнала (правый рисунок). Спектры вычислялись по второй половине выходного сигнала, где уже отсутствует влияние процесса адаптации. Рис. 3а – это оригинал передаваемого сообщения; рис. 3б – сигнал на

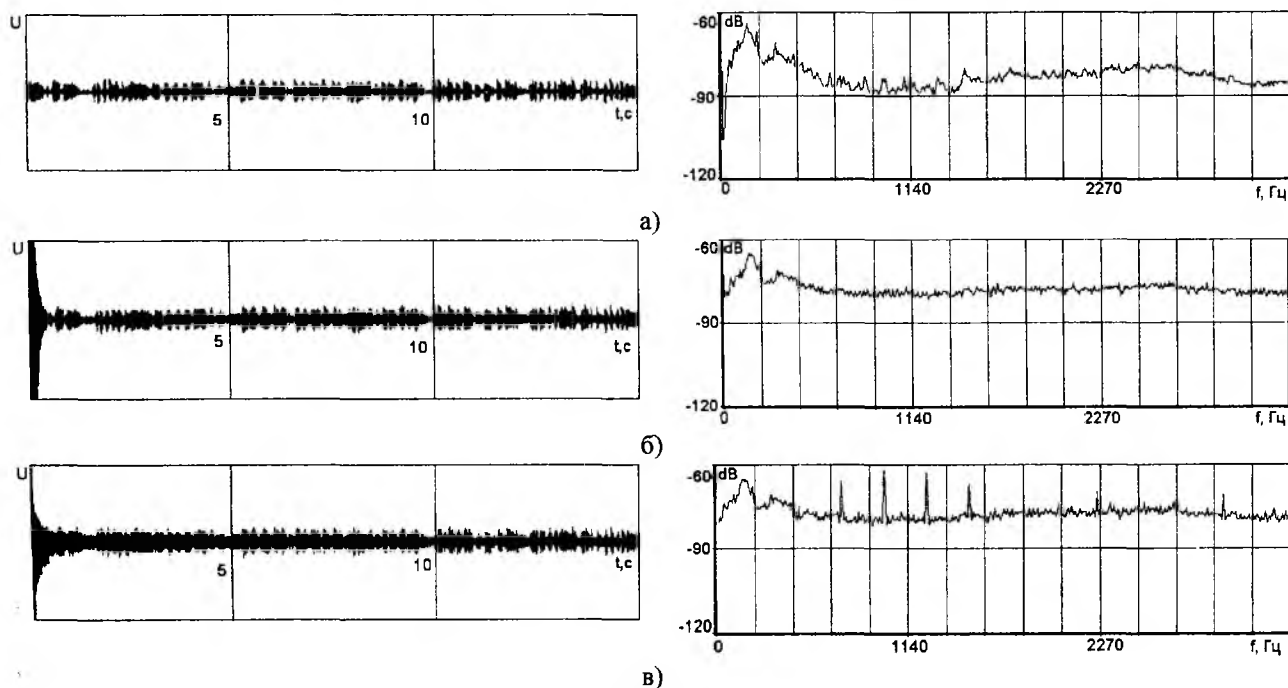


Рис. 3

выходе адаптивного фильтра, коэффициенты которого корректировались по АПР; рис. 3в – сигнал на выходе адаптивного фильтра, коэффициенты которого корректировались по МНК. Сравнивая результаты работы алгоритмов, следует отметить следующее:

а) АПР сходится быстрее, чем МНК, что видно при сопоставлении временных диаграмм сигналов на выходе фильтров с оригиналом;

б) В спектре выходного сигнала, обработанного по МНК, отчетливо видны составляющие шума, но их мощность существенно меньше и можно разобрать передаваемое сообщение. В спектре сигнала, обработанного по АПР, полностью отсутствуют составляющие помехи.

Уменьшим значение параметров 2μ и $2\mu_{\text{ср}}$ до 0,0001 и посмотрим на время адаптации алгоритмов (рис. 4).

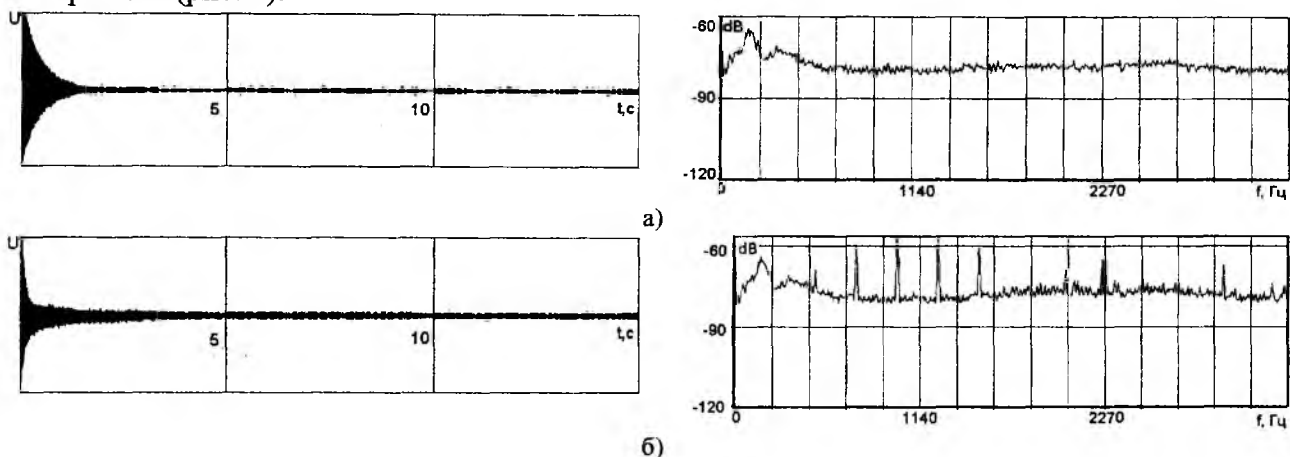


Рис. 4

Рис. 4а показывает процесс сходимости для АПР и здесь видно, что уменьшение уровня помехи происходит близко к экспоненте с постепенно замедляющейся скоростью. Этого не скажешь о МНК (рис.4б). Уменьшение уровня помехи можно аппроксимировать двумя прямыми. На участке первой прямой скорость сходимости МНК выше, чем у АПР. На участке же второй прямой, скорость значительно ниже. Это приводит к тому, что средняя скорость сходимости МНК оказывается ниже, чем у АПР.

Рассмотрим адаптивную фильтрацию речевого сигнала при воздействии белого шума. При этом параметры для алгоритма последовательной регрессии остаются, как и для предыдущего случая: $A=1000$, $\tau=500$. На рис. 5а изображен сигнал на выходе адаптивного фильтра, работающего по АПР, а на рисунке 5б – по МНК. Величина параметров сходимости 2μ и $2\mu_{\text{ср}}$ равна 0,00005. Сразу бросается в глаза существенное различие во времени адаптации алгоритмов, при этом спектры выходных сигналов близки к оригиналу (рис.3а).

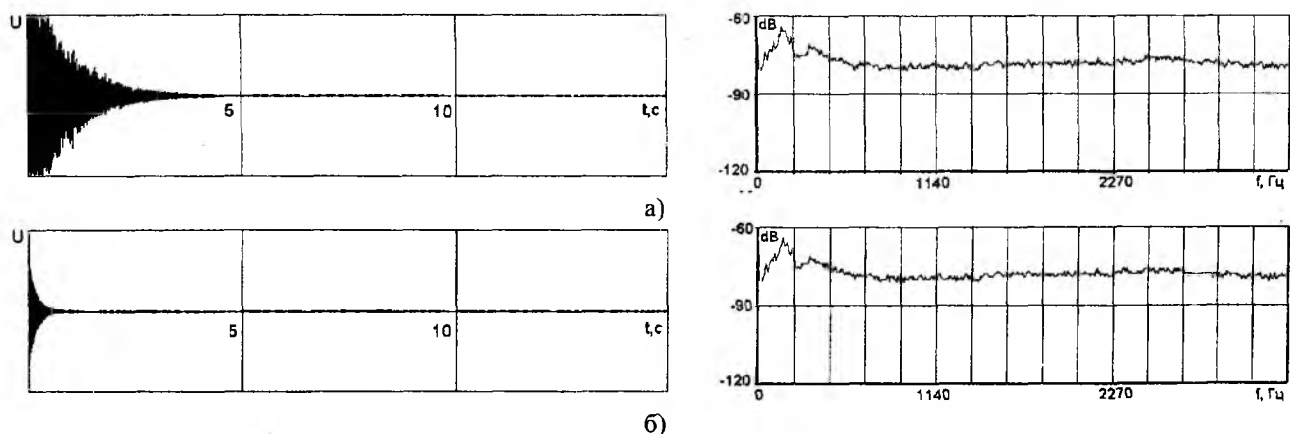


Рис. 5

При уменьшении параметров 2μ и $2\mu\lambda_{cp}$, как и в предыдущем случае, требуется больше времени до полной сходимости.

В алгоритме последовательной регрессии помимо $2\mu\lambda_{cp}$, можно изменять коэффициент A при матрице Q_0 (2), что для случая белого нормального шума приводит к следующему результату. На рис.6 представлен процесс сходимости АПР для случая, когда коэффициент $A=1$. Видно, что процесс проходит более «гладко», чем на рисунке 5а, хотя условия и параметры, кроме A , остались без изменений.

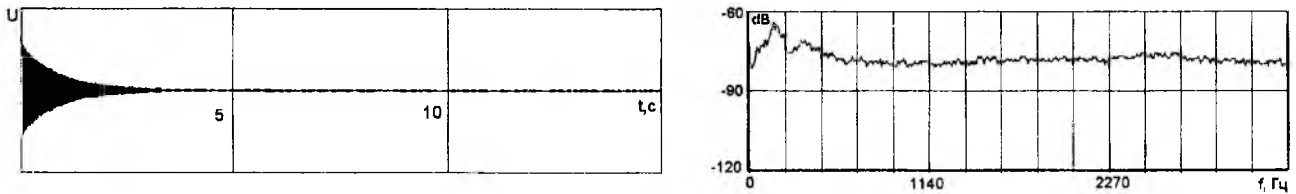


Рис. 6

Особым вариантом шума является речеподобный. Это шум, который коррелирован с речевым сообщением. В настоящее время считается, что наиболее эффективной (минимизирующей достаточный уровень помехи) является речеподобная помеха, формируемая из скрываемого речевого сигнала при многократном его наложении с различными уровнями. Такой помехой, в простом случае, является смесь голосов трех различных людей. В нашем случае речеподобная помеха формировалась как сумма «вырезок» из передаваемого речевого сообщения, которые разнесены на расстояние при отсутствии реверберации сигнала.

Параметры фильтров следующие: параметры сходимости 2μ и $2\mu\lambda_{cp}$ равны 0,0003; коэффициент $A = 1000$; $\tau = 500$. Передаваемое сообщение представлено на рис.3а. Анализируя спектр речеподобного шума (рис.7а), видим, что его максимум сосредоточен в той области частот (до 1 кГц), где сосредоточен максимум речевого сообщения. А в остальной части спектра шум относительно равномерен. Как и для полигармонического шума, АПР (рис. 7б) сходится значительно быстрее, чем МНК (рис. 7в), при этом спектры восстановленных сигналов обоих алгоритмов близки к оригиналу (рис. 2б).

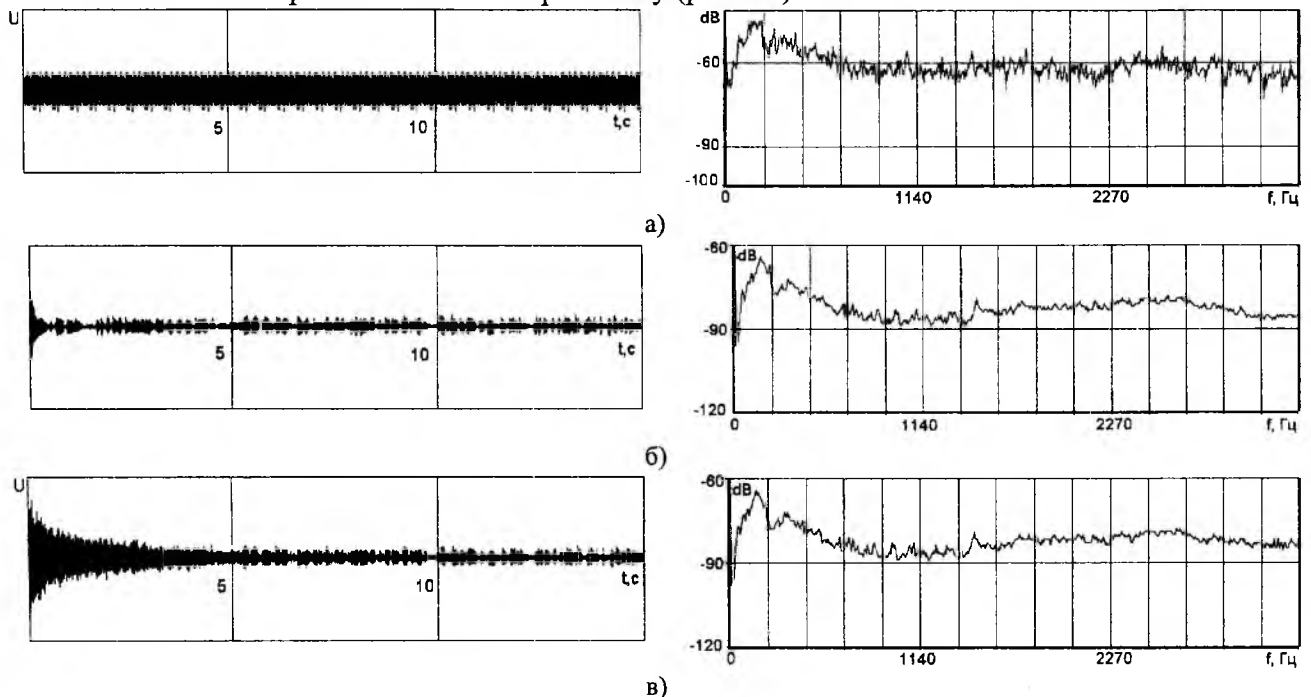


Рис. 7

Подведем промежуточный итог, касающийся применяемых заграждающих помех. Наиболее приемлемыми, в плане наибольшего скрывания передаваемого сообщения, являются шумы, которые практически полностью перекрывают спектр передаваемого сообщения.

Белый шум равномерен во всей полосе частот, что очень хорошо, но при этом необходима достаточная мощность шума, чтобы скрыть передаваемое сообщение. Речеподобный шум, в плане перекрытия частотного диапазона речи, аналогичен белому шуму, и вдобавок проявляется субъективный фактор ошибки. То есть, если уменьшить мощность белого шума до уровня, когда уже можно сказать, что в смеси присутствует речевая информация, так как можно уловить отдельные звуки, слова, в аналогичном случае речеподобного шума нельзя точно ответить, кому они принадлежат – шуму или передаваемому сообщению, так как оба являются речевыми сообщениями.

Любую среду распространения сигнала можно представить в виде фильтра со своей амплитудно-частотной (АЧХ) и фазочастотной характеристикой (ФЧХ). Предположим, что сигнал распространяется в телефонной линии (ТЛ), суммарную АЧХ которой можно аппроксимировать полосно-пропускающим фильтром с полосой 300-3400 Гц. Как известно, этого спектра частот достаточно для нормальной разборчивости речи. Оценим, как влияет на процесс адаптации и качество восстановленного сигнала предварительное искажение смеси сигнала с шумом, получаемое в результате пропускания смеси через фильтр. Такая задача возникает при использовании односторонних маскираторов телефонных разговоров, построенных на основе адаптивных фильтров, в телефонных сетях с нестабильными техническими характеристиками

Линия передачи моделировалась фильтром, описываемым следующим выражением передаточной характеристики в Z-форме:

$$G(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = \frac{b_1 + b_2 z^{-1} + b_3 z^{-2}}{a_1 + a_2 z^{-1} + a_3 z^{-2}} = \frac{0,7430 - 0,7430z^{-2}}{1 - 0,3631z^{-1} - 0,4861z^{-2}}$$

В дискретной форме выходной сигнал вычисляется по формуле:

$$y(n) = b_1 x(n) + b_2 x(n-1) + b_3 x(n-2) - a_2 y(n-1) - a_3 y(n-2) = \\ = 0.7430x(n) - 0.7430x(n-2) + 0.3631y(n-1) + 0.4861y(n-2).$$

Фильтр имеет следующие параметры: полоса пропускания 300-3400 Гц; затухание в полосе пропускания 1 дБ; полоса задержания 200-3800 Гц; затухание в полосе задержания 5 дБ. АЧХ фильтра изображена на рис. 8. В качестве заграждающей помехи используем белый нормальный шум. Значение параметров сходимости 2μ и $2\mu\lambda_{cr}$ равно 0,0005, порядок фильтра 20, параметр $A=1000$, $\tau=500$. Результаты процесса адаптации, после искажения смеси сигнал+шум выше указанным фильтром, приведены на рис.9. Как видно, фильтрация практически не оказывает влияния на процесс адаптации. Соотношение во временах сходимости процессов для белого шума сохраняется. По-прежнему метод наименьших квадратов (верхний график) сходится быстрее, чем алгоритм последовательной регрессии (нижний график).

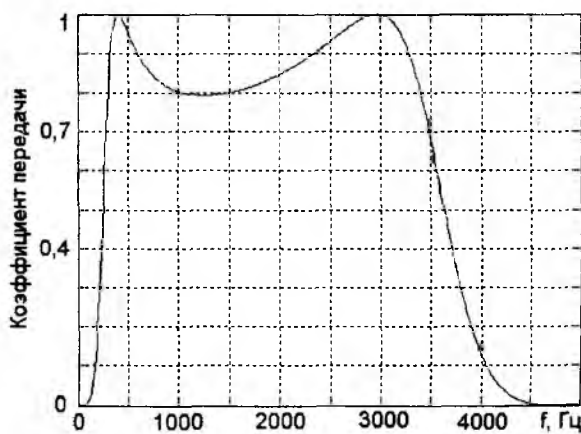


Рис. 8

Аналогичная ситуация наблюдается для других типов шумов и вариантов фильтров. Соотношения во временах сходимости алгоритмов сохраняются, как и для случаев без фильтрации. Возможно, имеет место различие во времени сходимости алгоритма для нефильтрованной и фильтрованной смеси. Однако это различие визуально не фиксируется.

Под действием окружающей среды (температуры, влажности и др.) характеристики ТЛ могут медленно или скачкообразно изменяться, т.е. происходит изменение характеристик

фильтра – полосы пропускания и задержания, а также затухания в них. Проанализируем сходимость алгоритмов для этих двух случаев.

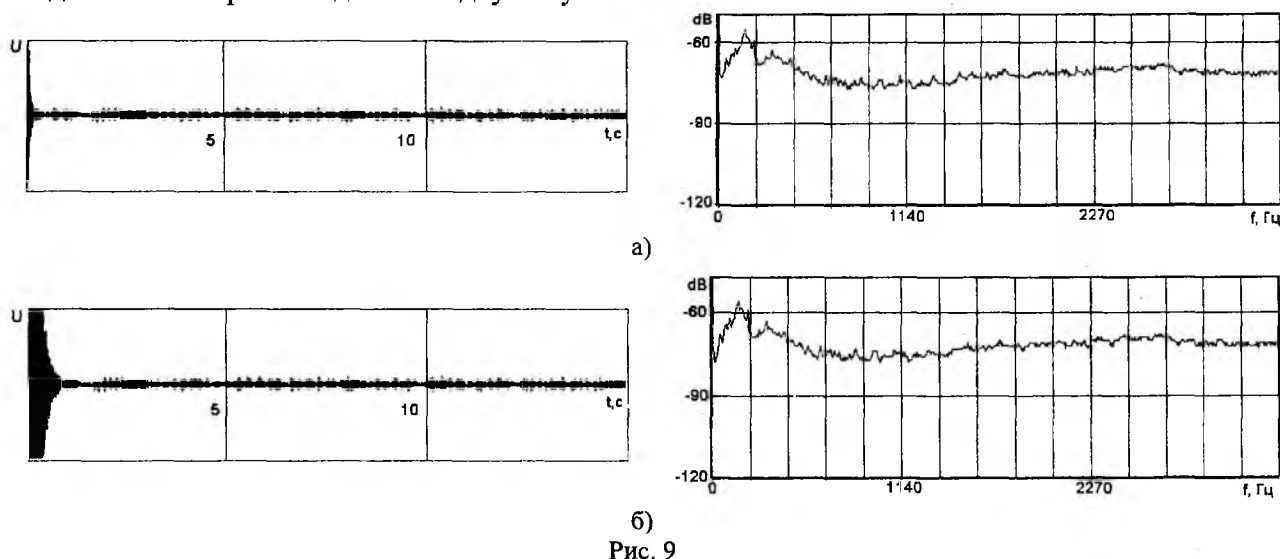


Рис. 9

Рассмотрим случай ступенчатого изменения АЧХ фильтра (рис. 10а). При этом происходит резкий переход от одного фильтра к другому. Порядок переходов 1-2-3-1-2-3...

Характеристики алгоритмов: значение параметров 2μ и $2\mu\lambda_{cp}$ равны 0,0005, порядок адаптивного фильтра 50, значение коэффициента $A=1$, $\tau = 500$. Загрязняющая помеха – белый нормальный шум. Как видно из графиков (рис. 11) при резкой смене фильтра появляются новые участки адаптации. При переходе от первого фильтра ко второму, и от второго к третьему (без учета первой адаптации), из-за относительно слабого различия между ними, фиксируются участки адаптации малой протяженности. При переходе от третьего фильтра к первому имеет место более продолжительный процесс адаптации. Это можно объяснить тем, что более сильно искажается смесь сигнал+шум по отношению к предыдущему состоянию, и необходима более длительная адаптация. Поэтому очень важным фактором в такой ситуации является время адаптации алгоритма. Если изменения фильтра будут очень частыми и с существенными различиями, или если значение параметра сходимости будет достаточно малым, то процесс не будет успевать сходиться что может привести к потере разборчивости речи. Самый верхний график рисунка 11 – это смесь сигнал+шум, прошедшая через ступенчато-изменяющийся фильтр (на рис. 11 и 12 верхняя временная диаграмма принадлежит смеси сигнал+шум прошедшей через фильтр, средняя диаграмма – сигнал на выходе фильтра, коэффициенты которого корректировались по АПР,

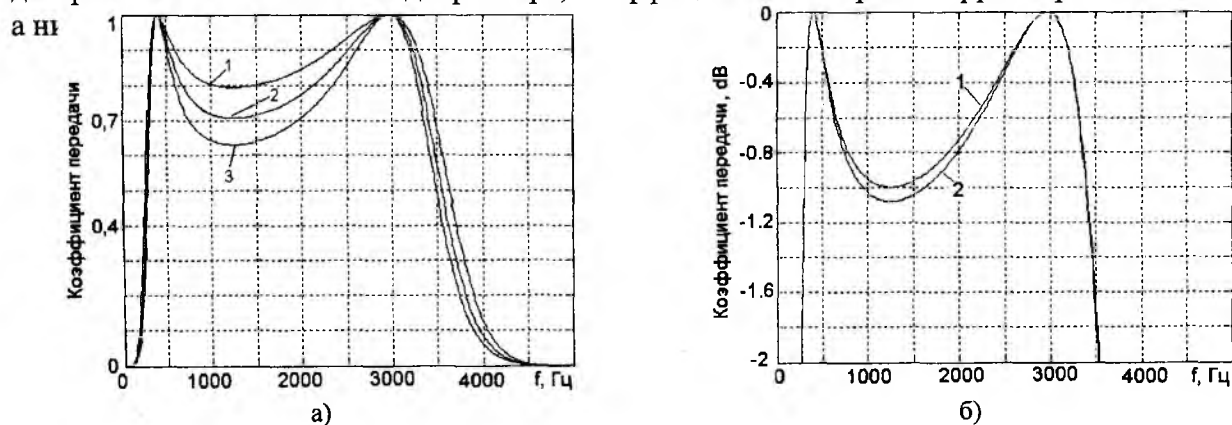


Рис. 10

В случае плавного изменения фильтра (медленный переход от фильтра 1 к 2, и наоборот; рис. 10а) отсутствуют резкие скачки в параметрах фильтра. Поэтому возникающие «паразитные адаптации» очень кратковременны и малы по величине, в результате чего они «маскируются» речевым сообщением (рис. 12).

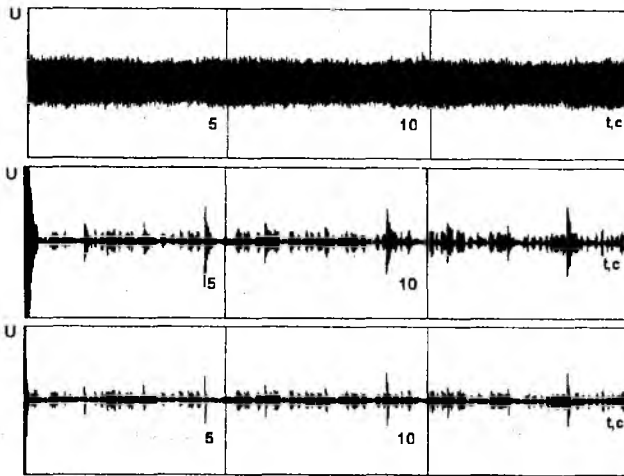


Рис. 11

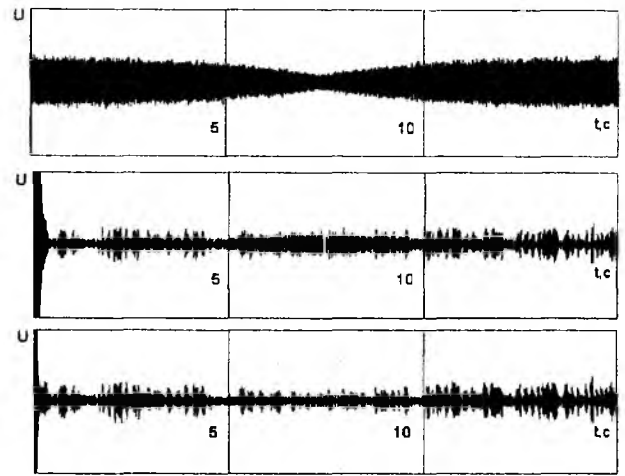


Рис. 12

Заключение: Проведенные исследования показали, что эффективность работы алгоритмов (время адаптации и степень подавления загромождающей помехи) зависят не только от их вида и параметров, но и от типа маскирующей помехи. Например, для быстрого подавления белого шума предпочтительно использовать МНК- алгоритм, а для случая полигармонического – АПР. Эффективность подавления белого шума обоими алгоритмами соизмерима. Полигармонический шум эффективней подавляется алгоритмом последовательной регрессии. Наилучшим скрыванием речевого сигнала из всех рассмотренных помех, а именно полигармонической, типа белого шума и речеподобной, обладает последняя [6]. Для речеподобной помехи время адаптации алгоритма последовательной регрессии меньше по сравнению с МНК- алгоритмом, несмотря на то, что время одной итерации для него существенно больше.

Список литературы: 1. Абалмазов Э.И. Новая технология защиты телефонных разговоров // Специальная техника. 1999. № 2. С. 4 – 8. 2. Шевырев А.М. Электронные комнаты для конфиденциальных переговоров на основе технологии подавления микрофонов // Бизнес и безопасность. 1999. № 6. С. 17. 3. Б. Уидроу, С. Стирз. Адаптивная обработка сигналов / Под ред. В.В. Шахгильдяна. М.: Радио и связь, 1989. 439 с. 4. Адаптивные фильтры / Грант П.М., Коуэн К.Ф.Н., Фридлендер Б. и др.; Под ред. К.Ф.Н. Коуэна, П.М. Гранта. Пер. с англ. Н.Н. Лихацкой; Под ред. С.М. Ряковского. М. Мир, 1988. 388 с. 5. Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию / Пер. с англ. под ред. В.А. Лексаченко. М.: Радио и связь, 1986. 446 с. 6. Домарев В.В. Безопасность информационных технологий. К. ООО «ТИД «ДС», 2001. 688 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 16.09.2002.

В. Ф. ОЛЕЙНИК, канд. техн. наук, С. И. ЗУЕВ

МЕТОДЫ РАСПРЕДЕЛЕННОГО УПРАВЛЕНИЯ В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ

С внедрением все более новых телекоммуникационных технологий и при все возрастающих требованиях к производительности и к качеству обслуживания появилась необходимость рационального или даже оптимального расходования сетевых ресурсов, что потребовало привлечения различных оптимизационных процедур, оптимальных правил принятия решения. Возможна потребность активного внедрения алгоритмов оптимального управления сетевыми элементами, сетевыми ресурсами и другими объектами, представленными в 5 уровневой пирамиде технологии управления TMN. Не нарушая общую идеологию и иерархию построения системы управления, попытаемся сформулировать задачу синтеза распределенного управления в телекоммуникационных системах (ТКС), что в свою очередь приведет к использованию методов коллективного принятия решений.

Предметом и объектами управления в современных ТКС являются сами сетевые элементы, их различные режимы, маршруты и правила маршрутизации, объемы буферной памяти и др. [1,2,3,4]. Пространство управляемых параметров расширяется все больше, что требует увеличения размерности решаемых задач. Для этой цели предлагается использовать также и адаптивные (т.н. интеллектуальные) алгоритмы [2]. Таким образом, возникает необходимость принятия коллективного решения в группировке сетевых элементов или радиоэлектронных средств (РЭС). Что касается последних, то на практике – это задача обеспечения электромагнитной совместимости [1]. Рассмотрим некоторые особенности решения таких задач.

В соответствии с теорией принятия оптимальных решений [3,4] для формулировки задачи достаточно указать пять основных положений:

1. Указать вектор состояния $\vec{X}^T = \{x_1, x_2, \dots, x_n\} \in X$, определяемый на регулярном или вероятностном пространстве. В отношении $\vec{X}$ задаются ограничения, область допустимых решений, распределение, начальные условия и др.
2. Определить набор переменных решения $\vec{U}^T = \{u_1, u_2, \dots, u_n\} \in U$, которые вырабатываются автоматами или лицами, принимающими решение (ЛПР) и управляют состоянием $\vec{x}(t)$.
3. Выбрать функцию потерь (критерий), являющуюся измеримой от $\vec{U}$ и $\vec{X}$, обозначаемую как $\Phi(\vec{x}, \vec{u}, \vec{v})$, где $\vec{v}$ – мешающие параметры.
4. Согласовать набор информационных функций $Z \equiv \eta(\vec{x}) \in Z = \{\eta_1(\vec{x}), \eta_2(\vec{x}), \dots, \eta_m(\vec{x})\}$, характеризующих взаимную осведомленность о состоянии всех объектов, образующих коллектив, а также i -го ЛПР $\vec{Z}_i = \eta_i(\vec{x})$ об j -м ЛПР $\vec{Z}_j = \eta_j(\vec{x})$.
5. Установить набор стратегий $\gamma = \{\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_m\} \in \Gamma$ для каждого из $i = 1, 2, \dots, m$, принимающих решение. Очевидно γ_i определяет проекцию из Z_i – пространства в U_i – пространство, что как раз и сводится к децентрализованной проблеме принятия решений.

Чисто техническая реализация метода коллективного принятия решения требует наличия информационных каналов, по которым функции $\eta_i(\vec{x})$ будут поступать на каждый элемент системы или в центр (при централизованных стратегиях). В качестве таковых могут выступать отдельные специализированные каналы или каналы ОКС-7.

При выборе стратегий поведения необходимо исходить из того, что характер взаимодействий в группировке РЭС, вообще говоря, не носит антагонистического проявления. В ряде случаев – это стратегия безразличия (игра с природой), когда стратегия j -го игрока не зависит от стратегий i -го, или скорее – кооперативная стратегия, когда у всех участников имеется общая цель и их стратегии $\gamma_i, i = \overline{1, n}$ образуют вектор $\vec{\gamma}$.

Целью создания любой системы является максимизация ее эффективности, т.е. получения максимального эффекта от использования системы единицы затрачиваемого ресурса. Вместе с тем, для дифференциальной игры n лиц, к которой адекватно сводится данная задача коллективного принятия решения, большинство привлекаемых оптимальных решений приводит к неустойчивости [5,7]. Для обеспечения устойчивости применяют регуляризацию и другие процедуры [7,8].

Рассмотрим дифференциальную игру n лиц.

Уравнение динамики (состояния) системы описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{d\vec{x}(t)}{dt} = f(\vec{x}, u_1, u_2, \dots, u_m), \quad x(t_0) = x_0, \quad (1)$$

которое в простейшем линейном случае может быть представлено в виде:

$$\frac{d\vec{x}(t)}{dt} = F(t)\vec{x}(t) + G(t)\vec{u}(t), \quad (2)$$

где матрицы $F(t)$ и $G(t)$ определяют основные свойства управляемой системы, соответственно ее инерционность и степень воздействия управления $\vec{u}(t)$ на те или иные координаты. Очевидно, что функция $\eta_i(x)$ определяются недиагональными элементами указанных матриц. С уменьшением величин $\eta_i(x)$ система постепенно факторизуется, а при диагональных матрицах $F(t)$ и $G(t)$ она распадается на n независимых подсистем. Следует отметить, что в сетях с динамической маршрутизацией такая процедура, определяющая взаимную осведомленность $\eta_i(x)$, уже предусмотрена в виде обменности маршрутными таблицами.

В самой задаче функции $\eta_i(x)$ могут конкретизироваться как самостоятельные или они могут быть образованы в виде соответствующих элементов матриц $f_{ij}, g_{ij}, i \neq j$ и образовывать вектор

$$\vec{\eta}_{ij}(x) = \begin{pmatrix} f_{ij}(x) \\ g_{ij}(x) \end{pmatrix}, \quad i \neq j.$$

Недиагональные элементы матрицы $F(t)$ определяют соответствующий уровень информации i -го игрока о состоянии j -го, недиагональные элементы матрицы $G(t)$ определяют частицу управления, которую выделяет игрок i в помощь игроку j . Схема взаимодействий в распределенном коллективе игроков представлена на рисунке.

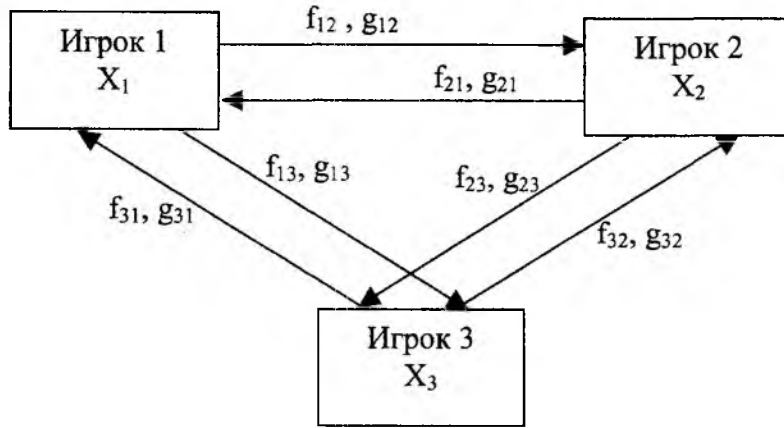


Рис.

Следует отметить [2,5], что путем невырожденного преобразования координат $\vartheta^{(1)}$ системы $\bar{x}(t)$ уравнение (2) может быть представлена в виде, когда матрица $F(t)$ – диагональна. Другое преобразование $\vartheta^{(2)}$ представляет систему (2) с диагональной матрицей $G(t)$. Поскольку преобразования $\vartheta^{(1)}$ и $\vartheta^{(2)}$ – невырождены, то содержание системы $\bar{x}(t)$ остается неизменным. Отсюда можно сделать вывод о том, что функции $\bar{\eta}_{ij}(x)$ могут менять свой вид при определенных $\vartheta^{(1)}$ и $\vartheta^{(2)}$ невырожденных преобразованиях без изменения ее состояния. Иными словами, рассматривая систему $\bar{x}(t)$ в двух представлениях: при $f_{ij}(x) \neq 0$, когда $g_{ij} = 0$ и при $f_{ij} = 0$, когда $g_{ij} \neq 0$, можно выбрать выгодные для реализации управления стратегии $\gamma_i(t)$, $i = \overline{1, N}$. Так диагональность матрицы $F(t)$ приводит к тому, что коллективное решение будет проявляться в нахождении неких обобщенных управлений:

$$\bar{u}^T(t) = g_{11}u_1(t) + g_{12}u_2(t) + \dots + g_{1N}u_N(t).$$

Другой крайний случай, когда $G(t)$ диагонализируется, приводит к тому, что каждый из игроков синтезирует свое управление

$$\bar{u}(t) = g_{11}^* u(t).$$

Взаимная же информация поступает в виде обобщенного состояния, когда состояние конкретного игрока зависит от состояния всей коалиции.

Определим интегральный выигрыш такой системы:

$$\Phi_i(\bar{x}_0, T - t_0; u_1, u_2, \dots, u_m) = \int_{t_0}^T \gamma_i(x(t)) dt + H_i(x(T)), \quad (3)$$

где $\bar{x}_0$ – начальный вектор состояния в момент t_0 ; T – конечный момент цикла управления в игре, $H_i(\cdot) > 0$ – терминальный выигрыш i -го игрока.

Если игроки априори договорились разыграть такую ситуацию, что $\bar{U}^* = \{u_1^*, u_2^*, \dots, u_m^*\}^T$ максимизирует общую сумму выигрыша, то она, эта сумма, представляется выражением:

$$\begin{aligned} \max \sum_{i=1}^n \Phi_i(x_o, T-t_0; u_1, u_2, \dots, u_m) &= \sum_{i=1}^n \Phi_i(x_o, T-t_0; u_1^*, u_2^*, \dots, u_m^*) = \\ &= \sum_{i=1}^n \int_{T_0}^T \gamma_1(\bar{x}^*(t)) dt = W(x_o, T-t_0, \bar{u}^*), \end{aligned} \quad (4)$$

где $W(\cdot)$ – максимальный общий возможный выигрыш.

Как было указано, полученное решение (4) редко удовлетворяет условиям устойчивости, что требует привлечения методов регуляризации. Идея регуляризации дифференциальной игры состоит в том, что семейство оптимальных траекторий $\bar{x}^*(t)$ расширяется за счет включения в него определенного типа огибающих $d\hat{x}(t)/dt$ этих оптимальных движений [7,8]. Траектории $\hat{x}(t)$ должны быть таковыми, чтобы

$$\frac{d\hat{x}(\tau)}{d\tau} = \frac{dx_\tau^*(t)}{d\tau} \Big|_{t=\tau}, \quad (5)$$

где $\tau \in [t_0, T]$. Вопрос о существовании таких огибающих зависит от конкретных дифференциальных свойств семейства огибающих траекторий $\bar{x}^*(t)$.

Рассмотренная задача формализации коллективного принятия решения сводится к задаче кооперативной дифференциальной игры. Рассмотренный общий алгоритм решения такой задачи сводится к получению максимального общего возможного выигрыша.

Разработанные методы формализации задач распределенного управления могут быть рекомендованы для использования в существующих технологиях управления и принятия решений в том числе в технологиях TMN, TINA.

Список литературы: 1. Олейник В.Ф. Динамика состояния электромагнитных взаимодействий в группировке радиоэлектронных средств // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып.128. с. 100 – 106. 2. Олейник В.Ф. Оптимальные процедуры управления электромагнитной совместимостью в системах подвижной связи / Радиоэлектроника. 2000. № 6. С. 61 – 66 (Изв. высш. учеб. заведений). 3. Макаров И.Н., Виноградская Т.М. Теория выбора и принятия решений. М.: Наука, 1982. 272 с. 4. Горелик В.А., Горелов М.А., Кононенко А.Ф. Анализ конфликтных ситуаций в системах управления. М.: Радио и связь, 1991. 288 с. 5. Основи теорії систем зв'язку / М.В.Захарченко, В.В.Поповський, В.Ф.Олійник, В.М.Горохов. Одеса, ОГАЗ, 2001. 194 с. 6. Бадалов А.Л., Михайлов А.С. Нормы на параметры электромагнитной совместимости РЭС. М.: Радио и связь, 1990. 272 с. 7. Петросян Л.А., Кузютин Д.В. Игры в развернутой форме: оптимальность и устойчивость. С-Пет., 2000. 288 с. 8. Дружинин В.В., Контаров Д.С., Контаров Н.Д. Введение в теорию конфликта. М.: Радио и связь, 1989. 288 с.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЦЕПИ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

Основными мотивами возвращения к исследованию резонансных явлений в колебательных контурах явились следующие причины. Во-п е р в ы х, в известных литературных источниках не рассмотрен вопрос, как влияет структура цепи на характер прохождения сигнала через резонансную цепь. Импульсом к любопытству послужило отсутствие рассмотрения влияния структуры цепи на передачу энергии в линейной цепи. В т о р о е, техническая и учебная литература [1-4] на протяжении 100 лет рассматривает резонансы на основе представлений об идеальных элементах: сопротивлении R , индуктивности L и ёмкости C , что безусловно упростило теорию, но увело от понимания ряда существенных деталей и в том числе от ответа на вопрос: что теряем, идеализируя? В частности, параллельный и последовательный одиночные контуры рассматриваются без взаимной связи; двойные колебательные контуры оказались сложны в описании и поэтому рассмотрены в идеальном виде без учета R и, естественно, с потерей их особенностей. Это же касается в полной мере [5,6] и синтеза линейных цепей, который основан или на идеализации, или на существенных ограничениях реализуемых структур. Т р е т ь е, основные проблемы одиночного контура – ширина полосы пропускания и ограниченность по диапазону частот (верхние частоты требуют изменений в схеме замещения, нижние – ограничены большой индуктивностью). Первая проблема решалась за счет различных ухищрений: частичного включения индуктивности или использования связанных одиночных контуров [2,4]. Вторая проблема, расширение диапазона использования частот, никак не рассматривалась.

В данной работе сделана попытка, хотя бы частично, ответить на ряд затронутых проблем путем иного способа описания одиночных контуров и включения в теорию резонансных цепей понятий о двойных контурах.

Мы отдаем себе отчет в том, что резонансные RLC-цепи ограничены для применения только метровым диапазоном волн и другого варианта в этой работе не затрагиваем.

За основу приняты известные схемы замещения катушек индуктивности с параметрами R и L и конденсаторов с параметрами R и C . В табл. 1 представлены схемы, которые несмотря на определенную тривиальность, мы вынуждены прокомментировать, так как нами принята иная математическая модель описания, мотивом для которой послужила практическая ситуация: добротность катушек индуктивности во много раз меньше добротности конденсаторов. На этом основании в табл. 1 описаны и катушка и конденсатор через добротность катушки:

$$Q = \frac{\omega_0 L_1}{R_1} = \frac{R_2}{\omega_0 L_2},$$

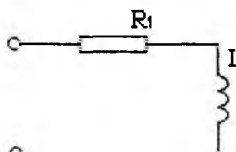
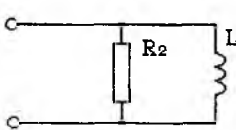
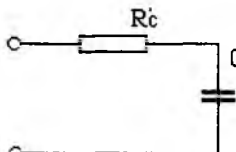
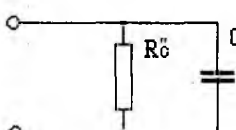
где ω_0 – частота, для которой подобраны катушка и конденсатор, $\omega_0 = 1/\sqrt{L_1 \cdot C_1}$;

R_1, R_2 – сопротивления катушки индуктивности, соответствующие двум схемам замещения, $R_2 = R_1 \cdot (1 + Q^2 \cdot \varpi^2)$, $\varpi = \omega / \omega_0$;

L_1, L_2 – индуктивности катушек, соответствующие двум схемам замещения, хотя практически они равны.

Входное сопротивление катушки индуктивности в последовательной схеме замещения записано нами в виде:

$$\underline{Z} = R_1 \cdot (1 + j \cdot \omega \cdot Q) = 1 / \underline{Y}.$$

Входное сопротивление двухполюсника	Схемы замещения катушек индуктивности и конденсаторов и их добротность	Входная проводимость двухполюсника
1 $R_1 \cdot (1 + j \cdot \omega \cdot Q)$ $\varpi = \omega / \omega_0$	 $Q = \omega_0 L / R_1$	$\frac{G_1}{1 + j \cdot \omega \cdot Q}$
2 $\frac{R_2}{1 - j \cdot \frac{Q}{\omega}}$	 $Q = R_2 / \omega_0 L$	$G_2 \cdot \left(1 - j \cdot \frac{Q}{\omega}\right)$
3 $R_1 \cdot \left(n - j \cdot \frac{Q}{\omega}\right)$	 $Q = 1 / \omega_0 C \cdot R_1 \quad n = R'_c / R_1$	$\frac{G_1}{n - j \cdot \frac{Q}{\omega}}$
4 $\frac{R_2}{n + j \cdot \omega \cdot Q}$	 $Q = \omega_0 C \cdot R_2 \quad n = R_2 / R'_c$	$G_2 \cdot (n + j \cdot \omega \cdot Q)$

Примечание: отношения сопротивлений определены выражениями $R_2 = R_1 \cdot (1 + Q^2)$ и $R'_c = R_c \cdot (1 + Q^2 / n^2)$.

Для параллельной схемы замещения катушки индуктивности входная проводимость (входное сопротивление) описаны в виде:

$$\underline{Y} = G_2 \cdot (1 - j \cdot Q / \omega) = 1 / \underline{Z}$$

Добротность конденсатора, естественно, иная, но при описании конденсатора использовано свойство $\omega_0 L_1 = 1 / \omega_0 C_1$ и $\omega_0 C_2 = 1 / \omega_0 L_2$, то есть, входное сопротивление (проводимость) конденсатора в последовательной схеме замещения записано так:

$$\underline{Z} = R_1 \cdot (n - j \cdot Q / \omega) = 1 / \underline{Y},$$

где $n = R'_c / R_1$;

R'_c – сопротивление конденсатора в последовательной схеме замещения.

Входная проводимость (сопротивление) параллельной схемы замещения конденсатора:

$$\underline{Y} = G_2 \cdot (n + j \cdot \omega Q) = 1 / \underline{Z},$$

где $n = G_c / G_2 = R_2 / R''_c$;
 $R''_c = R_c (1 + Q^2 / n^2)$ – сопротивление конденсатора.

Другими словами, особенности представленных в табл. 1 схем замещения состоят лишь в том, что входные сопротивления (проводимости) рассмотрены через параметры катушки индуктивности. Коэффициент n , появившийся в выражениях, описывающих параметры конденсатора, учитывает несоответствие последних параметрам катушки индуктивности на частоте ω_0 . Что касается отношений L_1 и L_2 , а также ёмкостей C_1 и C_2 , то результат получен из общего правила преобразования последовательных цепей в параллельные и наоборот:

$$L_2 = L_1(1 + D^2) \sim L_1,$$

$$C_2 = C_1 / (1 + n^2 D^2) \sim C_1,$$

где $D = 1 / Q$ – величина, обратная добротности.

Мы продолжаем использовать индексы 1 и 2 для L и C , имея в виду различие цепей по структуре. Заметим только, что отношения R_2 / R_1 для катушки индуктивности и аналогично для конденсатора будут использованы на частоте $\omega = 1$, то есть на частотах резонанса напряжений или токов (в параллельных контурах).

Из табл. 1 можно видеть, что возможны четыре комбинации цепей для создания резонанса напряжений (последовательные одиночные контуры) и столько же для создания резонанса токов (параллельные одиночные контуры). В табл. 2 сведены все возможные для рассмотрения варианты. Особого внимания, на наш взгляд, заслуживают схемы 2 и 6, а не 1 и 2, которые широко и детально рассмотрены в учебной литературе, хотя и без взаимной связи.

Основные особенности выделенных нами схем:

1) катушка и конденсатор представлены наиболее естественными схемами замещения (катушка – последовательной RL-цепочкой, конденсатор – параллельной RC-цепочкой);

2) схема 2 является естественным звеном длинной линии и её понимание в деталях, в виде одиночного контура, способствует пониманию её в более сложной ситуации, имеющей место в антеннах и других цепях, относящихся к цепям с распределёнными параметрами;

3) при разработке контура для конкретной нагрузки при конкретном источнике легко учесть параметры RC-нагрузки и сопротивление источника;

4) переход к контуру 1 при $n \leq 0,01$ безусловно возможен, так как в этом случае дальнейшее улучшение свойств конденсатора бессмысленно.

Подчеркнем ещё, что в данной работе все передаточные характеристики (по напряжению и току) рассматриваются в виде:

$$K(j\omega) = 1 / (1 + \gamma^2), \quad (1)$$

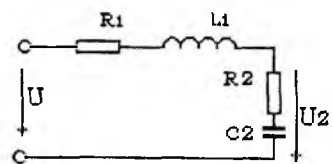
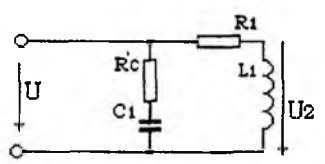
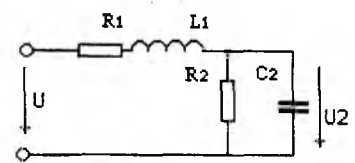
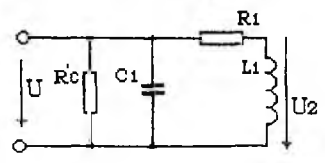
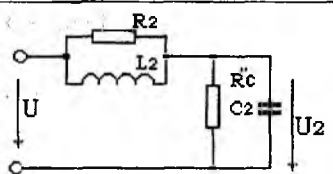
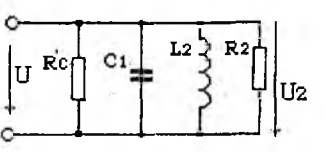
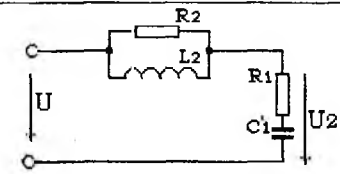
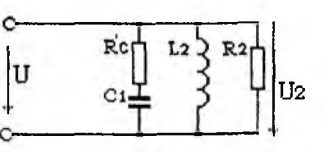
где γ^2 – коэффициент распространения [3].

В нашем случае в качестве γ^2 выступают отношения $Z_1 / Z_2 = Z_1 \cdot Y_2$ – в случае резонанса напряжений и $Y_1 / Y_2 = Y_1 \cdot Z_2$ – в случае резонанса токов, а также:

Z_1 / Z_2 – входное сопротивление катушки индуктивности и конденсатора (в одиночных последовательных контурах), продольные и поперечные сопротивления (в двойных последовательных контурах);

Y_1 / Y_2 – входные проводимости конденсатора и, соответственно, катушки индуктивности в одиночных параллельных контурах, или отношения поперечных сопротивлений к продольным последовательного двойного контура.

Таблица 2

№ п/п	Схемы замещения последовательного одиночного контура	Комплексная передаточная характеристика	№ п/п	Схемы замещения параллельного одиночного контура
1	 $Z_1 = R_1 (1 + j\omega Q)$ $Z_2 = R_1 (n - j Q / \omega)$	$U_2 / U = I_2 / I = 1 / (1 + Z_1 / Z_2)$ Одинакова для всех, рассматриваемых здесь цепей $Z_1 / Z_2 = (1 + j\omega Q) / (n - j Q / \omega)$ или $Y_1 / Y_2 = (1 + j\omega Q) / (n - j Q / \omega)$	5	 $Y_1 = G_1 / (n - j Q / \omega)$ $Y_2 = G_1 / (1 + j\omega Q)$
2	 $Z_1 = R_1 (1 + j\omega Q)$ $Z_2 = R_2 / (n + j\omega Q)$	$Z_1 / Z_2 =$ $= (1 + j\omega Q) \cdot (n + j\omega Q) \cdot R_1 / R_2$ или $Y_1 / Y_2 =$ $= (1 + j\omega Q) \cdot (n + j\omega Q) \cdot R_1 / R_2$ $R_2 / R_1 = 1 + Q^2$	6	 $Y_1 = G_2 (n + j\omega Q)$ $Y_2 = G_1 / (1 + j\omega Q)$
3	 $Z_1 = R_2 / (1 - j Q / \omega)$ $Z_2 = R_2 / (n + j\omega Q)$	$Z_1 / Z_2 = (1 + j\omega Q) / (n - j Q / \omega)$ или $Y_1 / Y_2 = (1 + j\omega Q) / (n - j Q / \omega)$	7	 $Y_1 = G_2 (n + j\omega Q)$ $Y_2 = G_2 (1 - j Q / \omega)$
4	 $Z_1 = R_2 / (1 - j Q / \omega)$ $Z_2 = R_1 (n - j Q / \omega)$	$Z_1 / Z_2 =$ $= R_2 / R_1 / [(1 - j Q / \omega) \cdot (n - j Q / \omega)]$ или $Y_1 / Y_2 =$ $= G_1 / G_2 / [(1 - j Q / \omega) \cdot (n - j Q / \omega)]$	8	 $Y_1 = G_1 / (n - j Q / \omega)$ $Y_2 = G_2 (1 - j Q / \omega)$

Так, например, если в двойном последовательном контуре было отношение $\underline{Z}_1 / \underline{Z}_2$, то в параллельном, соответствующем ему, используется это же, но в записи $\underline{Z}_2 / \underline{Z}_1 = \underline{Y}_1 / \underline{Y}_2$, так как реакции ветвей последовательного и параллельного контуров меняются ролями.

Индекс 1 всегда относится к передающей ветви, а индекс 2 – к реакции, то есть к ветви со стороны нагрузки.

Анализ последовательных одиночных контуров 1 ... 4 (табл. 2) сводится к доказательству идентичности выражения (1), используемого для каждого из них, и, следовательно, к доказательству идентичности выражений $\underline{Z}_1 / \underline{Z}_2$ для катушки и конденсатора. Мы их приводим в порядке следования контуров в табл. 2:

$$\omega^2 \left[-1 + j \cdot D \left(\omega \cdot n + \frac{1}{\omega} \right) \right],$$

$$\varpi^2 \left[-1 + j \cdot D \left(\frac{1+n}{\varpi} \right) \right],$$

$$\varpi^2 \left[-1 + j \cdot D \left(\varpi + \frac{n}{\varpi} \right) \right],$$

$$\varpi^2 [-1 + j \cdot D \cdot \varpi(1+n)].$$

При $n \leq 0,01$ все эти выражения сводятся к двум: первые две схемы имеют

$$\gamma^2 = \varpi \left(-1 + j \frac{D}{\varpi} \right),$$

а две вторые:

$$\gamma^2 = \varpi (-1 + j D \cdot \varpi).$$

Очевидно, что при $\varpi=1$ максимальные значения коэффициентов передачи одинаковы и равны в этом случае Q . Впрочем, рассматривая детально каждый случай в отдельности, получаем почти одинаковые значения его с некоторыми слабыми нюансами. Так, для цепи 1 получаем $K_{\max} = Q/(1+n)$, в то время как для всех других цепей $K_{\max} = (D+Q)/(1+n)$.

Полоса пропускания одиночного контура на уровне $0,707K_{\max}$ есть величина обратная коэффициенту передачи. Например, для контура 2:

$$Z_1/Z_2 = (1 + j\varpi Q) \cdot (n + j\varpi Q)/(1 + Q^2) =$$

$$= \frac{n - \varpi^2 Q^2}{1 + Q^2} + \frac{\varpi Q (1+n)}{1 + Q} j.$$

Из условия резонанса: $\text{Re}[Z_1 \cdot Y_2] = -1$, $\varpi = \sqrt{1 + (1+n) \cdot D^2}$ – несущественно больше

$$1. K_{\max} = \frac{1}{\text{Im}[Z_1 \cdot Y_2]} = \frac{D+Q}{1+n} \text{ и, следовательно, } 2\Delta\varpi = \frac{1+n}{D+Q} \text{ и т. д.}$$

Если проследить за отношениями γ^2 одиночных контуров, например, выбрав за основу для отношений второй одиночный контур, то получим (на границах полосы пропускания при $Q = 50$ и $n = 0,01$) значения, приведенные в табл. 3.

Таблица 3

№ п/п	$\eta = -0,02$	$\eta = 0,02$
1	$0,9996 - j 4,06 \cdot 10^{-6}$	$0,9996 - j 4,02 \cdot 10^{-6}$
2	1	1
3	$1 - j 4,06 \cdot 10^{-6}$	$1 - j 4,02 \cdot 10^{-6}$
4	$1 - j 4,10 \cdot 10^{-4}$	$1 - j 4,06 \cdot 10^{-4}$

Однако наиболее близкими друг к другу являются контуры 1, 2 и 3, 4 соответственно, так как для них:

$$\frac{\gamma_2^2}{\gamma_1^2} = \frac{n^2 + Q^2}{1 + Q^2} + \frac{n \cdot \eta}{D + Q} = \frac{\gamma_2^2}{\gamma_4^2},$$

то есть $\gamma_2^2 \cdot \gamma_4^2 = \gamma_1^2 \cdot \gamma_3^2$ – одно из свойств этих цепей. Оно справедливо в равной мере для цепей 5, 7 и 6, 8 соответственно.

Что касается параллельных цепей (схемы: 5, 6, 7, 8), то нетрудно обнаружить, что они попарно копируют последовательные одиночные контуры. В отношении записи комплексных передаточных характеристик по току, если произвести переиндексацию схем: $\underline{Z}_1 + \underline{Y}_2$, а $\underline{Z}_2 + \underline{Y}_1$, тогда, например, для схем 2 и 6 (табл. 2) имеем:

$$\underline{Y}_1 = G_2 (n + j \mp Q) \div \underline{Z}_2$$

и

$$\underline{Y}_2 = G_1 / (1 + j \mp Q) \div \underline{Z}_1.$$

Тогда, естественно:

$$\underline{Y}_1 / \underline{Y}_2 = G_2 / G_1 (1 + j \mp Q)^* (n + j \mp Q),$$

то есть все сведения, полученные выше для последовательных одиночных контуров справедливы и для параллельных. Это второе свойство данных цепей.

Главный вывод, который следует сделать: в случае простейших цепей (8 одиночных контуров) передача сигнала не будет зависеть от структуры цепи. Второй вывод: последовательные и параллельные одиночные контуры тесно связаны между собой (первые получены путем последовательного соединения катушки индуктивности и конденсатора, вторые – параллельным включением тех же катушки индуктивности и конденсатора). Но регистрация сигнала производится с различных элементов. В этом случае описание комплексных передаточных функций по току и по напряжению попарно идентичны. Другими словами, сигнал можно однозначно передать либо напряжением при одинаковом токе, либо током при одинаковом напряжении. И, наконец, параллельные контуры сегодня менее востребованы, чем последовательные. Однако для нас они служат в равной мере с последовательными, так как используются в дальнейшем в более усложненных вариантах структурных представлений.

Ниже рассмотрены двойные колебательные контуры, состоящие из последовательных и параллельных одиночных контуров, включаемых подобно тому, как это делалось с катушками индуктивности и конденсаторами при образовании одиночных резонансных схем. При этом очевидно, что возможны 32 варианта схемных решений: из них 16 последовательных включений одиночных контуров и 16 параллельных. Для большей ясности подчеркнем еще раз: при рассмотрении последовательных одиночных контуров мы придерживались правила – съём сигнала всегда делали с конденсатора. Здесь же в последовательных двойных контурах съём сигнала будем производить всегда с параллельного контура (в параллельных – с последовательного). В этом случае будем иметь также попарно идентичные комплексные передаточные характеристики по напряжению и току. При инверсии продольных и поперечных параметров мы получим практически то же, кроме зоны на частоте $\eta = 0$. Здесь либо всё пропускающая полоса частот, либо, в соответствии с изложенным выше, запрещенная.

Несколько слов о принятых обозначениях. С целью избежания зарисовок рассматриваемых схем принято решение использовать в качестве основы таблицу 2, где изображены все возможные простые одиночные контуры и каждому из них присвоен номер. Так, например, запись, $\underline{H}_{26}$ – говорит о том, что речь идет о комплексной передаточной характеристике по

напряжению для схемы 26, составленной из последовательного одиночного контура 2 и параллельного контура 6.

После этих замечаний скажем, что все 16 последовательных схем относятся к типу полосовых фильтров, имеющих 2 резонанса напряжений на частотах $\eta = \pm 1$ и резонанс токов на частоте $\eta = 0$. В принятом нами варианте съёма сигнала область резонанса токов представляет всё пропускающую цепь, так как коэффициент передачи по напряжению близок к единице, а фаза слабо зависит от частоты в широком диапазоне частот. При принятии противоположного варианта съёма сигнала, избранному выше, имели бы также два резонанса напряжений, но в области резонанса токов имели бы запрещенную область для напряжений (область РФ).

В данной работе мы ограничились более полным рассмотрением только части последовательных схем, потому что, во-первых, работа носит общий характер и, во-вторых, реализация многих из схем нам не кажется простой (элементы R, L, C в чистом виде не существуют). Наиболее просто реализуется схема 26, так как катушка индуктивности и конденсатор используются в наиболее естественных формах представления схемных решений. Все другие схемы при реализации требуют тех или иных инженерных решений и оговорок.

С точки зрения существующих представлений каждая из возможных схем в точном смысле слова является либо фильтром НЧ и ВЧ одновременно (отнесём их к группе А), либо преимущественно фильтром ВЧ (В), либо преимущественно фильтром НЧ (С).

Группа А. Основная особенность цепей этой группы состоит в том, что все они имеют одинаковые по величине коэффициенты передачи. У первой подгруппы (цепи: 17, 18, 27) они примерно в два раза меньше, чем у одиночного контура. У второй подгруппы (цепи: 35, 36, 45, 46) они также меньше, но уже в 3 раза, и это независимо от добротности катушки. Полоса пропускания на частоте $\eta = -1$ примерно в 1,8 раза меньше, чем у одиночного, а на частоте $\eta = 1$ в 1,45 раза больше у всех цепей этой группы.

Группа В. Цепи: 15, 16, 25, 26, 28. Коэффициент передачи на частоте $\eta = -1$ в 3,618 раза меньше, чем у одиночного контура при одинаковой добротности катушки индуктивности, а на частоте $\eta = 1$ – только в 1,382 раза. При этом, для схемы 26 сохраняется закон изменения полосы пропускания одиночного контура на обеих резонансных частотах в отношении зависимости от Q и η , но не в отношении максимума коэффициента передачи. У схемы 15 полоса пропускания на стороне нижних частот несущественно уже (в 1,005 раза), а на стороне верхних частот несущественно шире (в 1,02 раза) по отношению к схеме 26. Здесь и далее подчеркнутые схемы исследованы детальнее, остальные поверхностно.

Группа С. Цепи: 37, 38, 47, 48. Коэффициент передачи на частоте $\eta = -1$ меньше, чем у одиночного только в 1,382 раза, на частоте $\eta = 1$ – в 3,618 раза. Полоса же пропускания на стороне нижних частот меньше примерно в 2,6 раза, а на стороне верхних частот шире в 2,6 раза.

Классификация рассматриваемых цепей с точки зрения структур продольных и поперечных параметров может быть предложена в следующем виде.

I. Структурные схемы конденсаторов и катушек индуктивности одинаковы (цепи: 15, 26, 37, 48). Первые две схемы относим к фильтрам преимущественно ВЧ, вторые к фильтрам преимущественно НЧ.

II. Структурные схемы конденсаторов и катушек индуктивности в продольных и поперечных цепях противоположны (цепи: 17, 28, 35, 46). Цепь 28 относится к группе ФВЧ, остальные к группе А.

III. Структурные схемы противоположны только для конденсаторов (цепи: 16, 25, 38, 47) – первые 2 из группы В, вторые две из группы С.

IV. Структурные схемы противоположны только для катушек индуктивности (цепи: 18, 27, 36, 47). Все цепи относятся к группе А.

Несколько пояснений в отношении коэффициента γ . Он нами принят по аналогии с длинными линиями не только потому, что иного варианта нет. Здесь речь идёт об отношении продольных и поперечных параметров сосредоточенной цепи. Но мы в него вкладываем и более широкий смысл. Нам представляется, что в длинных линиях распределяются по длине по крайней мере все три параметра (R , L , C) и то, что рассматривается в теории длинных линий сегодня, удобно, но крайне узко. Мы не исключаем, что некоторые из рассматриваемых нами двойных контуров могут описать элементарную ячейку длинной линии лучшим образом, например, контур 17 или любой из контуров группы IV.

Если всё же обратиться к отношениям γ^2 для двухконтурных цепей по аналогии с одноконтурными на частотах $\eta = 0$ и $\eta = \pm 1$, взяв за основу, например, контур 26, то получим отношения γ^2 цепей 15, 37, 48 к γ^2_{26} , представленные в табл. 4, при $Q=50$ и $p=0,01$.

Таблица 4

γ^2/γ^2_{26}	$\eta = -1$	$\eta = 0$	$\eta = 1$
15/26	0,99909 – j0,00042	0,99921 + j0,03958	1,0009 – j0,00044
37/26	0,99854 – j0,04458	1	0,99945 – j0,04473
48/26	0,99761 – j0,04498	0,99921 + j0,03958	1,00033 – j0,04519
37/48	0,9991 – j0,00044	0,99921 + j0,03958	1,0009 – j0,00042

В принципе, наши ожидания оправдались, если говорить о ситуации на частотах подбора параметров контуров ($\eta = 0$). Все цепи в этой области частот ведут себя одинаково. Одинаково распределились частоты всех резонансов, но ФЧХ и АЧХ на резонансных частотах напряжений (или токов в параллельных контурах) имеют определённые нюансы в отношении максимумов коэффициентов передачи и полос пропускания, которые изложены выше. Однако и здесь можно выделить всего лишь три группы (А, В, С), внутри которых расхождений практически нет даже на упомянутых боковых частотах. А если и есть, то они находятся в рамках расхождений коэффициентов γ^2 для цепей 15 и 26 (см. первую строку табл. 4).

Обратим внимание на вопросы идеализации, широко используемые в литературе [2, 3, 4].

С точки зрения такого упрощенного подхода все 16 схем описываются одной схемой – в продольной части включены последовательно L и C элементы, в поперечной – они же, но параллельно. В результате можно предвидеть наличие трех резонансов (в частности, боковые частоты будут определены в виде: $\omega^2 = 1 \pm D$ и $\gamma = Q \cdot \eta$ – вещественное число). Остальные тонкости остаются незамеченными. Мы уже не говорим о понимании влияния структур и других существенных и менее существенных тонкостей, как, например, управление расположением резонансов с помощью выброшенных из анализа сопротивлений. Между прочим, свойства каждой из схем проявляются в последнем случае различным образом. Различия замечены как в направлениях смещения на оси частот, так и в реакции этого смещения на изменение отношения R_2 / R_1 . Вероятно, этот вопрос требует отдельного рассмотрения.

Ниже, на рис. 1, приведены АЧХ двух цепей: 26 и 48, имеющих противоположный характер изменения. Характер этой зависимости проявляется не только в амплитуде, но и в полосе пропускания. ФЧХ для этих цепей также имеет различную крутизну. При $\eta = \pm 1$ их крутизна существенно различна, что связано с различием полос пропускания на этих частотах. При этом:

$$\gamma_{26}^2 = \frac{[(1 + j\varpi Q) \cdot (n + j\varpi Q) + 1 + Q^2]^2}{(1 + j\varpi Q) \cdot (n + j\varpi Q) \cdot (1 + Q^2)}, \quad \gamma_{48}^2 = \frac{\left[\left(1 - j\frac{Q}{\varpi}\right) \cdot \left(n + j\frac{Q}{\varpi}\right) + 1 + Q^2\right]^2}{\left(1 - j\frac{Q}{\varpi}\right) \cdot \left(n + j\frac{Q}{\varpi}\right) \cdot (1 + Q^2)}.$$

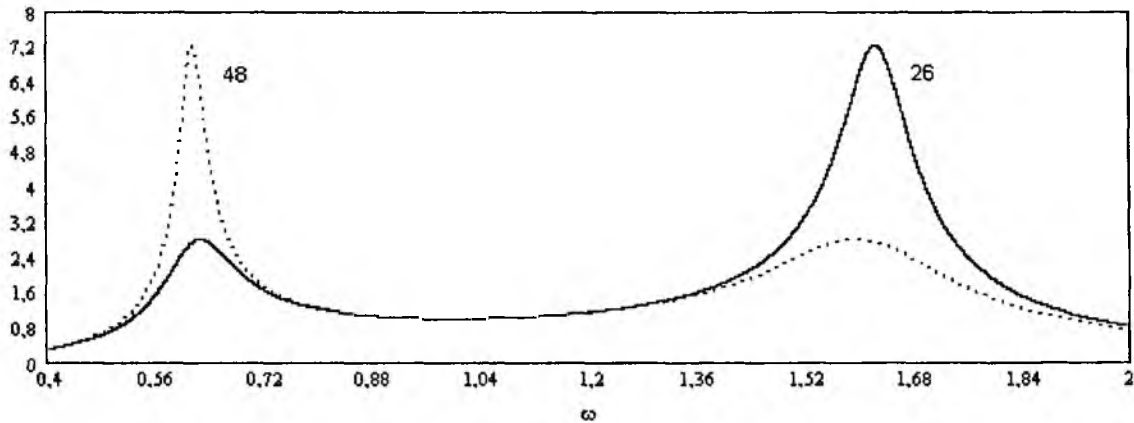


Рис. 1

Основные выводы:

1. Исследование одиночных контуров (8 схем) на основе традиционных схем описания катушек индуктивности и конденсаторов показало, что все 8 схем практически равноценны даже за пределами полосы пропускания. Наиболее сходны схемы: 1, 2 и 3, 4; 5, 6 и 7, 8. Существенного влияния структур цепи на передаточные свойства не обнаружено.
2. Исследование структурно усложненных схем (32 варианта), отнесённых нами к классу двойных контуров (в отличие от одиночных), обнаружило полную независимость резонансных частот от структуры цепи и некоторую зависимость АЧХ и ФЧХ от структур контуров на боковых частотах $\eta = \pm 1$. В области, прилегающей к $\eta = 0$ (от $\varpi = 0,68$ до $\varpi = 1,52$), никаких расхождений нет.
3. Пассивные резонансные цепи позволяют получать необходимые резонансные характеристики (в рамках существующей теории описания катушек индуктивности и конденсаторов) на боковых частотах ($\eta = \pm 1$ или, что одно и то же, на частотах $\varpi_{01}=0,618$ и $\varpi_{02}=1,618$) за пределами метрового диапазона волн за счет использования двойных резонансных контуров. Глубина проникновения влево или вправо от частоты $\eta = 0$ определяется выбором её на стадии проектирования. В случае использования верхних частот удобно за основу выбирать граничную частоту, для которой межвитковая ёмкость еще не существенна.
4. В области нижних частот существует естественная возможность получения более узких полос пропускания, чем в одиночных контурах (схемы группы С).
5. Последовательные и параллельные резонансные цепи тесно связаны между собой. Их образование с помощью одних и тех же конденсаторов и катушек индуктивностей даёт одинаковую форму описания комплексных коэффициентов передачи по напряжению и току, если за реакцию выбирать противоположные цепи (для последовательных цепей мы использовали конденсатор, для параллельных – катушку индуктивности).
6. Широко используемая в технической литературе идеализация катушек и конденсаторов не всегда полезна, так как уводит от понимания естественных связей и даёт качественно иную картину частотных зависимостей (см. с. 9 настоящей работы).

7. Смещение резонансных частот на оси частот в двойных контурах допустимо и возможно как для целей настройки в резонанс, так и для других инженерных нужд (например, создания требуемой полосы задержания в режекторных фильтрах) за счет изменения соотношения сопротивлений R_2/R_1 на стадии проектирования или изменения величины сопротивления, подключаемого параллельно конденсатору в процессе подстройки контура.

Список литературы: 1. Попов В. П. Основы теории цепей. М.: Высш. шк., 1985. 495 с. 2. Шебес М. Р. Задачник по теории линейных электрических цепей // Уч. пособие для электротехнич., радиотехнич. спец. вузов. – 4-е изд. М.: Высшая школа, 1990. 544 с. 3. Белецкий А. Ф. Теория линейных электрических цепей. М.: Радио и связь, 1986. 544 с. 4. Бессонов Л. А. Линейные электрические цепи. Новые разделы курса теоретических основ электротехники // Уч. пособие для студ. электротехн. и радиотехн. специальностей вузов. – 3-е изд. М.: Высш. шк.; 1983. 336 с. 5. Лосев А. К. Теория линейных электрических цепей // Учеб. для вузов. М.: Высш. шк., 1987. 336 с. 6. Босый Н. Д. Электрические фильтры. К.: Гостехиздат УССР, 1959.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 11.09.2002

Э. Ю. ГОРДИЕНКО

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ КОМБИНИРОВАННЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ БОЛОМЕТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ

В болометрических детекторах ИК-излучения поглощательная способность является одним из важнейших параметров, от которого зависит не только эффективность преобразования, но и спектральный диапазон чувствительности. Поэтому определение коэффициента поглощения актуально при оптимизации параметров конструкции и разработке новых высокочувствительных болометрических элементов.

Одним из наиболее перспективных материалов для создания высокотемпературных сверхпроводниковых (ВТСП) болометрических приемников ИК-излучения является соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Характерное поведение спектров поглощения этого материала в широком температурном и спектральном диапазонах рассматривалось в ряде работ [1, 2]. Тем не менее, конструктивные особенности детекторов и связанные с этим особенности физических процессов поглощения излучения приводят к тому, что общий коэффициент поглощения приемника определяется комплексом факторов, присущих каждой конструкции. В связи с этим актуальным является измерение коэффициента поглощения не материала болометра, а всего детектора в целом.

В данной работе в диапазоне длин волн 8 – 14 мкм проведены измерения коэффициента поглощения и относительной спектральной характеристики чувствительности ВТСП-болометрического приемника, особенностью которого является наличие пленочного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ микротермометра, выполняющего функции чувствительного элемента, и прилегающей к нему части подложки из SrTiO_3 , поглощающей излучение (рис. 1). Такое функциональное разделение позволило оптимизировать требования к конструкции и технологии изготовления детекторов. При этом достигалось увеличение чувствительности вследствие снижения тепловой связи за счет уменьшения линейных размеров микротермометра и использования подложки из

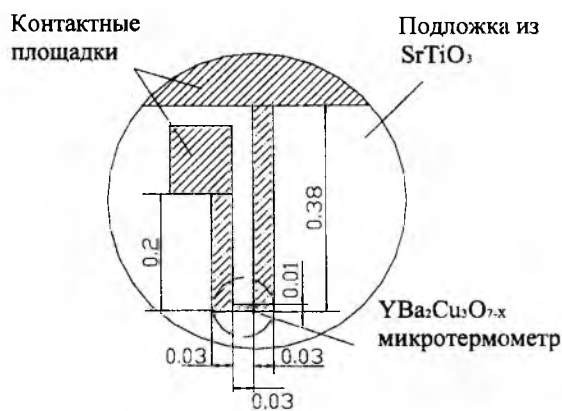


Рис. 1

SrTiO_3 , обладающей низкой теплопроводностью. Геометрия микротермометра длиной 30 мкм, шириной 10 мкм и толщиной 0,1 мкм формировалась методами фотолитографии. Толщина подложки 300 мкм. Концы чувствительного элемента снабжены токопроводящими проводниками длиной 200 мкм из того же материала и заканчивающиеся контактными площадками. Длина проводников превышает длину тепловой волны и, таким образом, возможный разогрев в области контактных площадок не влияет на температуру чувствительного элемента.

Обычно для определения коэффициента поглощения тепловых приемников излучения используют метод эквивалентного замещения мощности оптического излучения джоулевым тепловыделением [3]. При этом отношение отклика на оптическое и эквивалентное электрическое воздействие соответствует значению коэффициента поглощения приемника. Однако данный метод не позволяет проводить измерение комбинированных болометрических структур, например, когда приемный и чувствительный элементы разделены. В этом случае нарушается принцип

эквивалентности электрического тепловыделения и поглощенного излучения, и полученные значения коэффициента поглощения занижаются. Измерение спектра ИК-поглощения с помощью болометрического эффекта, при котором изменение температуры образца, измеренное специальным термометром, пропорционально поглощаемой мощности, также применяется для определения поглощающих свойств материалов. При этом требуется механический контакт исследуемого образца и термометра, что может внести значительную погрешность в результат измерения. Кроме того требуется специальная подготовка образцов, а при их малых размерах этот метод практически не реализуем. Применение оптических методов [4], в основе которых лежат измерения коэффициентов отражения и пропускания, и дальнейший расчет доли поглощенной энергии в соответствии с законом Кирхгофа, широко используемый для измерения спектральных характеристик однородных структур на больших площадях, также имеют существенные трудности при диффузном характере отражения, малых размерах и других конструктивных особенностях детекторов.

Особый интерес представляет метод измерения коэффициента поглощения материала, когда используются его излучательные свойства при болометрической регистрации ИК излучения, предложенный в работе [5]. Однако для его реализации требуется пропускание через образец электрического тока определенной величины для разогрева. При этом, как и в случае метода эквивалентного замещения мощности оптического излучения джоулевым тепловыделением, он не применим для измерения поглощения комбинированных болометров.

В данной статье представлен и на примере выше описанного образца практически реализован метод определения коэффициента поглощения болометрического приемника путем измерения мощности его собственного излучения другим ИК-детектором. В этом случае удастся избежать указанных трудностей.

Предварительно измерялась относительная спектральная характеристика чувствительности путем сравнения сигналов фотоотклика образцового и исследуемого детекторов на модулированное излучение различного спектрального состава. Функциональная схема измерительной установки показана на рис. 2.

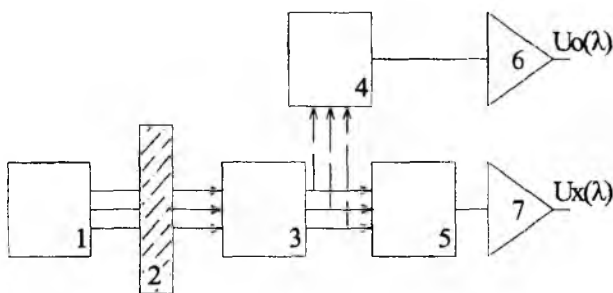


Рис. 2

В качестве источника излучения (1) использовалась модель абсолютно черного тела (АЧТ), имеющая фиксированную температуру 500 К. Длина волны излучения задавалась с помощью набора аттестованных инфракрасных дисперсионных фильтров (2), охватывающих диапазон длин волн 8 – 14 мкм. Модуляция потока излучения осуществлялась с помощью механического модулятора (3).

Для контроля мощности излучения на выходе модулятора использовался образцовый пирозлектрический полостной детектор (4) с известной спектральной характеристикой чувствительности. Исследуемый приемник (5) размещался в вакуумной части оптического криостата на тепловой платформе, температура которой могла изменяться в диапазоне 77 – 100 К и стабилизировалась с точностью до 0,01 К на сверхпроводящем переходе ВТСП микротермометра. Холодная диафрагма диаметром 100 мкм, размещенная непосредственно перед образцом, обеспечивала необходимое поле зрения. Напряжение сигнала фотоотклика с образцового и исследуемого приемников усиливалось усилителями (6), (7) и измерялось селективным нановольтметром «Unipan 232 В». Относительная спектральная характеристика чувствительности, приведенная на рис. 3, рассчитывалась по формуле:

$$S(\lambda) = \frac{U_x(\lambda)}{U_o(\lambda) \cdot S_x(\lambda)_{\max}}, \quad (1)$$

где: $U_x(\lambda)$ – напряжение сигнала отклика исследуемого приемника на излучение с длиной волны λ ; $U_o(\lambda)$ – напряжение сигнала отклика образцового приемника на излучение с длиной волны λ ; $S_x(\lambda)_{\max}$ – максимальное значение отношения сигналов отклика исследуемого и образцового приемников в измеряемом интервале длин волн.

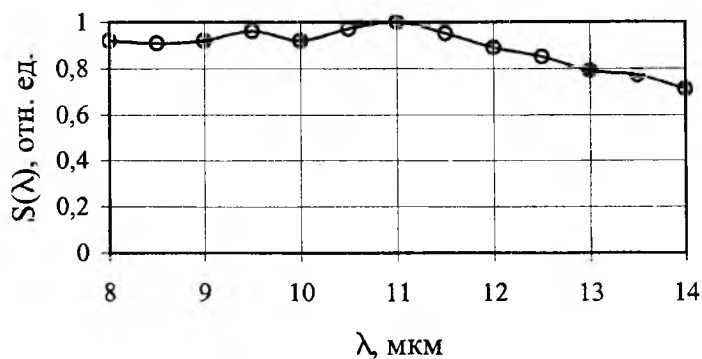


Рис. 3

Наибольший интерес для практических применений с точки зрения достижения предельных характеристик чувствительности представляет измерение абсолютного значения коэффициента поглощения. Вследствие того, что полученная нами экспериментальная зависимость относительной спектральной характеристики чувствительности не имеет резких изменений, для определения интегрального коэффициента поглощения исследуемого болометра в диапазоне длин волн 8 – 14 мкм был использован тот факт, что для подобной узкой спектральной области коэффициент поглощения поверхности равен её коэффициенту излучения [6]. В общем случае плотность потока мощности излучения с поверхности при температуре T в спектральном диапазоне $\lambda_1 - \lambda_2$ определяется выражением [7]:

$$P_{(\lambda_1-\lambda_2)} = \varepsilon \cdot \delta \cdot T^4 \cdot b, \quad (2)$$

где: $P_{(\lambda_1-\lambda_2)}$ – плотность потока мощности в спектральном диапазоне $\lambda_1 - \lambda_2$, (Вт/см²); ε – коэффициент излучения; δ – постоянная Стефана-Больцмана, ($\delta = 5,669 \cdot 10^{-12}$ Вт·см⁻²·К⁻⁴); T – температура поверхности, (К); b – доля энергии интегрального излучения в спектральном диапазоне $\lambda_1 - \lambda_2$.

Величина этого потока $P_{(\lambda_1-\lambda_2)}$ может быть измерена при помощи высокочувствительного ИК-приемника с необходимой спектральной характеристикой. В данной работе для определения интегрального коэффициента излучения в качестве такого приемника использовался охлаждаемый до температуры 77 К фоторезистор из CdHgTe размером 100 × 100 мкм и

со спектральной чувствительностью в диапазоне 8 – 14 мкм. Схема измерительной установки показана на рис.3. Все её детали, за исключением электроники, размещались в азотном криостате. Исследуемый образец (1) был установлен на тепловой платформе (2), температура которой регулировалась в интервале 77 – 100 К. Перед образцом устанавливалась охлаждаемая диафрагма (3) диаметром 100 мкм и обеспечивающая необходимое поле зрения. В непосредственной близости располагался CdHgTe – фоторезистор (4) с оптической системой в виде германиевой линзы диаметром 10 мм. По-

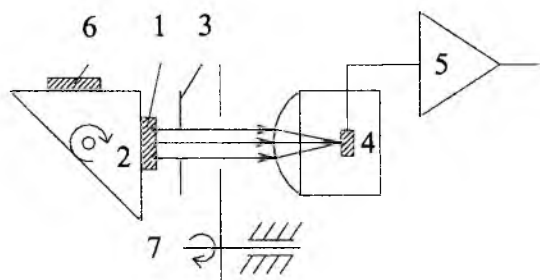


Рис. 4

скольку температура фоновой обстановки не превышала 100 К, он имел достаточно высокую чувствительность ($NEP \sim 10^{-14} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$). Сигнал фотоотклика усиливался усилителем (5). Дальнейшая обработка и измерение сигнала производилась селективным нановольтметром «Unipan 232 В». Для модуляции потока излучения с исследуемого образца использовался охлаждаемый механический модулятор (7). На тепловой платформе располагался специальным образом обработанный участок (6) с коэффициентом излучения, близким к единице, и используемый как эталонный излучатель. При помощи поворотного устройства с разорванной тепловой связью и выведенного на поверхность криостата, платформа имела возможность поворачиваться вокруг своей оси на 90° , тем самым помещая в поле зрения фотодетектора либо исследуемый образец, либо эталонный излучатель. Коэффициент излучения, в нашем случае эквивалентный коэффициенту поглощения, рассчитывался как отношение сигналов фотоотклика CdHgTe – детектора на потоки излучения с исследуемого образца и эталонного излучателя. При этом небольшой температурный дрейф механического модулятора вследствие его вращения не влияет на результаты измерений. Кроме того, такая измерительная схема также исключает систематическую составляющую погрешности, а общая погрешность определяется только случайной погрешностью измерительного прибора, в нашем случае селективного нановольтметра «Unipan 232 В».

Определенное значение интегрального коэффициента поглощения исследуемого комбинированного болометра в диапазоне 8 – 14 мкм при температуре 90,5 К, соответствующей его рабочей точке, равно 0,7. Учитывая вклад микротермометра и участка подложки в процесс поглощения излучения, пропорциональный их площадям, полученное значение хорошо согласуется с результатами измерения коэффициентов поглощения для пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и подложки из SrTiO_3 , полученных с использованием метода ИК-отражения в диапазоне 8 – 14 мкм и равных 0,5 и 0,8 соответственно.

Таким образом, представленный метод позволяет измерять коэффициент поглощения как материалов, так и сложных комбинированных структур, что особенно важно при определении поглощательной способности готовых приемников излучения, когда предпочтительны бесконтактные неразрушающие методы измерения.

Экспериментально определено, что использование в ВТСП болометрах в качестве поглощающего элемента подложки из SrTiO_3 позволяет реализовать эффективное поглощение 70 % в диапазоне 8 – 14 мкм. Выявленные небольшие неоднородности относительной спектральной характеристики чувствительности согласуются с аномалиями оптических свойств используемой подложки из титаната стронция.

Список литературы: 1. Kamaras K., Porter C.D., Doss M.G. Extrinsic absorption and superconductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // Phys. Rev. Lett., 1987. V. 59, N 8. P. 919 – 922. 2. Константинов В.Л., Старк С.Ю., Цидильковский И.М. Оптические свойства тонких пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в ИК области спектра // Письма в ЖЭТФ, 1988. Т. 48, N 11. С. 605 – 607. 3. Коноводченко В.А. и др. Определение абсолютного коэффициента поглощения сверхпроводниковых неизотермических болометров // В кн.: Тепловые приемники излучения. Л.: ГОИ, 1980. С. 170 – 171. 4. Гершензон Е.М. и др. Измерение энергетической щели в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ по спектру ИК-поглощения // Письма в ЖЭТФ, 1987. Т. 46, N 5. С. 186 – 189. 5. Дмитренко И.М. и др. Способ измерения коэффициента поглощения ВТСП материалов // Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1990. Т. 3, N 4. С. 640 – 646. 6. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с. 7. Хадсон Р. Инфракрасные системы. М.: Мир, 1972. 534 с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 16.12.2002

В. Н. МАНЖОС, д-р техн. наук, Ю. А. ПОПОНИН

АЛГОРИТМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ ЦЕЛЕЙ И АНАЛИЗ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В УГЛОМЕРНОЙ И УГЛОМЕРНО – РАЗНОСТНО – ДАЛЬНОМЕРНОЙ СИСТЕМАХ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ЧИСЛОМ И РАСПОЛОЖЕНИЕМ ВЫНОСНЫХ ПУНКТОВ

Развитие современных средств воздушного нападения идет по пути повышения их малозаметности для радиолокационных станций [1]. В таких условиях особое значение приобретает возможность обнаружения воздушных целей многопозиционными средствами пассивной локации. Для определения в них координат источников радиоизлучения (ИРИ) применяются угломерный и угломерно-разностно-дальномерный методы [2]. Однако использование известных соотношений для расчета координат ИРИ указанными методами не позволяет определять координаты ИРИ для произвольного числа и расположения приемных пунктов.

Целью данной статьи является получение соотношений для определения координат ИРИ в угломерной и угломерно-разностно-дальномерной системах с произвольным числом и расположением приемных пунктов. Начнем с рассмотрения более простой с точки зрения алгоритма определения координат ИРИ угломерной системы. Основу построения угломерной системы (УС) составляют несколько приемных пунктов, разнесенных на местности. Оценка координат ИРИ в такой системе может быть реализована на основе оценок измеренных значений азимутов и углов места ИРИ. Будем полагать, что измерения азимутов β_i и углов места ϵ_i в каждом i -ом пункте по данному ИРИ производятся независимо. Получим основные соотношения для определения в общем случае пространственных прямоугольных X, Y, Z координат ИРИ в УС для произвольного числа и расположения приемных пунктов.

Поставленная задача определения координат ИРИ в УС решается с помощью уравнений прямых линий, проходящих через точки ИРИ и приемных пунктов.

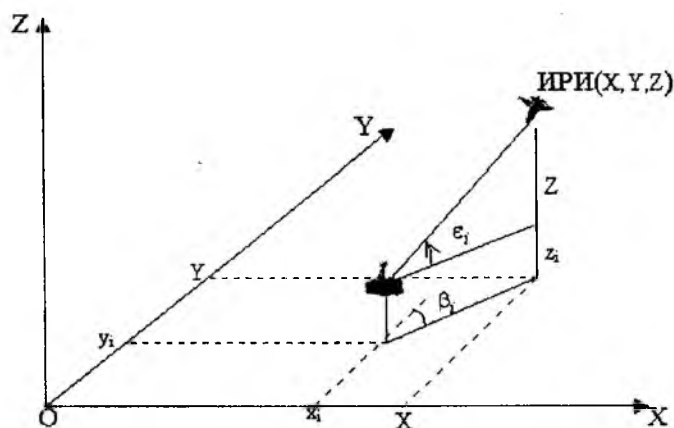


Рис. 1

В соответствии с рис. 1 эти уравнения можно записать в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \beta_i &= (X - x_i) / (Y - y_i), \\ \operatorname{tg} \epsilon_i &= (Z - z_i) / d_{iz}, \quad i = \overline{1, n}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь: n – число приемных пунктов в УС; X, Y, Z – прямоугольные координаты ИРИ; x_i, y_i, z_i – координаты приемных пунктов; β_i и ϵ_i – оценки азимута и угла места в i -ом

приемном пункте УС; d_{iz} – горизонтальная дальность до ИРИ относительно i – го приемного пункта, которая выражается через наклонную дальность d_i соотношением

$$d_{iz} = d_i \cdot \cos(\varepsilon_i).$$

Поскольку параметр d_{iz} в (1) является неизвестным, его можно определить с помощью одного из двух соотношений, которые следуют из рис. 1

$$\sin(\beta_i) = (X - x_i)/d_{iz} \text{ или } \cos(\beta_i) = (Y - y_i)/d_{iz}.$$

Используя первое из приведенных соотношений, получим

$$d_{iz} = (X - x_i)/\sin(\beta_i). \quad (2)$$

Вводя обозначения $tg\beta_i = t_{i\beta}$, $tg\varepsilon_i = t_{i\varepsilon}$ и подставляя (2) в (1), получим линейную относительно неизвестных координат X, Y, Z систему из $2n$ уравнений:

$$\begin{cases} X - Y \cdot t_{i\beta} = x_i - y_i \cdot t_{i\beta} \\ X \cdot t_{i\varepsilon} - Z \cdot \sin(\beta_i) = x_i \cdot t_{i\varepsilon} - z_i \cdot \sin(\beta_i) \end{cases} \quad (3)$$

Для решения системы уравнений (3), последнюю удобно записать в матричном виде

$$\bar{A} \cdot \bar{P} = \bar{B}. \quad (4)$$

Здесь: $\bar{A}$ – матрица размерностью $(2n \times 3)$, $\bar{B}$ – вектор размерностью $(2n \times 1)$, включающие известные параметры, $\bar{P}$ – вектор искоемых координат ИРИ размерностью (3×1) . При этом элементы матрицы $\bar{A}$ и векторов $\bar{B}$ и $\bar{P}$ составляются следующим образом:

$$\bar{A} = \begin{bmatrix} 1 & -t_{1\beta} & 0 \\ 1 & -t_{2\beta} & 0 \\ \dots & \dots & \dots \\ 1 & -t_{n\beta} & 0 \\ t_{1\varepsilon} & 0 & -\sin(\beta_1) \\ t_{2\varepsilon} & 0 & -\sin(\beta_2) \\ \dots & \dots & \dots \\ t_{n\varepsilon} & 0 & -\sin(\beta_n) \end{bmatrix}, \quad \bar{B} = \begin{bmatrix} x_1 - t_{1\beta} \cdot y_1 \\ x_2 - t_{2\beta} \cdot y_2 \\ \dots \\ x_n - t_{n\beta} \cdot y_n \\ x_1 \cdot t_{1\varepsilon} - z_1 \cdot \sin(\beta_1) \\ x_2 \cdot t_{2\varepsilon} - z_2 \cdot \sin(\beta_2) \\ \dots \\ x_n \cdot t_{n\varepsilon} - z_n \cdot \sin(\beta_n) \end{bmatrix}, \quad \bar{P} = \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} \quad (5)$$

Решение системы уравнений (4) найдем с помощью метода наименьших квадратов

$$\bar{P} = (\bar{A}^T \cdot \bar{A})^{-1} \cdot \bar{A}^T \cdot \bar{B}. \quad (6)$$

Точность определения пространственных координат, в общем случае, будем оценивать по величине дисперсий ошибок или их среднеквадратичных значений. В качестве исходного для оценки среднеквадратичных ошибок (СКО) $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ примем соотношение (1), разрешенное относительно параметров β_i и ε_i

$$\begin{aligned} \beta_i(X, Y) &= \arctg((X - x_i)/(Y - y_i)) \\ \varepsilon_i(Z) &= \arctg((Z - z_i)/d_{iz}), \quad i = \overline{1, n}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $d_{iz} = \sqrt{(X - x_i)^2 + (Y - y_i)^2}$.

Здесь: β_i, ε_i – наблюдаемые оценки азимутов и углов места в n приемных пунктах с заданными значениями СКО σ_{β_i} и σ_{ε_i} . Оцениванию подлежат СКО $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ вектора состояния ИРИ $\bar{\alpha} = \|\hat{X} \quad \hat{Y} \quad \hat{Z}\|^T$.

Как следует из (7), искомые прямоугольные $\hat{X}, \hat{Y}, \hat{Z}$ координаты ИРИ связаны с β_i и ε_i нелинейными зависимостями. Последнее исключает возможность непосредственного

вычисления СКО на основе соответствующих ошибок σ_{β_i} и σ_{ε_i} измерения угловых координат ИРИ. На практике указанную трудность обычно преодолевают путем линеаризации указанных зависимостей. При этом учтем, что в данном случае наблюдается не один, а два вектора $\bar{\beta} = \|\beta_i\|$ и $\bar{\varepsilon} = \|\varepsilon_i\|$, $i = \overline{1, n}$. Для получения линеаризованных выражений разложим (7) в ряд Тейлора в области оценок координат $\hat{X}, \hat{Y}, \hat{Z}$. При этом будем иметь в виду, что измерения угловых координат должны быть регулярными, т.е. достаточно надежными. В этом случае линеаризация производится в узкой области оценочных координат $\hat{X}, \hat{Y}, \hat{Z}$. В этой связи в разложении ряда Тейлора можно ограничиться только линейными слагаемыми. При этом получим

$$\begin{aligned}\beta_i(X, Y) &= \beta_i(\hat{X}, \hat{Y}) + (X - \hat{X}) \cdot \partial \beta_i / \partial X + (Y - \hat{Y}) \cdot \partial \beta_i / \partial Y, \\ \varepsilon_i(Z) &= \varepsilon_i(\hat{Z}) + (Z - \hat{Z}) \cdot \partial \varepsilon_i / \partial Z.\end{aligned}\quad (8)$$

Введем обозначения для ошибок измерения параметров β_i, ε_i и X, Y, Z , а также соответствующих производных:

$$\begin{aligned}E_{\beta_i} &= \beta_i(X, Y) - \beta_i(\hat{X}, \hat{Y}), \quad E_{\varepsilon_i} = \varepsilon_i(Z) - \varepsilon_i(\hat{Z}), \\ E_{\alpha 1} &= (X - \hat{X}), \quad E_{\alpha 2} = (Y - \hat{Y}), \quad E_{\alpha 3} = (Z - \hat{Z}), \\ \partial \beta_i / \partial X &= h1_{i,1}, \quad \partial \beta_i / \partial Y = h1_{i,2}, \quad \partial \varepsilon_i / \partial Z = h2_{i,3}.\end{aligned}\quad (9)$$

С учетом введенных обозначений соотношения для ошибок E_{β_i} и E_{ε_i} запишем в виде

$$E_{\beta_i} = h1_{i,2} \cdot E_{\alpha 1} + h1_{i,2} \cdot E_{\alpha 2}, \quad E_{\varepsilon_i} = h2_{i,3} \cdot E_{\alpha 3}$$

или в матричной форме

$$\bar{E}_{\beta\varepsilon} = \bar{H} \cdot \bar{E}_{\alpha}.\quad (10)$$

Здесь: $\bar{E}_{\alpha} = \|E_{\alpha 1} \quad E_{\alpha 2} \quad E_{\alpha 3}\|^T$, а матрица $\bar{H}$ может быть представлена в виде двух подматриц $\bar{H} = \|\bar{H}1 \quad \bar{H}2\|^T$, где $\bar{H}1 = \|h1_{i,1} \quad h1_{i,2} \quad 0\|$, $\bar{H}2 = \|0 \quad 0 \quad h2_{i,3}\|$.

Матрицу точности $\bar{C}_{\alpha}$ измерения параметров X, Y, Z запишем в виде

$$\bar{C}_{\alpha} = \bar{H}^T \cdot \bar{C}_{\beta\varepsilon} \cdot \bar{H},\quad (11)$$

где $\bar{C}_{\beta\varepsilon}$ – матрица точности, соответствующая ошибкам измерения азимутов β_i и углов места ε_i ИРИ.

Обращая матрицу $\bar{C}_{\alpha}$, получим корреляционную матрицу ошибок $\bar{C}_{\alpha}^{-1}$ в виде:

$$\bar{C}_{\alpha}^{-1} = \left\| \begin{array}{ccc} (\|h1_{i,2}\|^T \cdot \|h1_{i,2}\|) / \Delta \cdot \sigma_{\beta}^2 & -(\|h1_{i,1}\|^T \cdot \|h1_{i,2}\|) / \Delta \cdot \sigma_{\beta}^2 & 0 \\ -(\|h1_{i,1}\|^T \cdot \|h1_{i,2}\|) / \Delta \cdot \sigma_{\beta}^2 & (\|h1_{i,1}\|^T \cdot \|h1_{i,1}\|) / \Delta \cdot \sigma_{\beta}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\varepsilon}^2 / (\|h2_{i,3}\|^T \cdot \|h2_{i,3}\|) \end{array} \right\}.\quad (12)$$

Здесь $\Delta = \sigma_{\beta}^{-4} \cdot (\|h1_{i,1}\|^T \cdot \|h1_{i,1}\|) \cdot (\|h1_{i,2}\|^T \cdot \|h1_{i,2}\|) \cdot (1 - \rho^2)$,

где $\rho^2 = (\|h1_{i,1}\|^T \cdot \|h1_{i,2}\|)^2 \cdot ((\|h1_{i,1}\|^T \cdot \|h1_{i,1}\|) \cdot (\|h1_{i,2}\|^T \cdot \|h1_{i,2}\|))$.

В результате на основе (12) получим соответствующие выражения для СКО определения прямоугольных X, Y, Z координат ИРИ:

$$\begin{aligned}\sigma X &= \sigma_\beta / \sqrt{(\|h1_{i,1}\|^T \cdot \|h1_{i,1}\|) \cdot (1 - \rho^2)}, & \sigma Y &= \sigma_\beta / \sqrt{(\|h1_{i,2}\|^T \cdot \|h1_{i,2}\|) \cdot (1 - \rho^2)}, \\ \sigma Z &= \sigma_\varepsilon / \sqrt{(\|h2_{i,3}\|^T \cdot \|h2_{i,3}\|)}.\end{aligned}\quad (13)$$

Таким образом, полученные соотношения (6) для оценки прямоугольных координат ИРИ и соотношение (13) для оценки СКО оцениваемых координат ИРИ применимы для произвольного числа и расположения приемных пунктов УС.

В случае угломерно-разностно-дальномерной (УРД) системы оценка дальности до ИРИ определяется на основе оценок дальностей, полученных для каждой пары приемных пунктов: опорный пункт и вынесенный пункт. Поэтому для начала рассмотрим получение оценки дальности до ИРИ для одной, указанной выше, пары приемных пунктов. С этой целью, согласно [3], используется следующее исходное уравнение

$$R_i = r_i - d. \quad (14)$$

Здесь: d – дальность до ИРИ относительно опорного пункта, подлежащая измерению; r_i – дальность между i -м вынесенным пунктом и ИРИ; R_i – разность расстояний между дальностями r_i и d . Для получения расчетных соотношений для дальности d изобразим в сферической системе координат X, Y, Z взаимное расположение i -го вынесенного пункта системы и ИРИ. При этом опорный пункт располагается в начале системы координат (рис. 2).

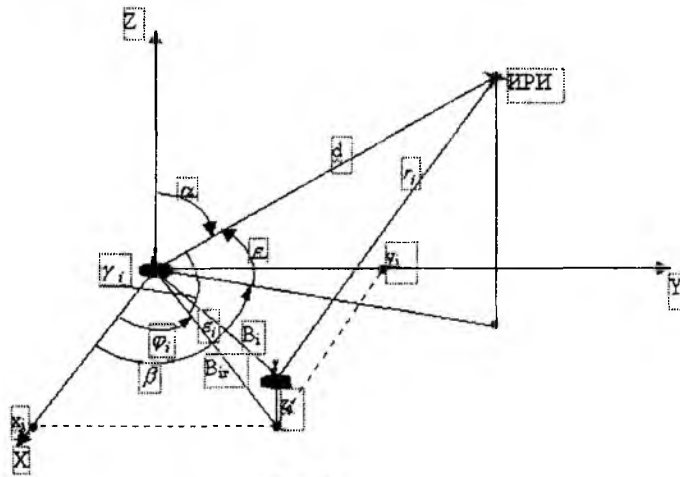


Рис. 2

Здесь: $\varepsilon = 90 - \alpha$ – угол места ИРИ; β – азимут, отсчитываемый относительно оси X ; d, d_z – наклонная и горизонтальная дальности до ИРИ; x_i, y_i, z_i – координаты i -го вынесенного пункта; ε_i – угол места i -го вынесенного пункта; φ_i – угловое положение i -го вынесенного пункта, отсчитываемое относительно оси X ; B_i и B_{iz} – база i -го вынесенного пункта и ее горизонтальная проекция.

Как следует из рис. 2, дальность r_i можно рассчитать по соотношению

$$r_i^2 = d^2 + B_i^2 - 2 \cdot d \cdot B_i \cdot \cos(\gamma_i), \quad (15)$$

где γ_i – угол между линией визирования на ИРИ и i -ой базой B_i .

Используя (14), запишем следующее равенство

$$(R_i + d)^2 = r_i^2. \quad (16)$$

С учетом (15) преобразуем (16) к виду

$$R_i^2 + 2 \cdot R_i \cdot d + d^2 = d^2 + B_i^2 - 2 \cdot d \cdot B_i \cdot \cos(\gamma_i),$$

откуда определяем дальность d по i -ой базе

$$d = \frac{B_i^2 - R_i^2}{2 \cdot (R_i + B_i \cdot \cos(\gamma_i))}. \quad (17)$$

Значение базы B_i в (17) можно вычислить по известным значениям прямоугольных координат вынесенного пункта, используя следующее соотношение

$$B_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}. \quad (18)$$

Для получения расчетного соотношения для дальности до ИРИ d по (17) остается неизвестным выражение для $\cos(\gamma_i)$. Значение его можно получить, представляя значения дальности d и базы B_i в виде векторов, элементами которых являются их проекции по осям X, Y, Z

$$\bar{d} = \begin{pmatrix} d_x \\ d_y \\ d_z \end{pmatrix}, \quad \bar{B} = \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Далее запишем стандартное скалярное произведение векторов $\bar{d}$ и $\bar{B}$

$$\bar{d}^T \cdot \bar{B} = d \cdot B \cdot \cos(\gamma_i), \quad (20)$$

где d и B – сферические нормы этих векторов, равные соответственно

$$d = \sqrt{d_x^2 + d_y^2 + d_z^2}, \quad B_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}, \quad (21)$$

где проекции d_x, d_y, d_z , а также x_i, y_i, z_i в соответствии с рис. 2 определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} d_x &= d \cdot \sin \alpha \cdot \cos \beta, & d_y &= d \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta, & d_z &= d \cdot \cos \alpha, \\ x_i &= B_i \cdot \cos \varepsilon_i \cdot \cos \theta_i, & y_i &= B_i \cdot \cos \varepsilon_i \cdot \sin \theta_i, & z_i &= B_i \cdot \sin \theta_i. \end{aligned} \quad (22)$$

Определяя из (20) $\cos(\gamma_i)$ и подставляя значения (22), окончательно получим

$$\cos(\gamma_i) = \cos \varepsilon_i \cdot \sin \alpha \cdot \cos(\beta - \theta_i) + \sin \varepsilon_i \cdot \cos \alpha. \quad (23)$$

Таким образом, вычисляя текущие оценки параметров R_i, β, α и $\cos(\gamma_i)$, можно при известной конфигурации УРД системы получить с помощью (17) значение дальности d до ИРИ по каждой паре пунктов: опорному и i -му вынесенному пункту. При этом физически очевидно, что при отсутствии флуктуаций указанных параметров оценки дальности $\hat{d}$ по всем базам будут одинаковыми. На практике, однако, наиболее информативный текущий параметр R_i будет флуктуировать независимо по каждой базе. Вследствие этого СКО оценок дальности σ_i по каждой базе будут различаться между собой. В этой связи практический интерес представляет вычисление усредненной дальности до ИРИ d , которая вычисляется на основе текущих отсчетов дальности d_i по всем базам УРД системы с СКО σ_i . Математическая постановка данной задачи может быть записана как

$$d_i = d0_i + n_i, \quad i = \overline{1, m} \quad (24)$$

или в матричном виде

$$\bar{d} = d0 \cdot \bar{1} + \bar{n}. \quad (25)$$

Здесь: m – число баз в УРД системе; $\bar{d}$ – вектор текущих отсчетов дальностей d_i размерности $(m \times 1)$; $d0$ – истинное значение дальности до ИРИ; $\bar{1}$ – вектор $(m \times 1)$, состоящий из единиц; $\bar{n}$ – вектор $(m \times 1)$, элементами которого являются текущие ошибки измерения дальности по каждой базе B_i .

На основе (24) требуется найти усредненное значение оценки дальности $\hat{d}$ по имеющимся отсчетам d_i . Наиболее просто указанную задачу, особенно при неизвестном законе

распределения ошибок n_i , можно решить на основе модифицированного метода наименьших квадратов. Необходимость модификации последнего в данном случае обусловлена тем, что СКО измерения дальности n_i по каждой базе различаются по величине. Такую модификацию можно осуществить, умножая вектор $\bar{n} = \|n_i\|$ на выравнивающую матрицу. Для определения конфигурации последней учтем, что флуктуации n_i по различным базам являются независимыми. Поэтому корреляционная матрица $\bar{n} \cdot \bar{n}^T$ будет диагональной, т.е. $\bar{n} \cdot \bar{n}^T = \text{diag}(\sigma_i^2)$. Отсюда ясно, что для выравнивания СКО σ_i по различным базам вектор $\bar{n}$ в (25) необходимо умножить на матрицу $\bar{k} = \text{diag}(1/\sigma_i)$. С учетом сказанного умножим (25) на матрицу $\bar{k}$. При этом получим

$$\bar{k} \cdot \bar{d} = d_0 \cdot \bar{k} \cdot \bar{1} + \bar{N}, \quad (26)$$

где $\bar{N} = \bar{k} \cdot \bar{n}$.

Далее образуем скалярное произведение

$$N^T \cdot N = (\bar{d}^T \cdot \bar{k}^T - d_0 \cdot \bar{1}^T \cdot \bar{k}^T) \times (\bar{d} \cdot \bar{k} - d_0 \cdot \bar{1} \cdot \bar{k})$$

и оптимизируем его по d_0 . В результате получим

$$d_0 = \frac{\bar{1}^T \cdot \bar{k}^T \cdot \bar{k} \cdot \bar{d}}{\bar{1}^T \cdot \bar{k}^T \cdot \bar{k} \cdot \bar{1}} = \frac{\sum_{i=1}^m d_i / \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^m 1 / \sigma_i^2}. \quad (27)$$

Таким образом, согласно (27) для вычисления усредненного значения оценки дальности d_0 необходимо получить:

- текущие оценки дальности d_i по каждой базе B_i ;
- дисперсии оценок дальностей по каждой i -ой базе σ_i^2 ;
- результирующую оценку дисперсии по всем m базам

$$\sigma_p^2 = 1 / \sum_{i=1}^m 1 / \sigma_i^2. \quad (28)$$

С учетом (28) усредненное значение оценки дальности d_0 можно записать в виде

$$d_0 = \sigma_p^2 \cdot \sum_{i=1}^m d_i / \sigma_i^2. \quad (29)$$

Таким образом, согласно (29) усредненная по m базам оценка дальности d_0 до ИРИ является взвешенной средней оценкой измерений, произведенных по отдельным базам B_i . При этом дисперсия результирующего измерения согласно (28) последовательно уменьшается с увеличением числа баз m . В частности, при одинаковых значениях дисперсий $\sigma_i = \sigma$ результирующая дисперсия оценки дальности σ_p^2 уменьшится в m раз. Кроме того, такой алгоритм определения оценки дальности d_0 до ИРИ справедлив для произвольного числа и расположения приемных пунктов. Далее на основе (29) и измеренных угловых координатах возможно определение прямоугольных координат ИРИ. Выражения, связывающие угловые координаты, дальность и прямоугольные координаты ИРИ, согласно рис. 2, имеют вид

$$\hat{X} = d_0 \cdot \sin \alpha \cdot \cos \beta, \hat{Y} = d_0 \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta, \hat{Z} = d_0 \cdot \cos \alpha. \quad (30)$$

На основе полученных соотношений для оценки координат ИРИ и их точностных характеристик для угломерной и угломерно-разностно-дальномерной систем проводилось моделирование на ПЭВМ. При этом задавались следующие исходные данные:

- число приемных пунктов в системе m ;

- координаты приемных пунктов (размеры баз B_i , азимуты β_i , углы места ε_i);
- координаты ИРИ (дальность d , угол места α , диапазон возможных значений азимутов $\beta = 0 - 360^\circ$);
- СКО измерения угловых координат σ_β и σ_ε , а также СКО измерения разности расстояний σR .

В качестве результатов моделирования на рис 3 представлены зависимости СКО определения дальности в функции азимута для угломерной и угломерно-разностно-дальномерной систем. При этом было выбрано:

- три выносных приемных пункта, координаты выносных приемных пунктов (базы $B_1 = 30 \text{ км}$, $B_2 = 25 \text{ км}$, $B_3 = 20 \text{ км}$, азимуты $\beta_1 = 90^\circ$, $\beta_2 = 220^\circ$, $\beta_3 = 330^\circ$, углы места $\varepsilon_1 = 0.7^\circ$, $\varepsilon_2 = 0.5^\circ$, $\varepsilon_3 = 0.1^\circ$);

- координаты ИРИ (дальность $d = 400 \text{ км}$, угол места $\alpha = 3^\circ$, диапазон возможных значений азимутов $b = 1 - 360^\circ$);

- СКО измерения угловых координат $\sigma_\beta = 0.1^\circ$, $\sigma_\varepsilon = 0.1^\circ$, СКО измерения разности расстояний $\sigma R = 5 \text{ м}$.

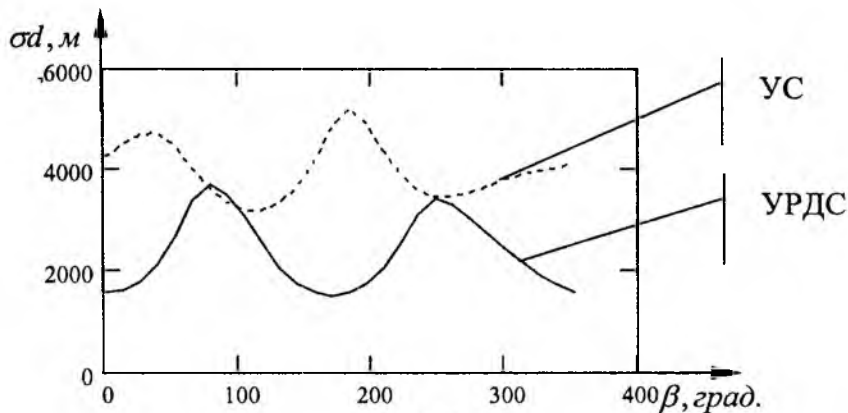


Рис. 3

Из рис. 3 следует, что полученные алгоритмы позволяют не только определять координаты ИРИ предложенными методами, но и контролировать их точностные характеристики. При этом возможно получать СКО определения, в частности оценки дальности σd , в зависимости от азимутального положения ИРИ.

Таким образом, предложенные алгоритмы определения координат ИРИ в УС и в УРДС-системе являются инвариантными к числу и расположению приемных пунктов. Кроме того, получены соотношения для оценки СКО определения координат ИРИ в таких системах. Практическая ценность полученных результатов заключается в возможности применения рассмотренных алгоритмов при проведении предварительных расчетов по целесообразному размещению приемных пунктов с целью получения минимальных ошибок определения координат ИРИ в заданном секторе измерения.

Список литературы: 1. Рябов Б. Новый облик радиолокации ПВО // Техника и вооружение. 2001. Вып. № 1.
2. Алмазов В. Б., Манжос В. Н. Получение и обработка радиолокационной информации. Х.: ХВУ, 1985. С. 427.
3. Манжос В.Н., Капюжный Н.М., Бурковский С.И., Колодей О.П. Методы определения координат целей и оценки точности их измерения в разностно-дальномерной системе с произвольным числом и расположением выносных пунктов // 36. науч. праць. Вип. 4 (26). Х.: ХВУ, 1999. С. 29 – 39.

ПРОБЛЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ В РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ

УДК 681.513.7

И. Н. КЕЛЕБЕРДА

СОЗДАНИЕ СПЕЦИФИКАЦИИ ЯЗЫКА РАЗМЕТКИ УЧЕБНОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ОБУЧАЮЩЕГО РЕСУРСА ПРИ ОРГАНИЗАЦИИ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ

Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ) принимает активное участие в создании методики дистанционного образования и входит в Украинскую ассоциацию дистанционного образования. В 2001 в университете организован Центр технологий дистанционного образования (ЦТДО), в который вошла лаборатория виртуального дистанционного обучения, созданная в 1998 году для изучения и разработки технологий дистанционного обучения в глобальной сети Интернет. ЦТДО объединил различные кафедры и лаборатории для создания дистанционного образования в ХНУРЭ. Кафедра программного обеспечения ЭВМ начала эксперимент по проведению дистанционного обучения на базе переподготовки слушателей, имеющих высшее образование. Ведется совместная работа лабораторий «Фотоника» и «Программное обеспечение автоматизированных систем» (ПОАС) над проектом «Интерактивный обучающий пакет программ для изучения базовых компонентов фотоники». Целью данного проекта является разработка программного продукта «LaserCAD» для решения задач полупроводниковой зонной инженерии и моделирования современных полупроводниковых лазеров на основе квантово-размерных структур, который может быть размещен на высокопроизводительных серверах и использован для централизованных вычислений в рамках дистанционного обучения. Задачей проблемно-научной исследовательской лаборатории «ПОАС» является разработка обучающего ресурса, посредством которого будет организовано дистанционное обучение в сетях Интранет/Интернет с интеграцией в него программного продукта «LaserCAD».

При организации дистанционного обучения в глобальной сети Интернет необходимо создать обучающий ресурс, который содержит все необходимые учебные материалы. Традиционно для решения данной задачи используется язык гипертекстовой разметки, разработанный в Европейском институте физики частиц (CERN) Тимом Бернз-Ли для создания информационных ресурсов в системе WWW сети Интернет. Данный язык разметки ориентирован на создание структуры документа для визуального представления его в глобальной сети. Последующие развитие языка заключалось в добавлении новых визуально-ориентированных тегов. Существующая идеология определила технологию создания информационных ресурсов в WWW, которая заключается в создании множества взаимосвязанных документов посредством гиперссылок и направленных на отображении данных документов в программе-клиенте, которая получала данную информацию посредством специализированного программного обеспечения на стороне сервера.

Разработанная система WWW была ориентирована на решение задачи обмена информации между научными учреждениями, поэтому проектирование информационных ресурсов заключалось в определении структуры ресурса, например, истории научного учреждения, интересов, научных разработок и т.п. Создавалось информационное наполнение, а затем предъявлялись требования к визуальному оформлению, интерактивности и обновлению информации. В ХНУРЭ использовали данный подход при проектировании информационно-обучающего сервера, разработали HTML-шаблоны для создания гипертекстовых учебных материалов [1]. Существенным недостатком разрабатываемых информационных ресурсов являлось то, что содержание и визуальное представление создавалось нераздельно. Чтобы решить данную проблему, был создан стандарт CSS (Cascading Style Sheets), который

позволяет задавать параметры визуального представления для любого тега HTML, вследствие чего разделялись логическая структура документа и визуальное представление. Данный подход описан в работах [2,3] по применению различного цветового оформления к информационному ресурсу, что позволило создать эргономику восприятия учебного материала в дистанционном обучении.

Однако привязка к стандартным тегам HTML не позволяет эффективно структурировать документ в таких специализированных областях, как издательство, электронная коммерция, образование и другие. Поэтому для решения проблемы расширяемости 14 ноября 1996 года появился первый рабочий вариант новой спецификации языка разметки, а официальная рекомендация W3-консорциума на XML 1.0 появилась 10 февраля 1998 года.

Расширяемый язык разметки (eXtensible Markup Language – XML) – это универсальный механизм создания произвольных языков разметки документов, предназначенный для организации современных информационных ресурсов в глобальной сети Интернет. Для обеспечения совместимости HTML с XML разработана спецификация eXtensible Hypertext Markup Language (XHTML), которая является подмножеством XML и позволяет преобразовывать существующие информационные ресурсы в новый стандарт организации ресурсов в Интернете.

На данный момент разработано множество спецификаций языков разметки документов для различных сфер деятельности, связанных с Интернет, таких как наука, образование, финансы и коммерция. Рассмотрим основные спецификации, которые можно применить для создания обучающего ресурса при организации дистанционного обучения.

Наиболее распространенной спецификацией является Mathematical Markup Language (MathML), которая связана с отображением специальных видов документов, заключающихся в их «нелинейности» и неоднозначности представления. Во-первых, математический смысл формулы зачастую определяется не формальным способом ее записи, а зависит от контекста использования. Примером этому могут служить дроби, обозначения дифференциалов и т. д. Во-вторых, текстовое представление формулы многомерно: примером сложных текстовых структур могут служить дроби, интегралы, корни, степени. Одним из самых распространенных способов их отображения являются рисунки, созданные в специальных графических редакторах. Однако этот способ не пригоден для развитых систем обмена научной информацией, так как создание специализированных документов подобным образом весьма трудоемкий и медленный процесс. Кроме того, при использовании графических изображений возникает еще одна проблема – невозможность форматирования одновременно текстового и графического содержимого документа. Несовпадение разрешений картинки и текста, жестко заданные размеры области изображений не позволяют определять нужную последовательность объектов документа и способ их отображения.

Synchronized Multimedia Integration Language (SMIL) — это рекомендованный консорциумом W3C механизм создания документов, содержащих синхронизированную мультимедийную информацию. Такие документы представляют собой набор инструкций, описывающих текстовые, видео- и аудиоданные и определяющих последовательность их воспроизведения. При этом для передачи содержания документов по Интернет не требуется высокая пропускная способность. SMIL также позволяет разработчикам создавать и встраивать гиперссылки в мультимедиа-файл, что позволяет создавать Web-презентации в реальном масштабе времени, а объекты мультимедиа могут использоваться многократно.

Первой спецификацией, созданной в образовательных целях, является Tutorial Markup Language (TML), которая создавалась как SGML-приложение, но для достижения гибкости при работе с Интернет была преобразована в XML. TML является форматом обмена, разработанным для разделения семантического содержания вопроса и представления на экране или форматирования, что облегчает поиск, каталогизацию и обработку результатов тестирования. Данная спецификация позволяет указывать, например, допустимое число

попыток при ответе на вопросы тестов, формулировку вопросов, вариантов ответов, правильные ответы и допустимые подсказки (наводящие вопросы).

Разработанная спецификация Learning Material Markup Language (LMML) в университете Пассау, Германия, предназначена для адаптивного обучения и представляет собой метаописание учебного материала, разбитого на модули и представленного на различных распределенных информационных ресурсах [4]. Данный язык разметки является расширением XML и использует модульность языка XHTML для подключения других спецификаций, таких как MathML, SMIL и др. Данная спецификация предоставляет возможность обучаемому выбрать необходимые курсы для изучения, что определяет индивидуальный подход к обучению, но данный подход не предоставляет возможности разбить учебные материалы по сложности материала, выделить ключевые определения и др., что снижает качество обучения.

Проведенный анализ спецификаций показал, что недостаточно использовать существующие языки разметки учебного материала, так как они основаны только на метаописании учебного материала и не структурируют содержание предоставляемой лекционной, лабораторной, практической и др. информации для изучения обучаемым. Поэтому необходимо разработать спецификацию языка разметки учебного материала для создания обучающего ресурса, чтобы была возможность автоматизировать работы с ним с помощью программного обеспечения.

Разработка спецификации языка разметки основывается на создании DTD (Document Type Definition). DTD представляет собой набор правил, определяющий инструкции, которые могут быть переданы анализатору для обработки документа. DTD также включает набор объявлений элементов и атрибутов, сущности, условные обозначения и комментарии, которые определяют, как документ будет структурирован.

Поэтому первым шагом к созданию DTD является определение структуры и содержания документа. Данные исследования были проведены Лесной Н.С., Кауком В.И. и изложены в статье [5] при создании материалов по учебной дисциплине для задач ДО, и впоследствии, результаты данных исследований применены при создании обучающего ресурса на носителе информации CD-ROM для организации дистанционного образования на кафедре программного обеспечения ЭВМ (ХНУРЭ) [6]. Существенный вклад в определение структуры документа учебных материалов внесли международные организации по созданию стандартов для технологии обучения, в частности, 25 июля 2002 IEEE Learning Technology Standards Committee (LTSC) принят стандарт «Standard for Information Technology --Education and Training Systems -- Learning Objects and Metadata», который определяет объекты, участвующие в обучении, а также метаданные объектов обучения для последующего использования их в информационных системах дистанционного обучения.

Выделяют иерархическую структуру из трех уровней по степени вложенности:

- верхний уровень: «учебный план»;
- средний уровень: «учебная дисциплина»;
- нижний уровень: «элементы учебной дисциплины».

Первые два уровня представляют собой метаинформацию об учебном материале, а нижний уровень представляет собой лекции, лабораторные, практические, семинарские и другие занятия, а также информацию о контроле изучения предоставляемого материала.

Поэтому создание спецификации языка разметки учебных материалов включает разработку структуры «элементов учебной дисциплины». Проведенный анализ существующих исследований по структурированию учебных материалов, рассмотрение статьи [7], в которой авторы рассматривают применение объектов обучения, в соответствии со стандартом [8], для организации дистанционного обучения, определил следующие элементы структуры «элементов учебной дисциплины» для DTD:

- «LECTURE» – лекционный материал;
- «PRACTICE» – материал практического занятия;

- «SEMINAR» – материал семинарского занятия;
- «LABORATORY» – материал лабораторной работы;
- «TUTORIAL» – материал консультации;
- «TEST» – тестовый материал.

Следующим этапом разработки DTD является более детальная разработка структуры с определением дочерних элементов и атрибутов к каждому элементу, которые позволят программному обеспечению или агенту ресурса обрабатывать содержание документа и получать дополнительную информацию о структуре документа.

Сведем в таблицу элементы, которые участвуют в структурировании учебного материала для определенного курса:

Т а б л и ц а

Имя элемента	Потомки элемента	Родитель элемента	Частота появления в документе	Местоположение
1	2	3	4	5
<COURSE>	Содержит все элементы	Нет	Один раз в документе	В начале каждого учебного курса
<LECTURE>	<TITLE>, <BODY>	<COURSE>	Множественно	В элементе <COURSE>
<PRACTICE>	<TITLE>, <BODY>	<COURSE>	Множественно	В элементе <COURSE>
<SEMINAR>	<TITLE>, <BODY>	<COURSE>	Множественно	В элементе <COURSE>
<LABORATORY>	<TITLE>, <BODY>	<COURSE>	Множественно	В элементе <COURSE>
<TUTORIAL>	<QUESTION>, <ANSWER>	<BODY>	Один раз на каждый элемент <BODY>	В элементе <BODY> после <SECTION> или <TEST> или <TASK>
<TEST>	<QUESTION>, <ANSWER>	<BODY>	Один раз на каждый элемент <BODY>	В элементе <BODY>
<TASK>	Нет	<BODY>	Один раз на каждый элемент <BODY>	В элементе <BODY>
<TITLE>	Нет	<LECTURE>, <PRACTICE>, <SEMINAR>, <LABORATORY>	Один раз на каждый родительский элемент	В элементах <LECTURE>, <PRACTICE>, <SEMINAR>, <LABORATORY> до <BODY>
<BODY>	<SECTION>, <TUTORIAL>, <TEST>, <TASK>	<LECTURE>, <PRACTICE>, <SEMINAR>, <LABORATORY>	Один раз на каждый родительский элемент	В элементах <LECTURE>, <PRACTICE>, <SEMINAR>, <LABORATORY> после <TITLE>
<SECTION>	<HEADLINE>, <SUBHEAD>, <PARA>	<BODY>	Множественно	В элементе <BODY>
<HEADLINE>	Нет	<SECTION>	Множественно	В начале элемента <SECTION>
<SUBHEAD>	Нет	<SECTION>	Множественно	После элемента <HEADLINE>, если есть

Окончание табл.				
1	2	3	4	5
<PARA>	Нет	<SECTION>	Множественно	После элементов <HEADLINE>, <SUBHEAD>
<QUESTION>	Нет	<TUTORIAL>, <TEST>	Множественно	В элементах <TUTORIAL>, <TEST>
<ANSWER>	Нет	<TUTORIAL>, <TEST>	Множественно	В элементах <TUTORIAL>, <TEST>

Использование разработанной спецификации языка разметки учебных материалов позволяет эффективно создавать обучающие ресурсы, отделяя структуру и содержание документов учебных материалов от визуального представления их на терминалах пользователей. Для визуального представления используются три инструмента для работы с таблицами стилей:

- каскадные таблицы стилей CSS1 и CSS2;
- язык семантики и описания стиля документа (Document Style Semantics And Specification Language, DSSL);
- расширяемый язык стиля (Extensible Style Language, XSL).

Заключительным этапом разработки обучающего ресурса является создание метаописания, включающего уровни «учебный план» и «учебная дисциплина», которое предоставляет различную информацию о данном ресурсе как программному обеспечению, так и пользователям.

При метаописании обучающего ресурса необходимо использовать также стандарт «Объекты обучения и метаданные» [8], содержащий 9 категорий метаданных, имеющих следующее деление:

- общие – общая информация, которая описывает объект обучения целиком;
- жизненного цикла – возможности прошлого и текущего состояния объекта обучения и вклад, внесенный при создании объекта обучения;
- мета-метаданных – информация о метаданных объектов обучения;
- технические – технические параметры и характеристики объекта обучения;
- образовательные – образовательные и педагогические характеристики объектов обучения;
- правовые – авторские и смежные права на объекты обучения, а также соглашения на использование их;
- связей – возможности, которые определяют взаимосвязи между объектами обучения;
- аннотации – предоставляет комментарии на учебное использование объектов обучения и описывает, где и кем созданы комментарии;
- классификационные – описывает объекты обучения в отношении к специфическим классификационным системам.

Описанные метаданные предоставят различную информацию об обучающем ресурсе, например, категория правовых метаданных определяет условия использования объектов обучения, и таким образом происходит оплата за использование предоставляемых материалов, а категория технических метаданных – необходимые технические параметры для работы обучающего ресурса.

Разработанная спецификация языка разметки учебного материала позволяет решить проблему разделения визуального представления и структуры документа, что предоставит возможность выделить не только термины, определения и другие структурные единицы учебного материала, но и определить сложность материала с помощью атрибутов

определенных элементов, например, <SECTION>. Данный подход к разметки учебного материала позволит решить многие задачи ДО, в том числе и адаптивного обучения.

Список литературы: 1. *Шеховцов Б.Г., Шмаин Д.Ю., Сидорчук Д.М.* Информационно-обучающий сервер в системе ДО // Сб. науч. труд. 5-й Междунар. конф. Укр. ассоциации дистанционного образования (Вирт – 2001). Харьков-Ялта: УАДО. 2001. С. 182-186. 2. *И.Н. Келеберда, Н. С. Лесная, А. Р. Тетельман* Подход к применению цветовой модели HSV при выборе цветовой схемы для WWW-ресурсов в дистанционном обучении // Сб. науч. труд. 5-й Междунар. конф. Укр. ассоциации дистанционного образования (Вирт – 2001). Харьков-Ялта: УАДО. 2001. С. 328 – 335. 3. *Тетельман А. Р.* Применение механизма стилизации Cascading Style Sheets 1 в оформлении электронных учебных материалов обучения // Сб. науч. труд. 4-й Междунар. конф. Укр. ассоциации дистанционного образования (Вирт – 2000). Харьков-Севастополь: УАДО. 2000. С. 245 – 247. 4. *Christian Süß.* Adaptive Knowledge Management: A Meta-Modeling Approach and its Binding to XML. // In: H.-J. Klein (Ed.), 12. GI-Workshop Grundlagen von Datenbanken, Plun, TR 2005, Christian-Albrechts-Universitdt Kiel, Germany, 2000. 5. *Лесная Н.С., Каук В.И.* Структура и содержание материалов по учебной дисциплине для задач дистанционного обучения // Сб. науч. труд. 4-й Междунар. конф. Укр. ассоциации дистанционного образования (Вирт – 2000). Харьков-Севастополь: УАДО. 2000. С. 71 – 75. 6. *Дударь З.В., Каук В.И., Лесная Н.С.* Последипломное образование с элементами дистанционного обучения // Сб. науч. труд. 5-й Междунар. конф. Укр. ассоциации дистанционного образования (Вирт – 2001). Харьков-Ялта: УАДО. 2001. С. 113 – 119. 7. *Гребенюк В.А., Логвиновский А.Г., Семенец В.В.* Объекты обучения: классификация и стандарты // Сб. науч. труд. 4-й Междунар. конф. Укр. ассоциации дистанционного образования (Вирт – 2000). Харьков-Севастополь: УАДО. 2000. С. 45 – 51. 8. *IEEE 1484.12.1* Standard for Learning Object Metadata. 25 July 2002. PISCATAWAY, NJ.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 24.09.2002

Сокращения
в пристатейных списках литературы

ТИИЭР – Тр. Ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике

CCITT – Intern. Telegraph and Telephone Consultative Comm.

EN – Europ. Normal

IEEE – Inst. of Electrical and Electronics Eng.

IRE – Inst. of Radio Eng.

ITU-T – Intern. Telecommunication Union – Telecommunication

АНТЕННЫ, ТЕХНИКА СВЧ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.677

Поляризационные потери решетки электрических диполей, расположенных над границей раздела двух сред / П.Л. Токарский // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 9 – 15.

Разработана методика расчета коэффициента поляризационных потерь (КПП) антенных решеток, расположенных вблизи границы раздела двух сред. Для решения задачи использован импедансный подход, позволяющий выразить мощности излучения антенной решетки на волнах главной и паразитной поляризаций через сопротивления излучателей и токи их возбуждения. Такой подход дает возможность достаточно просто анализировать вариации КПП ФАР при изменении ее возбуждения. Приведены результаты вычисления зависимости КПП ФАР над реальной землей от угла отклонения ее луча от нормали, которые сравниваются с аналогичными зависимостями для случая расположения ФАР над идеально проводящим экраном.

Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.396.677

Поляризационні втрати решітки електричних диполів, розташованих над границею поділу двох середовищ / П.Л. Токарський // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 130. С. 9 – 15.

Розроблена методика розрахунку коефіцієнта поляризаційних втрат (КПВ) антенних решіток, розташованих близько до границі поділу двох середовищ. Для розв'язання задачі використано імпедансний підхід, який дозволяє виразити потужності випромінювання антенної решітки на хвилях головної і паразитної поляризацій через опори випромінювачів та струми їх збудження. Такий підхід дає можливість досить просто аналізувати варіації КПВ ФАР за зміни її збудження. Наведено результати обчислень залежності КПВ ФАР над реальним ґрунтом від кута відхилення її променя від нормалі, котрі зіставляються з аналогічними залежностями для випадку розташування ФАР над ідеально провідним екраном.

Іл. 3. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.396.677

Polarization losses of a dipole array placed over the interface between two media / P.L. Tokarsky // Radio-technika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 9 – 15.

The calculation technique of polarization loss factor (PLF) of antenna arrays placed close to the interface between two media is developed. An impedance approach is used for solving the problem, it allows to express the radiated powers of the antenna array both on the co-polarized wave and on the cross-polarized wave, through the elements resistances and the currents of their excitation. Such approach provides a way of very simple analyzing of the PLF dependence on the current distribution modification. The computation results of the PLF dependence versus a phasing angle in the elevation plane for the phased array placed over the imperfect ground are given. These results are compared to similar results for the phased array placed over the perfect ground.

3 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396.676.01

Статистический синтез апертурных антенн по заданному распределению поля в зоне Френеля / В.В. Должиков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 16 – 23.

Изложен метод статистического синтеза круглой сфокусированной апертуры с заданным распределением поля в зоне Френеля. Задача синтеза решается как задача на минимум квадратичного функционала, равного сумме средних квадратов невязок функций, описывающих радиальное и угловое распределения поля. Приведен пример синтеза, который иллюстрирует возможности данного метода.

Ил. 3. Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.396.67

Статистичний синтез апертурних антен із заданим радіальним розподілом поля в зоні Френеля / В.В. Должиков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 16 – 23.

Викладено метод синтезу круглої сфокусованої апертури із заданим розподілом поля в зоні Френеля. Задача синтезу розв'язується як задача на мінімум квадратичного функціонала, який дорівнює сумі середніх квадратів невязок функцій, що описують заданий радіальний та кутовий розподіли поля. Наведено приклад синтезу, який ілюструє можливості даного методу.

Іл.3. Бібліогр.: 1 назв.

UDC 621.396.67

Aperture antennas statistical synthesis with a prescribed field distribution in the Fresnel zone / V.V. Dolzhikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. C. 16 – 23.

The method of statistical synthesis of a circular focused aperture with a prescribed distribution in a Fresnel region is outlined. The problem of synthesis is solved as a problem of a minimization of the square-law functional equal to a sum of mean squares of the functions discrepancies, describing the prescribed radial and angular distributions of the field. The example of the synthesis illustrating the possibilities of the offered method is cited.

3 fig. Ref.: 1 items.

УДК 662.396.67: 621.314.6

Потенциальные возможности антенн-выпрямителей миллиметрового диапазона волн / М.А. Омаров, Д.В. Грецких, В.М. Шокало // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 24 – 28.

Проведена оцінка потенціальних можливостей антенн-выпрямителей (ректенн) миллиметрового диапазона волн. Исследовались антенны-выпрямители с рабочей частотой 35 ГГц, излучающая структура которых была выполнена либо в виде системы бесконечных коллинеарных ленточных микрополосковых проводов, в разрывы которых через равные промежутки включены диоды Шоттки, либо в виде прямоугольной сетки.

Ил.7. Библиогр.: 10 назв.

УДК 662.396.67: 621.314.6

Потенціальні можливості антен-випрямлячів міліметрового діапазону хвиль / М.А. Омаров, Д.В. Грецких, В.М. Шокало // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 24 – 28.

Проведено оцінку потенціальних можливостей антен-випрямлячів (ректен) міліметрового діапазону хвиль. Досліджувались антени-випрямлячі з робочою частотою 35 ГГц, випромінююча структура яких була виконана або у вигляді системи нескінченних колінеарних стрічкових мікросмушкових дротів, у розриви яких через рівні проміжки увімкнено діоди Шоткі, або у вигляді прямокутної сітки.

Ил.7. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 662.396.67: 621.314.6

Potential possibilities of millimeter wave band antennas-rectifiers / M.A. Omarov, D.V. Gretsikh, V.M. Shokalo // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002, N. 130 P. 24 – 28.

The potential possibilities of the millimeter wave band antennas-rectifiers (rectennas) were estimated.

The antennas-rectifiers operating at the working frequency of 35 GHz were studied, their radiating structure was made either in the form of the systems of infinite collinear tape microstrip wires, the Shottky diodes were included in their ruptures at equal intervals, or in the form of the rectangular grid.

Fig.7. Ref.: 10 items.

УДК 621.396.67

О границах зоны Френеля круглой апертуры в материальных средах / А.А. Кухтин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 29 – 32.

Приведены общие соотношения для расчета поля в среде с потерями в зоне Френеля апертурной антенны с произвольным амплитудно-фазовым распределением. Определены критерии применимости приближений Френеля для расчетов поля и нахождения границ зоны Френеля. Показано, что при увеличении потерь граница между зоной Френеля и ближней зоной смещается в сторону антенны.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.67

Про межі зони Френеля круглої апертури в матеріальних середовищах / А.А. Кухтін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 29 – 32.

Наведені загальні співвідношення для розрахунку поля в середовищі з втратами у зоні Френеля апертурної антени з довільним амплітудно-фазовим розподілом. Визначені критерії придатності наближень Френеля для розрахунків поля і знаходження меж зони Френеля. Показано, що при збільшенні втрат межа між зоною Френеля і ближньою зоною зміщується в сторону антени.

Ил. 2. Бібліогр. 4 назви.

UDC 621.396.67

About the borders of Fresnel zone of round aperture in environment with losses / A.A. Kuhtin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 29 – 32.

The general relations for finding a field in the environment with losses in the Fresnel zone of the aperture antenna with random amplitude-phase distribution are given. The criteria of the Fresnel approximation applicability to the field calculations and the Fresnel zone boundaries finding are defined. It is shown that with an increase in losses the boundary between the Fresnel zone and near zone is displaced to the antenna.

2 fig. Ref. 4 items.

УДК 621.396.677.494

Метод формирования последовательностей сфокусированных пространственно-временных импульсов при использовании многоступенчатого V-образного распределения частот по апертуре плоских ФАР / В.И. Гомозов, А.В. Гомозов, С.В. Титов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 33 – 38.

Проводится краткий обзор методов фокусировки электромагнитного излучения плоскими передающими ФАР на основе взаимосогласованного пространственно-фазово-частотного управления распределением токов по апертуре. Предложен метод формирования последовательностей сфокусированных пространственно-временных импульсов при использовании многоступенчатого V-образного закона распределения несущих частот по апертуре плоских ФАР. Проведен анализ параметров полученных последовательностей сфокусированных радиоимпульсов и возможностей изменения их скважности.

Ил. 7. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396.677.494

Метод формування послідовностей зфокусованих просторо-часових імпульсів при використанні багатоступеневого V-подібного розподілу частот за апертурою плоских ФАР / В.І. Гомозов, А.В. Гомозов, С.В. Тітов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 33 – 38.

Проводиться короткий огляд методів фокусування електромагнітного випромінювання передавальними плоскими ФАР на основі взаємопогоджуваного просторово-фазово-частотного управління розподілом струмів за апертурою. Запропоновано метод формування послідовностей зфокусованих просторово-часових імпульсів з використанням багатоступінчастого V-подібного закону розподілу несучих частот по апертурі плоских ФАР. Проведено аналіз параметрів отриманих послідовностей зфокусованих радіоімпульсів і можливостей зміни їх скважності.

Іл. 7. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.396.677.494

Method of forming the consequences of the focused spatially-time impulses using multistep V-shape distribution of the frequencies along the aperture in the plane PAA / V.I. Gomozev, A.V. Gomozev, S.V. Titov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 130. P. 33 – 38.

The brief review of the methods focusing the electromagnetic radiation with the plane transmitted PAA is done on the basing of the conformed spatially-phase-frequency controlling of the currents distribution along the aperture. The paper presents a method forming the consequences of the focused spatially-time impulses using multistep V-shape distribution law of the carrying frequencies along the aperture in the plane PAA. The parameters of the obtained consequences of the focused radio impulses and possibility of changing their porosity is analyzed.

7 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.67; 537.87; 533.951

Электродинамические и радиотехнические характеристики излучателя на основе плазмы газового разряда / В.В. Овсяников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 39 – 41.

Рассмотрены результаты исследований диапазонных свойств излучателя, образованного из холодной плазмы газового разряда. Предложен и исследован принцип определения проводимости плазмы излучателя с использованием экспериментальной зависимости входного импеданса плазменного излучателя в заданном частотном диапазоне и результатов расчетов входного импеданса аналогичного излучателя из проводника с конечной проводимостью методом интегрального уравнения в том же частотном диапазоне.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.67; 537.87; 533.951

Електродинамічні та радіотехнічні характеристики випромінювача на основі плазми газового розряду / В.В. Овсяніков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 39 – 41.

Розглянуто результати досліджень діапазонних властивостей випромінювача, утвореного з холодної плазми газового розряду. Запропоновано і досліджено принцип визначення провідності плазми випромінювача з використанням експериментальної залежності вхідного імпедансу плазмового випромінювача у заданій

частотній смузі, а також результатів розрахунків вхідного імпедансу аналогічного випромінювача з провідника зі скінченою провідністю методом інтегрального рівняння у тій же частотній смузі.

Іл. 3. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.396.67; 537.87; 533.951

Electrodynamic and Radioengineering Characteristics of Radiator based on Gas Discharge Plasma / V.V. Ovsyanikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 39 – 41.

The results of studying the frequency band properties of the radiator in the UHF-range, formed on the basis of a cold plasma of a gas discharge are considered. The principle of determining the plasma conductance with an experimental dependence of the plasma radiator input impedance in the given frequency band and results of calculations of the analogous radiator impedance from the conductor with a final conductance by the integral equation method in the same frequency band is offered and studied.

3 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.371.3

**Рассеяние электромагнитных волн системой плоских однослойных решёток резонансных магнитоди-
электрических сфер** / А.И. Козарь // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 42 – 53.

Рассмотрено решение задачи о рассеянии электромагнитных волн системой плоских однослойных пере-
страиваемых решёток резонансных сфер. Получены выражения для рассеянных полей.

Іл. 2. Бібліогр.: 9 назв.

УДК 621.371.3

**Розсіяння електромагнітних хвиль системою плоских одношарових ґраток резонансних магнітодіелект-
ричних сфер** / А.І.Козарь // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 42 – 53.

Розглянуто розв'язання задачі про розсіяння електромагнітних хвиль системою плоских одношарових пе-
рестроюваних ґраток резонансних сфер. Одержані вирази для розсіяних полів.

Іл. 2. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.371.3

Electromagnetic waves scattering on the grate of the resonant magnetodielectric spheres / A.I.Kozar // Ra-
diotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 42 – 53.

Solution of the problem on electromagnetic waves scattering on regular spatial lattice of resonant spheres was
considered. The expressions for the scattered field were derived.

2 fig. Ref.: 9 items.

УДК 534.01

Основные особенности регулярной и хаотической динамики осциллятора Дюффинга / Г.И. Чурю-
мов, А.В. Буц // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 54 – 59.

Изучаются основные особенности динамики осциллятора Дюффинга, который находится под действием
внешних периодических сил. Построены потенциалы осциллятора Дюффинга и его фазовый портрет. Методом
Мельникова определены условия возникновения гомоклинической структуры. Численными методами исследо-
вано возникновение странного аттрактора. При этом для характеристики странного аттрактора использовались
максимальные показатели Ляпунова. В качестве примера рассмотрена слаборелятивистская динамика электрона
во внешнем постоянном магнитном поле и в поле электромагнитной волны.

Іл. 8. Бібліогр.: 5 назв.

УДК 534.01

Основные особенности регулярной и хаотической динамики осциллятора Дюффинга / Г.И.Чурюмов, А.В.Буц // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 54 – 59.

Вивчаються основні особливості динаміки осцилятора Дюффінга, що знаходиться під дією зовнішніх пері-
одичних сил. Побудовані потенціали осцилятора Дюффінга і його фазовий портрет. Засобом Мельнікова
визначені умови виникнення гомоклінічної структури. Чисельними засобами досліджено виникнення дивного
аттрактора. При цьому для характеристики дивного аттрактора використовувались максимальні показники
Ляпунова. Для прикладу розглянута слаборелятивістська динаміка електрона в зовнішньому постійному
магнітному полі і в полі електромагнітної хвилі.

Іл. 8. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 534.01

Main features of regular and chaotic dynamics of Duffing oscillator / G.I. Churyumov., A.V. Buts // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 54 – 59.

The main features of dynamics of Duffing oscillator which is under the action of external periodic forces are studied. The potentials and phase portrait of Duffing oscillator are constructed. The conditions of homoclinic structure arising were received with the Melnikov method. A strange attractor rise was investigated with numerical methods. The maximum Lyapunov indices were used for characteristic of the strange attractor. A weak relativistic dynamics of an electron in the external constant magnetic field and electromagnetic wave field is considered as example.

8 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.385.6

К моделированию прохождения радиоимпульса через нелинейную структуру медленной волны / А.В. Грицунов, Г.И. Чурюмов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 60 – 67.

Рассмотрены главные особенности методики решения уравнения возбуждения замедляющей системы в виде цепочки связанных резонаторов для метода комплексных амплитуд. Описаны, в частности, способ расчета единичных структурных функций бегущих волн, а также методика нахождения комплексной огибающей плотности возбуждающего тока. Выбраны неявные конечно-разностные схемы интегрирования уравнения возбуждения при использовании подходов Фурье и Даламбера. Результаты могут быть полезны для численного моделирования различных нелинейных электрофизических систем.

Ил. 2. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.385.6

До моделювання проходження радіоімпульсу через нелінійну структуру повільної хвилі / О.В. Грицунов, Г.І. Чурюмов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 60 – 67.

Розглянуто головні особливості методики розв'язання рівняння збудження сповільнюючої системи у вигляді ланцюжка зв'язаних резонаторів для метода комплексних амплітуд. Описано, зокрема, спосіб розрахунку одиничних структурних функцій біжучих хвиль, а також методику знаходження комплексної огибающей щільності збуджуючого струму. Вибрано неявні кінцево-різничні схеми інтегрування рівняння збудження при використанні підходів Фур'є та Даламбера. Результати можуть бути корисні для числового моделювання різних нелінійних електрофізичних систем.

Ил. 2. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.385.6

On simulation of a radio pulse advancing through a non-linear slow-wave structure / A.V. Gritsunov, G.I. Churyumov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 60 – 67.

The main peculiarities of the excitation equation solution technique for a delay line in the form of a coupled-resonator chain in the complex amplitudes' method are considered. In particular, the procedure of progressive wave's unit structural functions finding, along with the method of exciting current density complex envelope evaluation is described. The implicit finite-difference schemes of excitation equation integration when using Fourier and D'Alembert approaches are chosen. The results may be useful for numerical simulation of various non-linear electrophysical systems.

2 fig. Ref.: 10 items.

УДК 532.59

Отражение акустических волн от плоской струи / А.Ю. Панченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 68 – 71.

Представлено решение задачи определения отраженного поля при падении акустических волн на поверхность плоской струи. Проведено сравнение со случаем отражения от границы в неоднородной неподвижной среде.

Ил. 4. Библиогр. 6 назв.

УДК 532.59

Відбиття акустичних хвиль від плоского струменя / О.Ю. Панченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 68 – 71.

Представлено рішення задачі визначення відбитого поля при падінні акустичних хвиль на поверхню плоского струменя. Проведено порівняння з випадком відбиття від границі у неоднорідному нерухомому середовищі.

Ил. 4. Бібліогр. 6 назв.

UDC 532.59

Reflection of acoustic waves from a flat jet // A. Yu. Panchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 68 – 71.

Solution of the problem of the reflected field definition in acoustic wave incidence on a flat jet surface is offered. Comparison with the case of reflection from the boundary in unhomogeneous stationary medium is carried out.

4 fig. Ref.: 6 items.

УДК 537.86

Затухание свободных колебаний в объёмном резонаторе с проводящими стенками и изменение его резонансных частот относительно частот резонатора с идеально проводящими стенками / А.И. Спицын // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 72 – 74.

На основе общего подхода из уравнений Максвелла и импедансных граничных условий, заданных на стенках объёмного резонатора, получены соотношения для добротностей и сдвигов резонансных частот мод резонатора с учётом проникновения электромагнитного поля вглубь стенок.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 537.86

Затухання вільних коливань в об'ємному резонаторі з провідними стінками та зміна його резонансних частот відносно частот резонатора з ідеально провідними стінками / О.І. Спицин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 72 – 74.

На основі загального підходу із рівнянь Максвелла та імпедансних граничних умов, заданих на стінках об'ємного резонатора, отримано співвідношення для добротностей і зсувів резонансних частот мод резонатора із урахуванням проникнення електромагнітного поля углиб його стінок.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 537/86

Natural oscillation damping in a cavity resonator with conducting walls and variation of resonance frequency relative to the frequencies of the resonator with perfectly conducting walls / A.I. Spitsyn // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 72 – 74.

Based on the general approach the relations were derived from Maxwell equations and impedance boundary condition for qualities and resonant frequency shifts of the resonator modes with allowance for the electromagnetic field penetration into the walls.

Ref.: 5 items.

УДК 621.285.6+57

О распределении эффективного поля и поляризованности при СВЧ-облучении зерен сельскохозяйственных культур / А. И. Терещенко, Д. В. Марков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 75 – 78.

В работе рассмотрена проблема определения макроскопических характеристик электрического поля внутри конечных объектов с неоднородным распределением диэлектрической проницаемости при их облучении электромагнитной волной в СВЧ-диапазоне. В приближении малости размеров объекта по сравнению с длиной волны внешнего поля найдено аналитическое выражение для поляризованности в зависимости от характеристик среды. Решенная задача, в частности, может быть применена для исследования физико-химических процессов, протекающих в злаках сельскохозяйственных культур при облучении их СВЧ-полем.

Библиогр.: 13 назв.

УДК 621.285.6+57

Про розподіл ефективного поля та поляризованості НВЧ-опроміюванні на насіння сільськогосподарських культур / О. І. Терещенко, Д. В. Марков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 75 – 78.

У роботі розглянуто проблему знаходження макроскопічних характеристик електричного поля всередині обмежених об'єктів з неоднорідним розподілом діелектричної проникливості за впливу на них електромагнітною хвилею у НВЧ-діапазоні. В наближенні малості розмірів об'єкту в порівнянні з довжиною хвилі зовнішнього поля знайдено аналітичний вираз для поляризованості в залежності від характеристик середовища. Розв'язана проблема зокрема може бути застосована для дослідження фізико-хімічних процесів, що протікають у злаках сільськогосподарських культур за впливу на них НВЧ-поля.

Бібліогр.: 13 назв.

UDC 621.285.6+57

On distribution of effective field and polarization under microwave-radiation action on the cereal crops / A.I. Tereshchenko, D.V. Markov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 75 – 78.

Present work is devoted to the determination of macroscopic characteristics of electric field inside finite objects with inhomogeneous distribution of dielectric permittivity under radiation of electric field in microwave band. Within an approximation of smallness of the object size comparatively to wavelength of the external field, the analytical expression for the polarization have been found in dependence on the media characteristics. In particular, the solved problem can be applied to the physics-chemical processes investigation, those occur in cereal crops radiated by microwaves.

Ref.:13 items.

УДК 621.317.799

Техника микроволнового контроля в полупроводниковом материаловедении / Б.Г. Бородин, Абу Анзех Ияд, В.В. Ананьин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 79 – 84.

Приводятся результаты разработки схем микроволновой диагностики полупроводников, предназначенных для измерения следующих параметров полупроводниковых материалов и структур: электропроводность; фотопроводимость; время жизни, скорость поверхностной рекомбинации и подвижность носителей заряда; толщина слоев. Схемы построены на микрополосковых линиях с применением программного пакета Microwave Office.

Ил. 8. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.317.799

Техніка мікрохвильового контролю в напівпровідниковому матеріалознавстві / Б.Г. Бородин, Абу Анзех Іяд, В.В. Ананьїн // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 79 – 84.

Наводяться результати розробки схем мікрохвильової діагностики напівпровідників, які призначаються для вимірювання таких параметрів напівпровідникових матеріалів та структур: електропровідність; фотопровідність; час життя, швидкість поверхневої рекомбінації та рухливість носіїв заряду; товщина шарів. Схеми побудовані на мікрополоскових лініях з використанням програмного пакету Microwave Office.

Іл. 8. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.317.799

Microwave control technique in semiconductor materials science / B.G. Borodin, Abu Anzeh Iyad, V.V. Ananyin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 79 – 84.

Results of development of the circuits for microwave diagnostics of semiconductors intended for measuring such parameters of semiconductor materials and structures as conductance, photoconductivity, lifetime, rate of surface recombination and mobility of charge carriers, thickness of layers are given. The circuits are based on microstrip lines using the Microwave Office software package.

Fig. 8. Refs: 10 items.

УДК 621.317.089

Обработка измерительной информации коммутационных многополюсных преобразователей комплексных параметров микроволновых трактов / Ю.Б. Гимпиевич // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 85 – 89.

Рассматриваются алгоритмы обработки измерительной информации коммутационных микроволновых преобразователей. Проведено моделирование алгоритмов и разработана процедура оптимальной обработки.

Ил.1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.317.089

Обробка вимірювальної інформації комутаційних багатополісних перетворювачів комплексних параметрів мікрохвильових трактів / Ю.Б. Гімпіївч // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 85 – 89.

Розглядаються алгоритми обробки вимірювальної інформації комутаційних мікрохвильових перетворювачів. Виконано моделювання алгоритмів та розраховано процедуру оптимальної обробки.

Іл. 1. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.317.089

Information processing of multiport circuit commutation complex parameter instruments of microwave sections / Yu.B. Gimpilevich // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 85 – 89.

Information processing algorithms of microwave commutation instruments was considered. A simulation of algorithms was realized and a procedure of optimum processing was developed.

1 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.96:537.874

Моделирование процессов формирования поперечных радиолокационных портретов методом моментов с использованием wavelet-функций / И.Н. Прудыус, И.А. Захария, А.Т. Синявский // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 90 – 96.

Представлено численное решение задачи дифракции пространственно-неоднородных волн, свойственной процессам формирования радиолокационных изображений. Особенности функционирования систем построения радиолокационных изображений, связанных с процессом сканирования при высокой разрешающей способности, определяют динамический характер рассеивания и являются причиной большой размерности дискретного представления задачи дифракции на основе метода моментов. Принимая во внимание характер импедансной матрицы, эффективно использован метод разрежения матриц, основанный на представлении операторов в ортогональном базисе wavelet-функций, а также реализован быстрый алгоритм нахождения обращенной матрицы. Такой подход позволяет смоделировать процессы формирования поперечных радиолокационных портретов объектов больших геометрических размеров.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.96:537.874

Моделювання процесів формування поперечних радіолокаційних портретів методом моментів з використанням wavelet-функцій / І.Н. Прудіус, І.А. Захарія, А.Т. Синявський // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 90 – 96.

Представлено числовий розв'язок задачі дифракції просторово-неоднорідних хвиль, яка характерна процесам формування радіолокаційних зображень. Особливості функціонування систем побудови радіолокаційних зображень, що пов'язані з реалізацією сканування при високій роздільній здатності, визначають динамічний характер процесів розсіювання та є причиною великої розмірності дискретного представлення задачі на основі методу моментів. Приймаючи до уваги характер імпедансної матриці, ефективно використано метод розрідження матриць, що базується на представленні операторів у ортогональному базисі wavelet-функцій, та реалізовано швидкий алгоритм обернення матриць. Такий підхід дозволив змоделювати процеси формування поперечних радіолокаційних портретів об'єктів з великими геометричними розмірами.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.396.96:537.874

Simulation of processes of radar azimuth-profiles formation with the method of moments using wavelet functions / I.N. Prudyus, Y.A. Zakharia, A.T. Synyavsky // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 90 – 96.

The numerical solution of the problem of space-nonuniform waves scattering, inherent to radar images processes formation, is discussed in this paper. The peculiarities of the radar imaging associated with realization of scanning with a high resolution, define the dynamic character of the scattering processes and are the causes a large dimensionality of the problem discrete representation on the basis of a method of moments. A matrix conversion to a sparse form based on representation in orthogonal basis of wavelet functions was used and fast algorithm of matrix inversion was realized taking into account the features of an impedance matrix. Such an approach allows to simulate the processes of formation of radar azimuth-profiles of large size objects.

1 tab. 3 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.396.551.553

Точностные характеристики цифрового измерителя доплеровского смещения частоты метеосигнала при работе в условиях воздействия отражений от местных предметов / Н.И. Кравченко, Д.В. Ленчук // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Вып. 130. С. 97 – 108.

Методом математического моделирования получены среднеквадратические ошибки оценок доплеровского смещения частоты σ_F метеосигнала при наличии отражений от местных предметов многоканальным цифровым измерителем с обесцараживающим фильтром, выполненным в виде схемы черезпериодной компенсации или рекурсивного фильтра. Приведены зависимости σ_F от измеряемой частоты F для различных характеристик сигналов, шумов, коррелированных помех и параметров схем обработки.

Ил. 15. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.551.553

Точнісні характеристики цифрового вимірювача доплерівського зсуву частоти метеосигналу при наявності відбиття зондуючого сигналу від місцевих предметів / М.І. Кравченко, Д.В. Ленчук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. Вип. 130. С. 97 – 108.

Методом математичного моделювання отримані середньоквадратичні похибки оцінок доплерівського зсуву частоти σ_F метеосигналу при наявності відбиття зондуючого сигналу від місцевих предметів багатоканальним цифровим вимірювачем з облігуючим рекурсивним фільтром або схемою черезперіодної компенсації. Наведено залежності σ_F від частоти, що вимірюється, для різних характеристик сигналів, шумів, корельованих завад і параметрів схем обробки.

Іл. 15. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.551.553

Precision characteristics of meteor signal Doppler frequency shift digital meter operating under condition of action of reflection from the local objects / M.I. Kravchenko, D.V. Lenchuck // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. N. 130. P. 97 – 108.

Using the mathematical simulation method the RMS σ_F estimate the Doppler meteosignal frequency shift were derived in the presence of reflections from the local objects with multichannel digital measuring with clutter suppression filter executed as the scheme of subtraction or the recursive filter. Dependences σ_F on measured frequency F for various characteristics of signals, noise, correlated handicaps and parameters of circuits of processing are given.

15 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.96

Основы теории многопозиционных систем синхронизации времени и частоты. 1. Постановка задачи / Ю. А. Коваль, В. В. Бавыкина // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 109 – 116.

Аналитическая формулировка проблемы синхронизации шкал времени, анализ методов синхронизации, классификация погрешностей, выбор алгоритма измерения составляют основы рассматриваемой теории многопозиционных систем синхронизации времени и частоты

Табл. 2. Ил. 5. Библиогр.: 17 назв.

УДК 621.396.96

Основи теорії багатопозиційних систем синхронізації часу та частоти. 1. Постановка задачі / Ю.О. Коваль, В.В. Бавикіна // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 130. С. 109 – 116.

Аналитичне формулювання проблеми синхронізації шкал часу, аналіз методів синхронізації, класифікація похибок, вибір алгоритму виміру складають основи теорії багатопозиційних систем синхронізації часу та частоти, що розглядається.

Табл. 2. Іл. 5. Бібліогр.: 17 назв.

UDC 621.396

Fundamentals of the theory of time and frequency synchronization multiposition systems. 1. Statement of the problem / Yu. A. Koval, V.V. Bavykina // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 109 – 116.

The analytical formulation of the synchronization of time scales problem, the analysis of synchronization methods, the classification of errors, the selection of a measurement algorithm make the fundamentals of the considered theory of time (frequency) synchronization multiposition systems.

Table 2. Fig. 5. Refs.: 17 items.

УДК 621.396.96

Синхронизация шкал времени через компьютерные сети / С.В. Трамбовецкий // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 117 – 120.

Рассмотрено состояние систем синхронизации по компьютерным сетям. Высказаны предложения по повышению точности синхронизации конечных потребителей.

Ил. 3. Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.396.96

Синхронізація шкал часу через комп'ютерні мережі / С.В. Трамбовецький // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 117 – 120.

У статті розглянуто стан систем синхронізації за допомогою комп'ютерних мереж. Висунуто пропозиції щодо підвищення точності синхронізації кінцевих користувачів.

Іл. 3. Бібліогр.: 1 назв.

UDC 621.396.96

Time scales synchronization via computer networks / S.V. Trambovetzkiy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 117 – 120.

The state of time scales synchronization systems via computer networks is considered. Proposals for time scales synchronization systems precision perfection are presented.

3 fig. Ref.: 1 item.

УДК 621.396

Измерение аппаратных задержек в радиометеорных системах синхронизации / С.Г. Кундюков, А.Б. Луценко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 121 – 126.

Рассмотрено измерение аппаратных задержек в системах синхронизации шкал времени через метеорный радиоканал. Цифровые устройства зеркальной ретрансляции радиосигналов позволяют с высокой точностью измерять аппаратную систематическую погрешность комплекта аппаратуры в целом. Приведены экспериментальные результаты, подтверждающие сделанные выводы.

Ил. 6. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396

Вимірювання апаратних затримок в радіометеорних системах синхронізації / С.Г. Кундюков, О.Б. Луценко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 121 – 126.

Розглянуто вимірювання апаратних затримок в системах синхронізації шкал часу через метеорний радіоканал. Цифрові пристрої дзеркальної ретрансляції радіосигналів дозволяють з високою точністю вимірювати апаратну систематичну похибку комплексу апаратури в цілому. Наведено експериментальні результати, що підтверджують зроблені висновки.

Іл. 6. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.396

Measurement of hardware delays in radiometeoric systems of synchronization / S.G. Kundyukov, A.B. Lutsenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 121 – 126.

Measurement of hardware delays in the systems of time scales synchronization through the meteoric radiochannel is described. The digital device of mirror relaying of radio signals allows to measure with high accuracy a hardware regular error of the equipment complete set as a whole. The experimental results confirming the drawn conclusions are given.

6 fig. Ref.: 4 items.

УДК [523.68+621.396]

Обнаружение межзвездных частиц и критерии отбора метеорных потоков / Б.Л. Кашеев, С.В. Коломиец // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 127 – 134.

Представлены результаты поиска орбит межзвездных частиц по критериям, основанным на анализе орбитальных элементов и ограничениях, связанных с условиями наблюдения таких частиц на Земле. Апробация поиска произведена на различных выборках из наблюдательного материала объемом свыше 7 тысяч гиперболических и почти параболических орбит уникального харьковского электронного каталога 250 000 орбит радиометеоров до +12 звездной величины, зарегистрированных в 1972-1978 г.г. Эксцентриситеты 1102 исследуемых гиперболических орбит находятся в интервале от 1 до 1,1. Приведено распределение их параметров.

Табл.4. Ил. 4. Библиогр.: 26 назв.

УДК [523.68+621.396]

Виявлення міжзоряних часток та критерії відбору метеорних потоків / Б.Л. Кашеев, С.В. Коломиец // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 127 – 134.

Представлено результати пошуку орбіт міжзоряних часток за критеріями, заснованими на аналізі орбітальних елементів та обмеженнях, пов'язаних з умовами спостережень таких часток на Землі. Апробація пошуку зроблена на різних вибірках спостереженого матеріалу об'ємом вище 7 тисяч гіперболічних та майже параболических орбіт унікального харківського каталогу 250 000 орбіт радіометеорів до +12 зоряної величини, зареєстрованих у 1972-1978 р.р. Ексцентриситети 1102 досліджуваних гіперболічних орбіт знаходяться у інтервалі від 1 до 1,1. Наведено розподіл їхніх параметрів.

Табл.4. Іл. 4. Бібліогр.: 26 назв.

UDC [523.68+621.396]

Interstellar particle detection and selection criteria of the meteor streams / B.L. Kashcheyev, S.V. Kolomiyets // Radiotekhnika: All-Ukr.Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130.P. 127 – 134.

The results of searching the orbits of interstellar particles by the criteria based on the analysis of orbital elements and limitations associated with conditions of observation of such particles on the Earth. The approbation of search was performed on different samples from the observation material, its volume is more than 7 thousands hyperbolic and almost parabolic orbits of unique Kharkiv electronic catalogue 250 000 orbits of radiometeors up to +12 magnitude registered in 1972-1978. The eccentricities of 1102 investigated hyperbolic orbits are in the interval from 1 to 1,1. Distribution of their parameters is given.

4 tab. 4fig. Ref.: 26 items.

УДК 621.371

Радиоакустическое зондирование атмосферы на основе многоэлементной антенны / С.И. Бабкин, Г.В. Груша, Е.Г. Прошкин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 135 – 140.

Приведены результаты исследования применимости многоэлементной радиоантенны для температурно-ветрового радиоакустического зондирования атмосферы. Излагаются принципы пространственной обработки сигнала при измерении скорости ветра, особенности температурного зондирования и результаты оптимизации антенного поля для экологического мониторинга атмосферного пограничного слоя. Кратко охарактеризован опыт работы зарубежных систем РАЗ с антенным полем и проведено сравнение методов пространственной обработки сигнала.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.371

Радіоакустичне зондування атмосфери на основі багатоелементної антени / С.І. Бабкін, Г.В. Груша, Є.Г. Прошкін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 135 – 140.

Наведено результати дослідження застосування багатоелементної радіоантени для температурно-вітрового радіоакустичного зондування атмосфери. Викладаються принципи просторової обробки сигналу при вимірюванні швидкості вітру, особливості температурного зондування та результати оптимізації антенного поля для екологічного моніторингу атмосферного пограничного шару. Коротко охарактеризований досвід закордонних систем РАЗ з антенним полем і проведено порівняння методів просторової обробки сигналів.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.371

Radioacoustic atmospheric sounding in terms of multi-element antenna / S.I. Babkin, G.V. Grusha, E.G. Proshkin // Radiotekhnika : All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 135 – 140.

Results of the multi-element radio antenna applicability investigations for the temperature-wind atmospheric radioacoustic sounding are presented. Principles of the signals space treatment in wind speed measurements, special features of the temperature sounding and results of the antennas field optimization for ecological monitoring of atmospheric boundary layer are described. Experience of foreign RASS with antennas field is briefly outlined and methods of the signals space treatment are compared.

Ref.: 5 items.

УДК 621.396.96'06

Анализ и выбор зондирующих сигналов радиоакустических систем / В.М. Карташов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 141 – 146.

Проанализированы известные виды зондирующих акустических и электромагнитных сигналов систем радиоакустического измерения параметров атмосферы. Синтезирован новый векторный радиоакустический сигнал. Сформулированы рекомендации по выбору видов и параметров зондирующих колебаний при проектировании станций.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96'06

Аналіз і вибір зондуючих сигналів радіоакустичних систем / В.М. Карташов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.- техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 141 – 146.

Проаналізовано відомі види зондуючих акустичних і електромагнітних сигналів систем радіоакустичного виміру параметрів атмосфери. Синтезовано новий векторний радіоакустичний сигнал. Сформульовано рекомендації з вибору видів і параметрів зондуючих коливань при проектуванні станцій.

Іл. 2. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.96'06

Analysis and choice of radio acoustic systems' sounding signals / V.M. Kartashov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 141 – 146.

The known types of sounding acoustic and electromagnetic signals of atmosphere parameters radio acoustic measurement systems are analyzed. A new vector radio acoustic signal is synthesized. Recommendations on the choice of types and parameters of sounding oscillations are formulated when designing the stations.

2 fig. Ref.: 3 items.

УДК 681.52.013

Моделирование динамики управления в телекоммуникационных системах с помощью интерполяционных сплайнов / И.В. Стрелковская, Т.И. Григорьева, С.И. Зуев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 147 – 151.

Рассматриваются нелинейные задачи оптимального управления. Приведен метод решения систем линейных неоднородных дифференциальных уравнений с помощью сплайн – функций, который позволяет находить решения для более широкого класса функций управления.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 681.52.013

Моделювання динаміки керування в телекомунікаційних системах за допомогою інтерполяційних сплайнів / І.В. Стрелковська, Т.І. Григор'єва, С.І. Зуєв // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 147 – 151.

Розглядаються нелінійні задачі оптимального керування. Наведено метод рішення систем лінійних неоднорідних диференціальних рівнянь за допомогою сплайн – функцій, що дозволяє знаходити рішення для більш широкого класу функцій керування.

Бібліогр.: 6 назв.

UDC 681.52.013

Modeling of control dynamics in telecommunication systems using the interpolation splines / I.V. Strelkovskaya, T.I. Grigorieva, S.I. Zuev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 147 – 151.

Nonlinear problems of optimal systems control are considered. The method of linear irregular differential equations systems solution with the help of spline – functions is given. It allows to find solutions for wider class of control functions.

Ref.: 6 items.

УДК 577.332/'36; 61:577.3

Вариант структуры медицинской интеллектуальной системы «Политравма-1» / М.М. Колендовская, В.В. Булага // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 152 – 157.

В статье приведен предварительный логический, функциональный и структурный анализ разработки медицинской интеллектуальной системы «Политравма».

Ил. 4. Библиогр.: 8 назв.

УДК 577.332/'36; 61:577.3

Варіант структури медичної інтелектуальної системи «Політравма-1» / М.М. Колендовська, В.В. Булага // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 152 – 157.

У статті подано попередній логічний, функціональний та структурний аналіз розробки медичної інтелектуальної системи «Політравма».

Іл. 4. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 577.332/'36; 61:577.3

Variant of structure of medical intelligent system «Polytrauma-1» / M.M. Kolendovskaya, V.V. Bulaga // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 152 – 157.

Preliminary logical, functional and structural analysis of development of medical intelligent system «Polytrauma» is presented.

4fig., Ref.: 8 items.

УДК 621.396.6

Анализ влияния сосредоточенных модулированных помех на качество приема цифровых сигналов / Т.Н. Нарытник, В.И. Жегестовский, Л.Н. Холод // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 158 – 162.

Разработана методика анализа влияния различных помех на качество приема полезных сигналов. В основе методики использована граница Чернова. Качественность разработанной методики подтверждена результатами имитационного моделирования.

Ил. 3. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.6

Аналіз впливу різноманітних завад на якість прийому цифрових сигналів / Т.Н. Нарытник, В.И. Жегестовский, Л.Н. Холод // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 158 – 162.

Розроблена методика аналізу впливу різноманітних завад на якість прийому корисних сигналів. В основі методики використана межа Чернова. Якість розробленої методики підтверджена результатами імітаційного моделювання.

Іл. 3. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.396.6

Analysis of the concentrated modulated noise action on the digital signals reception quality / T.N. Narytnic, V.I. Zhegestovskij, L.N. Kholod // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 158 – 162.

The procedure of analysis of different noise action on the useful signals reception quality is developed. The basis for the procedure is the Chernov boundary. The simulation modeling results confirm the developed procedure quality.

3 fig. Ref.: 8 items.

УДК 535.37.

Органические лазеры с электрохимическим возбуждением. Физическая и математическая модели процессов в оптохемотронном квантовом генераторе / Н.Н. Рожицкий, Д.А. Васянович, А.Н. Набока, А.С. Замковой // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 163 – 171.

Работа посвящена разработке основных принципов теории новых источников когерентной оптохемотроники – оптохемотронных квантовых генераторов (ОХКГ), световое излучение в которых возбуждается неоптически за счет преобразования энергии электрохимических фарадеевских процессов. На основе впервые предложенных авторами физической и математической моделей процессов в ОХКГ в предпороговом для генерации режиме проведены расчеты 3D-распределений концентраций ионных и молекулярных форм активного вещества – электрохемилуминофора и коэффициента усиления. Показано, что последний имеет существенно ненулевые значения для рассматриваемой задачи, что указывает на хорошие перспективы разработки микроминиатюрных тонкослойных ОХКГ с учетом результатов дальнейших теоретических и экспериментальных исследований процессов в оптохемотронных квантовых генераторах.

Ил. 6. Библиогр.: 7 назв.

УДК 535.37.

Органічні лазери з електрохімічним збудженням. Фізична та математична моделі процесів в оптохемотронному квантовому генераторі / М.М. Рожицький, Д.А. Васянович, А.М. Набока, О.С. Замковий // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 163 – 171.

Робота присвячена розробці основних принципів теорії нових джерел когерентної оптохемотроніки – оптохемотронних квантових генераторів (ОХКГ), світлове випромінювання в яких збуджується неоптично за рахунок перетворення енергії електрохімічних фарадеевських процесів. На основі вперше запропонованих авторами фізичної і математичної моделей процесів в ОХКГ у передпороговому для генерації режимі проведені розрахунки 3D-розподілів концентрацій іонних і молекулярних форм активної речовини – електрохемілюмінофора і коефіцієнта підсилення. Показано, що останній має істотно ненульові значення для розглянутої задачі, що вказує на позитивні перспективи розробки мікромініатюрних тонкошарових ОХКГ з урахуванням результатів подальших теоретичних і експериментальних досліджень процесів в оптохемотронних квантових генераторах.

Іл. 6. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 535.37

An organic lasers with electrochemical excitation. Physical and mathematical models of processes in optochemotronic quantum generator / N.N. Rozhitskiy, D.A. Vasyanovich, A.N. Naboka, A.S. Zamkovoy // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 163 – 171.

This paper is devoted to the development of the main principles of the theory of coherent optochemotronics – optochemotronic quantum generators (OCQG) new sources where light radiation is agitated with nonoptically excitement

on account of electrochemical processes of energy transformation. For the first time authors offered physical and mathematical models of processes in OCQG in the prethreshold mode. On that basis the calculations of 3D-distributions of ion and molecular forms of active material (electrochemiluminophore) and gain factor were performed. It is shown that the latter has significantly nonzero values for the considered problem that indicates good prospects for development of microminiature thin-layer OCQG taking into account the results of further theoretical and experimental studies of processes in optochemotronic quantum generators.

Ил. 6. Bibl.: 7. names.

УДК 621.391

Анализ технологических погрешностей изготовления дисперсионных линий задержки на поверхностных акустических волнах для устройства идентификации импульсных сигналов / В.А. Письменецкий, Н.И. Слипенченко, П.И. Платонов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 172 – 177.

Исследуются технологические ошибки и ошибки синтеза дисперсионных линий задержки на поверхностных акустических волнах для устройства идентификации импульсных радиосигналов. Анализируется влияние ошибок на точность измерения информативных признаков и вероятность принятия решения о принадлежности входного сигнала к тому или иному классу.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Аналіз технологічних похибок виготовлення дисперсійних ліній затримки на поверхневих акустичних хвилях для пристрою ідентифікації імпульсних сигналів / В.О. Письменецький, М.І. Сліпченко, П.І. Платонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 172 – 177.

Досліджуються технологічні похибки та похибки синтезу дисперсійних ліній затримки на поверхневих акустичних хвилях для пристрою ідентифікації імпульсних радіосигналів. Аналізується вплив похибок на точність вимірювання інформативних ознак та ймовірність прийняття рішення про віднесення вхідного сигналу до того чи іншого класу.

Іл. 1. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.391

Analysis of SAW-DLW production technological mistakes in pulse signals' identification devices / V.A. Pismenetsky, N.I. Slipchenko, P.I. Platonov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 172 – 177.

Technological mistakes and mistakes of SAW DLW are studied. The influence of these mistakes on the accuracy of information features measurement and probability of decision-making on belonging of the input signal to one or other class of signals are analyzed.

1 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.373.072.9

Формирование фазовой обратной связи в неавтономных квазигармонических динамических системах / В.В. Рапин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 178 – 181.

В статье приведены различные виды фазовой обратной связи в синхронизированных автогенераторах и их системах. Описаны алгоритмы формирования положительной и отрицательной фазовой обратной связи первого и второго рода. Исследовано ее влияние на основные характеристики одноконтурного автогенератора, синхронизированного на основном тоне. Показано, что отрицательная фазовая обратная связь первого рода уменьшает фазовый сдвиг и длительность переходных процессов, а положительная, наоборот, их увеличивает. Кроме того отрицательная фазовая обратная связь второго рода приводит к инвертированию сигнала автогенератора.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.373.072.9

Формування фазового оберненого зв'язку у неавтономних квазігармонічних динамічних системах / В.В. Рапін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 178 – 181.

У статті наведені різні види фазового оберненого зв'язку у синхронізованих автогенераторах та їх системах. Описані алгоритми формування позитивного та негативного фазового оберненого зв'язку першого і другого роду. Вивчено його вплив на основні характеристики одноконтурного автогенератора, синхронізованого на основному тоні. Показано, що негативний фазовий обернений зв'язок зменшує фазовий зсув і тривалість перехідного процесу, а позитивний, навпаки, їх підвищує. Крім того негативний фазовий обернений зв'язок другого роду інвертує сигнал автогенератора.

Бібліогр.: 2 назви.

UDC. 621.373.072.9

Phase feedback shaping in nonautonomous quasi-harmonic dynamic systems / V.V. Rapin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 178 – 181.

The paper presents various types of phase feedback in synchronized oscillators and their systems. The algorithm of negative phase feedback shaping of the first and second kind and positive phase feedback has been presented. Their influence on the main characteristics of the fundamentally synchronized oscillators is studied. It is shown that the negative phase feedback decreases the phase shift and duration of the transients, but the positive phase feedback increases. The negative phase feedback of the second order inverts the signal of the oscillator.

Ref.: 2 items.

УДК 621.396

Защита речевой информации методом адаптивной фильтрации / А.Н. Олейников, Д.М. Сосновчик // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 182 – 189.

Рассматривается практическое применение известных адаптивных алгоритмов для целей технической защиты информации. Производится сравнительный анализ работы метода наименьших квадратов и алгоритма последовательной регрессии при выделении из смеси сигнал/шум полезного речевого сигнала. Дается оценка влияния частотной характеристики линии передачи на качество выделяемого сигнала.

Ил.12. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396

Захист мовної інформації методом адаптивної фільтрації / А.М. Олейніков, Д.М. Сосновчик // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вып. 130. С. 182 – 189.

Розглянуто практичне застосування відомих адаптивних алгоритмів у цілях технічного захисту мовної інформації. Проводиться порівняльний аналіз роботи метода найменших квадратів та алгоритма послідовної регресії при виділенні із суміші сигнал/шум корисного сигналу. Також проводиться оцінка впливу частотної характеристики лінії передачі на якість сигналу, що виділяється.

Ил.12. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396

Protection of speech information with the adaptive filtration method / A.N. Oleynikov, D.M. Sosnovchik // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 182 – 189.

Practical application of the known adaptive algorithms to the information technical protection is considered. Comparative analysis of the method of least squares and algorithm of consequent regression functioning when separating useful signal from the signal/noise mixture is performed. The transmission line frequency characteristics action on the selected signal quality is estimated.

Fig.12. Ref.: 6 items

УДК 629.753.621.39

Методы распределенного управления в телекоммуникационных системах / В.Ф. Олейник, С.И. Зуев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып.130. С. 190 – 193.

Задача сформулирована с позиций теории коллективного принятия решений, когда n игроков, преследуя стратегии $\gamma_i, i = \overline{1, n}$, в бесконфликтной ситуации добиваются суммарного выигрыша $\Phi(x, \gamma, t)$.

Ил.1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.753.621.39

Методи керування в телекомунікаційних системах / В.Ф. Олійник, С.І. Зуєв // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вып. 130. С. 190 – 193.

Задача сформульована з позицій теорії колективного прийняття рішень, коли n -гравців, що наслідують стратегії $\gamma_i, i = \overline{1, n}$, в безконфліктній ситуації домагаються сумарного виграшу $\Phi(x, \gamma, t)$.

Ил. 1. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.753.621.39

Methods of the distributed(allocated) management in telecommunication systems / V.F. Olejnik, S.I. Zuyev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 190 – 193.

The problem is formulated in the context of the theory of collective decision-making, when n players, pursuing strategy $\gamma_i, i = \overline{1, n}$, achieve a total prize $\Phi(x, \gamma, t)$ in a conflict-free situation.

1 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.396.

Резонансные цепи радиозлектроники / П.Ф. Лебедев, В.П. Моисеев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 194 – 203.

Рассмотрены одиночные и двойные колебательные контуры на основе схем замещения реальных катушек индуктивности и конденсаторов. Показано, что комплексные передаточные характеристики по напряжению (последовательные цепи) и по току (параллельные цепи) описываются идентично для одних и тех же катушек и конденсаторов при условии замены ветвей съема сигнала на противоположные. Это свойство характерно и в отношении двойных контуров, образуемых из одиночных контуров. Двойные контуры, расширяя частотный диапазон использования резонансов как в сторону верхних частот, так и в сторону нижних, создают условия для воспроизводства трех групп практически эквивалентных цепей во всем частотном диапазоне.

Табл. 4. Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396

Резонансні кола радіоелектроніки / П.Ф. Лебедев, В.П. Моисеев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. Вип. 130. С. 194 – 203.

Розглянуто поодинокі та подвійні коливні кола на підставі схем заміщення реальних котушок індуктивності та конденсаторів. Показано, що комплексні передавальні характеристики з напруги (послідовні кола) та з струму (паралельні кола) мають ідентичні описи для тих самих котушок та конденсаторів за умов заміни кіл зйому сигналу на протилежні. Ця властивість стосується і подвійних контурів, утворених з поодиноких. Подвійні кола, поширюючи частотний діапазон використання резонансів як у бік верхніх частот, так і нижніх, створюють умови для створення трьох груп практично еквівалентних кіл у всьому частотному діапазоні.

Табл. 4. Іл. 1. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396

Resonant circuits of radio electronics / P. F. Lebedev, V. P. Moiseyev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 194 – 203.

Single and double oscillatory contours based on equivalent circuits of real coils of inductance and condensers are considered. It is shown that the complex transfer characteristics on a voltage (series circuits) and on current (parallel circuits) are described identically for the same coils and condensers under condition of replacement of signal recording branches to the opposite ones. This property is also typical of the double contours formed of individual contours. Double contours, expending a frequency range of using resonances both high and low frequencies, create conditions for reproduction of three groups of practically equivalent circuits in the whole frequency range.

Tabl. 4. Fig. 1. Ref.: 6 items.

УДК 621.383.71/73

Экспериментальное определение поглотательной способности комбинированных высокотемпературных сверхпроводниковых болометрических детекторов / Э.Ю. Гордиенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 204 – 207.

В диапазоне длин волн 8 – 14 мкм проведены измерения коэффициента поглощения и относительной спектральной характеристики чувствительности ВТСП-болометра, особенностью которого является наличие пленочного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ – микротермометра, выполняющего функции чувствительного элемента, и прилегающей к нему части подложки из SrTiO_3 , поглощающей излучение. Определение коэффициента поглощения производилось путем измерения мощности собственного излучения образца другим ИК-детектором. Экспериментально определено, что использование в ВТСП-болометрах в качестве поглощающего элемента подложки из SrTiO_3 позволяет реализовать эффективное поглощение 70 % в диапазоне 8 – 14 мкм.

Ил. 4. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.383.71/73

Експериментальне визначення поглинаючої здатності комбінованих високотемпературних надпровідникових болометричних детекторів / Е.Ю. Гордієнко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 204 – 207.

У діапазоні 8 – 14 мкм проведені вимірювання коефіцієнту поглинання та відносної спектральної характеристики чутливості ВТНП-болометра, особливістю якого є наявність плівкового $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ – микротермометра, виконуючого функції чутливого елемента, та прилягаючої до нього частини підложки із SrTiO_3 , що поглинає випромінювання. Визначення коефіцієнту поглинання проводилось шляхом вимірювання потужності власного випромінювання зразка іншим ІЧ-детектором. Експериментально визначено, що використання у ВТНП-болометрах в якості поглинаючого елемента підложки із SrTiO_3 дозволяє реалізувати ефективне поглинання 70 % у діапазоні 8 – 14 мкм.

Іл. 4. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.383.71/73

Experimental determination of the absorptivity of combined high temperature superconducting bolometric detectors / E.Yu. Gordiyenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 130. P. 204 – 207.

The absorption coefficient and relative spectral sensitivity of the HTSC bolometer were measured in the wavelength range 8 – 14 microns. Singularity of this bolometer is the presence of the film $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ microtermometer performing functions of a sensitive element and a part of the SrTiO_3 substrate absorbing radiation and adjacent to the microtermometer. The absorption coefficient definition was performed through measurement of the sample eigen radiation power with other IR detector. It was defined experimentally that application of SrTiO_3 substrate as an absorbing element in the HTSC bolometers makes it possible to realize an effective absorption of 70 % in the range 8 – 14 microns.

4 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.396.962.27

Алгоритмы определения координат целей и анализ точностных характеристик в угломерной и угломерно-разностно-дальномерной системах с произвольным числом и расположением выносных пунктов / В.Н. Манжос, Ю.А. Попонин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 208 – 214.

Предложен общий подход к расчету координат источников радиоизлучений в угломерной и угломерно-разностно-дальномерной системах при снятии ограничений на число и расположение приемных пунктов.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.962.27

Алгоритми визначення координат цілей та аналіз точнісних характеристик у кутовій та куто-різнісно-дальномірній системах з довільним числом та розташуванням виносних пунктів / В.М. Манжос, Ю.О. Попонін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 208 – 214.

Запропоновано загальний підхід до розрахунку координат джерел радіовипромінювання в кутовій та куто-різнісно-дальномірній системах при відміні обмежень на кількість та розташування приймальних пунктів.

Іл. 3. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.396.962.27

Targets coordinates definition algorithms and analysis of precision characteristics in goniometric and goniometric-difference long distance systems with a random number and remote points location / V.N. Manzhos, Y.A. Poponin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 208 – 214.

The general approach to the radio emission sources coordinates in goniometric and goniometric-difference long distance systems is offered when removing limitations on the number and reception points location.

3 fig. Ref.: 3 items.

ПРОБЛЕМЫ ОБРАЗОВАНИЯ В РАДИОЭЛЕКТРОНИКЕ

УДК 681.513.7

Создание спецификации языка разметки учебного материала для разработки обучающего ресурса при организации дистанционного обучения / И.Н. Келеберда // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 130. С. 215 – 220.

Рассматривается проблема структурирования информации и разработки обучающего ресурса при организации дистанционного обучения. Для структурирования информации лекционно-лабораторного и другого учебного материала предлагается создать язык разметки учебного материала, а также использовать стандарт «Метаданные объектов обучения» при метаописании представленных материалов. Разработанная спецификация языка разметки учебного материала обеспечит структурирование информационных документов при организации обучающего ресурса для интеграции его в сеть образовательных услуг в Интернете.

Табл. 1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 681.513.7

Створення специфікації мови розмітки матеріалу для розробки навчального ресурсу при організації дистанційного навчання / І.М. Келеберда // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 130. С. 215 – 220.

Розглядається проблема структурування інформації та розробки навчального ресурсу при організації дистанційного навчання. Для структурування інформації лекційно-лабораторного та іншого навчального матеріалу пропонується створити мову розмітки навчального матеріалу, а також використовувати стандарт метаопису представлених матеріалів. Розроблена специфікація мови розмітки навчального матеріалу забезпечить

структурування інформаційних документів при організації навчального ресурсу для інтеграції його до мережі освітніх послуг в Інтернеті

Табл. 1. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 681.513.7

Creation of the markup language specification of learning material for development of education resource when organizing the distance education / I.N. Keleberda // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 130. P. 215 – 220.

The problem of information structuring and education resource development when organizing the distance education is considered. For structuring information of lecture and laboratory material and other learning material it is offered to create the learning material markup language and also use the standard «Learning Object Metadata» for education resource description. The developed specification learning material markup language will provide information documents structurization at the organization educational resource for integration in educational services of Internet.

Tabl. 1. Ref.: 8 items.

2003 International Conference on Antenna Theory and Techniques ICATT'03

First Announcement and Call for Papers

The fourth International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'03) will be held in Sevastopol, the Crimea, Ukraine, September 9-12, 2003. See the articles about the previous meetings in the *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, April 1998, pp. 71-74 and February 2000, pp.142-144.

Suggested Topics

- | | |
|---|--|
| 1. General antenna theory | 9. Antenna measurements |
| 2. Reflector, lens and hybrid antennas | 10. Analytical and numerical methods. |
| 3. Antenna arrays | 11. Microwave components and circuits,
fiber-optics links |
| 4. Adaptive antennas, signal processing | 12. Industrial and medical applications
of microwave technologies |
| 5. Broadband and multi-frequency antennas | 13. Electromagnetic compatibility |
| 6. Low-gain, printed antennas | 14. Electromagnetism at the high school |
| 7. Antennas for mobile communication | 15. Antenna radomes and absorbers |
| 8. Antennas for remote sensing | |

The working languages will be English, Russian, and Ukrainian, with translation into English when needed.

Venue and location: ICATT'03 will be held at the State Technical University in Sevastopol city, on the Crimea peninsula. Sevastopol is one of the most beautiful and famous cities in the former USSR and has an ancient and heroic history. It can be easily reached from Kyiv and Moscow by direct flights.

Organizers: Ukrainian National Antenna Association (UNAA), IEEE AP/C/EMC/SP Kharkiv Joint Chapter of Ukraine Section, Ukraine Ministry of Education and Science, Kharkiv National University of Radio Electronics, Karazin Kharkov National University, Sevastopol State Technical University.

Co-organizers: Kharkiv Military University, National Technical University "Kyiv Polytechnical Institute", National Academy of Sciences of Ukraine, Radio Astronomy Institute NASU, Academy of Sciences of Applied Radio Electronics, IEEE AP-S, and other international organizations.

Chairman: Yakov S. Shifrin, Kharkiv National University of Radio Electronics, UNAA President
Phone: +380 572 409430, Fax: +380 572 409113, E-mail: shifrin@kture.kharkov.ua

Important Dates

Reception of paper submission:	May 20, 2003
Notification of acceptance:	June 31, 2003
Pre-Registration:	July 31, 2003

Technical Paper Submission

The papers accepted for the program will be published in the ICATT'03 Proceedings in English. Please send 3 or 4 full A4 pages (up to 6 for invited papers) of manuscripts (both .doc and .pdf files) as attachment. HARD copy and FAX submission are NOT accepted. Size of Times New Roman font: 16 pt for the title (capital, bold, centered), 12 pt for the centered author's name/affiliation/e-mail address leaving 12 pt before author's name, 9 pt for the abstract and keywords leaving 12 pt before the abstract, 10 pt for the text, which starts in 12 pt below keywords. All margins are one-inch. Main single-spaced text should be typed in two columns with space between columns 0.5 cm leaving 12 pt between paragraphs titled as 12 pt small capitals. Camera ready papers should be sent to e-mail addresses: innov@kture.kharkov.ua and Nicolay.N.Kolchigin@univer.kharkov.ua.

Additional contact e-mail address: tokarsky@ukr.net

Paper sample and further details may be found at the conference website:

<http://www.kture.kharkov.ua/ICATT'03/index.html>

4-я Международная конференция по теории и технике антенн (МКТТА'03)

9-12 сентября 2003 г. в г. Севастополе будет проводиться 4-я Международная конференция по теории и технике антенн (МКТТА'03). Информацию о предыдущих конференциях можно найти в журналах *IEEE Antennas and Propagation Magazine* №2 за 1998 г., с. 71-74 и №1 за 2000 г., с.142-144.

Тематика конференции

- | | |
|---|--|
| 1. Общая теория антенн | 9. Антенные измерения |
| 2. Рефлекторные, линзовые и гибридные антенны | 10. Аналитические и численные методы |
| 3. Антенные решетки | 11. СВЧ-компоненты и цепи, волоконно-оптическая технология |
| 4. Адаптивные антенны, обработка сигналов | 12. Промышленное и медицинское применение СВЧ-технологий |
| 5. Широкополосные и многочастотные антенны | 13. Антенные аспекты электромагнитной совместимости |
| 6. Слабонаправленные и печатные антенны | 14. Электромагнитная теория в высшей школе |
| 7. Антенны для мобильной связи | 15. Антенные укрытия и поглощающие материалы |
| 8. Антенны для дистанционного зондирования | |

Рабочие языки конференции: русский, украинский, английский.

Место проведения: Севастопольский государственный технический университет (СГТУ).

Организаторы: Украинская Национальная Ассоциация Антенн (УНАА), IEEE AP/C/EMC/SP Kharkov Joint Chapter, Министерство образования и науки Украины, Харьковский национальный университет радиоэлектроники, Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Севастопольский государственный технический университет.

Соорганизаторы: Харьковский военный университет, Национальный технический университет "Киевский политехнический институт", Национальная Академия Наук Украины (НАНУ), Радиоастрономический институт НАНУ, Академия Наук Прикладной Радиоэлектроники, IEEE AP-S и другие международные организации.

Председатель: Проф. Я.С.Шифрин, Харьковский национальный университет радиоэлектроники, Президент УНАА, Тел.: +38 0572 409430, Факс: +38 0572 409113, E-mail: shifrin@kture.kharkov.ua

Важные даты

Прием докладов:	до 20 мая 2003
Уведомление о принятии доклада	31 июня 2003

Требования к докладам

Доклады, включенные в программу, будут изданы в трудах конференции на английском языке. Объем - 3 или 4 полных стр. формата А4, для заказных докладов – 6 полных стр. Рукописи представлять в электронном виде (как .doc, так и pdf файлы) как приложения к электронной почте на двух языках – обязательно на хорошем английском языке, а также на русском или украинском языке. БУМАЖНЫЕ КОПИИ и ФАКСЫ приниматься к рассмотрению не будут. Шрифт: Times New Roman, 16 pt для названия (прописные, п/ж, по центру), 12 pt для Ф.И.О. автора с полным наименованием организации и e-mail адресом, с интервалом 12 pt перед фамилиями авторов, 9 pt для аннотации с интервалом и ключевых слов, с интервалом 12 pt перед аннотацией, 10 pt для текста (выравнивание по ширине), который начинается с интервалом 12 pt ниже ключевых слов. Размер всех полей 2,54 см. Текст печатать в две колонки с расстоянием между колонками 0,5 см и интервалом 12 pt между разделами (параграфами). Названия параграфов печатаются малыми прописными буквами размером 12 pt.

Подготовленный доклад должен быть послан электронной почтой по адресам :

innov@kture.kharkov.ua и Nicolay.N.Kolchigin@univer.kharkov.ua

Дополнительный электронный адрес для контактов: tokarsky@ukr.net

Образец доклада и другие детали см. в Интернете на сайте конференции:

<http://www.kture.kharkov.ua/ICATT'03/index.html>

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 130
Російською та українською мовами

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 130
На русском и украинском языках

Редактор *Л.М. Денісова*
Виконавець комп'ютерної верстки *В.В. Тарасенко*

Підп. до друку 25.12.2002. Формат 60х90/8.
Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк офсет. Ум. друк. арк. 14,62.
Обл.- вид. арк. 15,63.
Тираж 300 пр. Зам. № 23. Ціна договір.

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

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ «Колегіум», тел. (0572) 28-53-74.

ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ, ПО КОТОРЫМ РЕДКОЛЛЕГИЯ СБОРНИКА ПУБЛИКУЕТ СТАТЬИ

- ★ Теоретические основы радиотехники
- ★ Радиотехнические устройства и системы
- ★ Радиолокация и радионавигация
- ★ Распространение электромагнитных волн
- ★ Теория и техника антенн
- ★ СВЧ-техника
- ★ Электровакуумные и полупроводниковые
приборы, устройства и системы
- ★ Квантовая электроника
- ★ Лазеры и оптико-электронные приборы
- ★ Проблемы телекоммуникаций
- ★ Защита информации
- ★ Сетевые технологии
- ★ Технология производства радиоэлектронных средств